



## THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI

Spécialité : Physique

École Doctorale Ondes et Matière

par

Sandrine RICAUD

### **Lasers femtoseconde de forte puissance moyenne à base de cristaux dopés à l'ytterbium.**

Soutenue le jeudi 4 décembre 2012 devant les membres du jury :

- |    |                    |                      |
|----|--------------------|----------------------|
| M. | Vincent COUDERC    | (Rapporteur)         |
| M. | Thomas SÜDMEYER    | (Rapporteur)         |
| M. | Frédéric DRUON     | (Directeur de thèse) |
| M. | Fabien BRETENAKER  | (Examineur)          |
| M. | Jean-Louis DOUALAN | (Examineur)          |
| M. | Éric MOTTAY        | (Examineur)          |



Thèse préparée au

**Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique**

Equipe Lasers

Campus Polytechnique - RD 128

2, avenue Augustin Fresnel

91 127 Palaiseau CEDEX

# Remerciements

Cette thèse ne se résume pas à un travail scientifique, elle a été également une expérience personnelle très enrichissante ! Dans des locaux que je connaissais déjà bien, j'ai eu la chance de travailler avec des personnes assez exceptionnelles !

Je remercie tout d'abord Patrick Georges pour m'avoir acceptée dans son groupe de recherche, et proposé ce sujet de thèse. Il répond toujours présent lorsqu'on le sollicite et connaît de nombreuses anecdotes sur l'histoire du laser !

Je remercie ensuite mon directeur de thèse, Frédéric Druon, qui m'a accompagnée avec sa bonne humeur durant cette période parfois mouvementée ! Il a toujours pris le temps de m'aider et de me conseiller dans les meilleurs moments comme les moins faciles. J'espère vraiment que par la suite nous aurons l'occasion de retravailler ensemble ! Je remercie également un binôme de choc, Dimitris Papadopoulos et Alain Pellegrina, avec qui j'ai travaillé dans d'excellentes conditions et dans une ambiance fort sympathique ! Ils ont toujours été disponibles et de nombreuses expériences ont pu être réalisées grâce à leur grande compétence dans des domaines assez variés !

Je n'oublie pas bien sûr mon collègue de bureau Marc Hanna, toujours présent pour m'aider dans mes nombreux problèmes informatiques ! Discret mais dont les conseils sont toujours très précieux ! Ses visites régulières dans les salles de manip', souvent accompagné de Frédéric, permettaient de faire une pause bien agréable !

Je remercie aussi les autres permanents et doctorants qui permettent de faire vivre l'équipe et de passer d'excellents moments en formation ou en conférence ! San Jose, Édimbourg, Munich, Stockholm... des destinations avec son lot de souvenirs et de réveils un peu difficiles !

Cette thèse était associée à une entreprise Amplitude Systèmes, dont je remercie particulièrement Éric Mottay pour m'avoir accordé sa confiance pour ce projet. En digne représentant de l'entreprise à Palaiseau, Yoann Zaouter a été un appui très important, il m'a beaucoup aidée et conseillée lors de ma thèse. Il a été également le lien vers l'entreprise d'un point de vue professionnel mais également pour me tenir informer de ses histoires quotidiennes ! Les conseils avisés de Martin Delaigue, Clemens Hönninger et Antoine Courjaud ont été indispensables pour mener à bien ma recherche, et ils ont toujours répondu au bout du fil !!! Cette entreprise c'est également toute une équipe très active et très compétente avec qui j'ai eu la chance de travailler et de passer des soirées mémorables !

Je remercie également tous les collaborateurs avec qui j'ai eu l'occasion de travailler, au CIMAP, au LCMCP, à l'IFSW, toujours très réactifs et présents pour répondre à nos interrogations et nos besoins en matériel !

Enfin je remercie ceux qui m'ont soutenue durant ces trois années, notamment ma famille et Élie, un soutien au quotidien !



# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>9</b>
<b>I Généralités</b>	<b>13</b>
I.1 Intérêt des matériaux dopés à l'ytterbium	13
I.1.1 Limites du Ti:Saphir	14
I.1.2 Matériaux générant des impulsions femtoseconde adaptés au pompage par diode	15
I.1.3 Avantages de l'ion ytterbium	15
I.1.3.1 Propriétés thermiques	15
I.1.3.2 Propriétés spectroscopiques	17
I.2 Choix de la matrice de l'ion ytterbium	18
I.2.1 Durée, puissance, énergie, gain : des compromis nécessaires	18
I.2.1.1 Propriétés spectroscopiques et propriétés thermiques	18
I.2.1.2 Stockage et gain	22
I.2.1.3 Modes et tendances	28
I.2.2 La famille des fluorures	29
I.2.2.1 Méthode de croissance	29
I.2.2.2 Propriétés spectroscopiques	31
I.2.2.3 Propriétés thermiques	32
I.2.2.4 Travaux antérieurs sur les lasers Yb:CaF <sub>2</sub>	35
I.2.3 Le CALGO	35
I.2.3.1 Méthode de croissance	35
I.2.3.2 Propriétés spectroscopiques	37
I.2.3.3 Propriétés thermiques	38
I.2.3.4 Travaux antérieurs sur les lasers Yb:CALGO	39
I.3 Géométrie pour la forte puissance moyenne	40
I.3.1 Fibre	40
I.3.1.1 Principe et intérêts	40
I.3.1.2 État de l'art en régime femtoseconde	41
I.3.2 Fibre cristalline	42
I.3.2.1 Principe et intérêts	42
I.3.2.2 État de l'art	42
I.3.3 Disque mince	43
I.3.3.1 Principe et intérêts	43
I.3.3.2 État de l'art	44
I.3.4 Slab	45
I.3.4.1 Principe et intérêts	45
I.3.4.2 État de l'art	46
I.3.5 Bilan	47

<b>II</b>	<b>Énergie et durée : Amplificateurs à base de cristaux massifs d'Yb:fluorures</b>	<b>49</b>
II.1	Amplification à dérive de fréquence . . . . .	49
II.1.1	Intérêt . . . . .	49
II.1.2	Technique d'amplification d'impulsions courtes . . . . .	51
II.1.2.1	Étireur - Compresseur . . . . .	51
II.1.2.2	Influence de l'amplificateur . . . . .	53
II.2	Amplification régénérative à haute cadence . . . . .	53
II.2.1	Principe de l'amplification régénérative . . . . .	53
II.2.1.1	Isolateur optique . . . . .	53
II.2.1.2	Cellule de Pockels . . . . .	54
II.2.1.3	Cycles de stockage et d'amplification . . . . .	54
II.2.2	Amplificateur régénératif en pompage continu . . . . .	55
II.2.2.1	Dynamique d'amplification et influence des pertes de la cavité à basse cadence . . . . .	56
II.2.2.2	Étude en cadence . . . . .	57
II.2.2.3	Limite liée au seuil de dommage . . . . .	59
II.2.2.4	Rétrécissement spectral par le gain . . . . .	60
II.2.3	Résultats expérimentaux . . . . .	61
II.2.3.1	Amplificateur régénératif Yb:CaF <sub>2</sub> . . . . .	61
II.2.3.2	Amplificateur régénératif Yb:SrF <sub>2</sub> . . . . .	70
II.2.3.3	Combinaison des milieux à gain Yb:CaF <sub>2</sub> /Yb:SrF <sub>2</sub> . . . . .	73
II.3	Amplification à haute énergie . . . . .	76
II.3.1	Spécificités des amplificateurs de très forte énergie . . . . .	76
II.3.2	Amplificateurs multipassage Yb:CaF <sub>2</sub> basse cadence . . . . .	77
II.3.2.1	Amplificateur produisant une énergie de 50 mJ à 20 Hz . . . . .	79
II.3.2.2	Amplificateur produisant une énergie de 100 mJ à 30 Hz . . . . .	84
II.3.2.3	Combinaison cohérente passive de faisceaux . . . . .	88
Conclusion	. . . . .	92
<b>III</b>	<b>Puissance et durée : Lasers à disque mince d'Yb:CALGO</b>	<b>95</b>
III.1	L'oscillateur femtoseconde . . . . .	95
III.1.1	Blocage des modes en phase . . . . .	95
III.1.2	Le régime soliton en cavité laser . . . . .	97
III.1.3	L'absorbant saturable . . . . .	98
III.1.3.1	Principe général du SESAM . . . . .	100
III.1.3.2	Propriétés macroscopiques du SESAM . . . . .	102
III.1.3.3	Durée minimale d'un soliton . . . . .	103
III.1.4	Limitation du régime soliton . . . . .	104
III.1.4.1	Régime à blocage de modes autodéclenché . . . . .	104
III.1.4.2	Régime multi-solitons . . . . .	104
III.1.5	Oscillateur de forte puissance moyenne . . . . .	105
III.2	Caractérisation des cristaux . . . . .	106
III.2.1	Cavité laser continu . . . . .	106
III.2.1.1	Résultats expérimentaux . . . . .	106
III.2.1.2	Accordabilité . . . . .	109
III.2.2	Évaluation des effets thermiques . . . . .	109

III.3	Résultats expérimentaux en régime femtoseconde . . . . .	111
III.3.1	Laser femtoseconde de faible puissance moyenne . . . . .	111
III.3.1.1	Premiers résultats . . . . .	111
III.3.1.2	Réduction de la durée des impulsions . . . . .	112
III.3.1.3	Accordabilité de l'oscillateur . . . . .	114
III.3.1.4	Bilan intermédiaire . . . . .	115
III.3.2	Démonstration d'un oscillateur femtoseconde de forte puissance moyenne	116
III.3.2.1	Changement du support du cristal . . . . .	116
III.3.2.2	Résultats en cavité laser multimode . . . . .	117
III.3.2.3	Oscillateur femtoseconde de forte puissance moyenne . . . . .	118
III.4	Vers les amplificateurs régénératifs . . . . .	122
	Conclusion . . . . .	124
<b>IV</b>	<b>Durée, puissance, énergie : l'apport de la cryogénie pour l'Yb:CaF<sub>2</sub></b>	<b>125</b>
IV.1	Évolution des propriétés spectroscopiques à basse température . . . . .	125
IV.2	Évolution des propriétés thermiques . . . . .	127
IV.3	Résultats expérimentaux à 77 K . . . . .	131
IV.3.1	Système de forte puissance moyenne et de fort gain . . . . .	131
IV.3.2	Système laser de très faible défaut quantique . . . . .	136
	Conclusion . . . . .	140
	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>141</b>
	<b>Liste des publications de l'auteur</b>	<b>145</b>
	<b>Références</b>	<b>149</b>



# Introduction générale

Depuis la commercialisation des premiers lasers femtoseconde ( $10^{-15}$  s) à la fin des années 80, de nouveaux marchés ne cessent d'apparaître, à la fois pour des applications scientifiques et industrielles. Ces lasers sont de plus en plus robustes, et des systèmes commerciaux peuvent désormais atteindre des puissances crêtes de l'ordre du PW.

L'obtention de ces impulsions brèves repose sur la mise en phase des modes longitudinaux d'une cavité laser. Peu de temps après la démonstration de l'effet laser par Maiman en 1960 [Maiman 60], ce mécanisme de blocage de modes en phase a été observé dans un matériau solide [Mocker 65], mais les premiers lasers à générer des impulsions stables ont été des lasers à colorant [Ippen 72], qui permirent rapidement de produire des impulsions femtoseconde [Fork 81]. La compréhension du blocage de mode passif à l'aide d'un absorbant saturable [Haus 75b, Haus 75a], et la gestion de la dispersion de vitesse de groupe [Mollenauer 84] ont permis l'obtention d'impulsions de plus en plus courtes. Une impulsion d'une centaine de femtosecondes correspond à un spectre de largeur à mi-hauteur de 12 nm dans le proche IR ( $1 \mu\text{m}$ ), et de nombreux matériaux possèdent une bande passante permettant leur génération. Parmi ces matériaux, ceux dopés aux ions de terres rares ont un intérêt croissant puisqu'ils peuvent être pompés par des diodes laser. La première démonstration d'un laser pompé par diodes date de 1964 [Keyes 64], mais il faudra attendre plus de 20 ans pour obtenir commercialement des diodes avec une longue durée de vie, et des puissances permettant le pompage laser. L'intérêt de ce type de pompage est rapidement identifié [Byer 88] puisqu'il possède des avantages non négligeables, comme sa compacité, sa durée de vie et sa forte efficacité électrique-optique. Depuis, la diminution du prix, l'augmentation de la brillance et de la puissance moyenne des diodes continuent à faire croître leur utilisation.

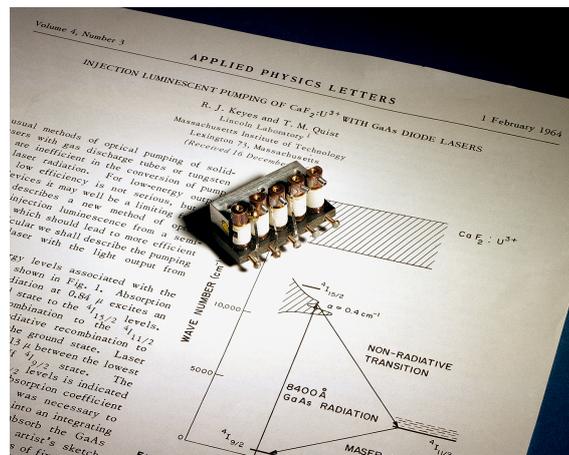


FIGURE 1 – Premier laser pompé par diodes, U:CaF<sub>2</sub> - Propriété du Laboratoire Lincoln MIT

Les lasers femtoseconde ont un intérêt aussi bien pour la recherche scientifique, permettant l'étude de nouveaux champs de la physique, que pour l'industrie ou le domaine médical. Tout

d'abord, la durée ultra-courte permet l'étude de phénomènes ultra rapides. En effet en une seconde la lumière parcourt environ la distance Terre-Lune, alors qu'en 100 fs elle parcourt l'épaisseur d'un cheveu! Le prix Nobel de chimie de 1999, décerné à Mr. Zeweil pour ses travaux sur les états de transition d'une réaction chimique à l'aide de la spectroscopie femtoseconde, en témoigne.

Par ailleurs, les fortes intensités crêtes que l'on peut obtenir, permettent des interactions avec la matière, comme le phénomène d'ablation, présentant un fort intérêt industriel. L'ablation en régime d'impulsions femtoseconde agit sur une zone très localisée et l'interaction laser-matière engendre peu de chaleur, n'endommageant pas les zones non traitées. L'absorption non linéaire induite par l'intensité élevée, entraîne l'éjection de l'atome avant que la chaleur n'ait le temps de se diffuser. Ces qualités permettent d'améliorer la précision dans la micro et nanostructuration, et dans la microanalyse des matériaux. De plus, l'énergie d'une impulsion femtoseconde étant concentrée sur un temps très court, les puissances instantanées atteintes sont très importantes et permettent de dépasser le seuil d'ablation de tous types de matériaux. L'utilisation d'un même laser pour différentes applications est alors possible. On peut enfin citer l'utilisation du laser femtoseconde en chirurgie ophtalmologique, qui permet notamment aujourd'hui les opérations de la myopie 100% laser, découpant la cornée de façon très précise et très rapide (en quelques secondes).



FIGURE 2 – Découpe de capot cornéen par laser femtoseconde - Propriété Amplitude Systèmes

La société Amplitude Systèmes, partenaire de cette thèse, développe et commercialise des lasers femtoseconde pompés par diode laser. Elle a privilégié comme milieu amplificateur, les matériaux dopés à l'ytterbium ( $\text{Yb}^{3+}$ ). Aujourd'hui, l'obtention de plus fortes puissances moyennes et de plus fortes énergies, présente un réel intérêt pour développer de nouvelles applications. En effet, l'obtention d'une même énergie (nécessaire au phénomène d'interaction avec la matière) à une cadence plus élevée permet d'augmenter la rapidité des procédés industriels, et davantage d'énergie à une même cadence permet la séparation du faisceau pour de nouvelles applications. Nous avons la possibilité de pomper, grâce aux diodes actuelles, les matériaux dopés aux ions terres rares avec des centaines de watts. Cependant dans ce cas, la gestion des effets thermiques devient un point central, et différentes architectures de milieu à gain permettent de gérer ces effets. Ces architectures seront discutées dans cette thèse. Grâce à la technologie des fibres dopées à l'ytterbium, on obtient des records de puissances moyennes en régime femtoseconde [Eidam 10], avec 830 W pour une impulsion de 640 fs mais pour une cadence très élevée de 78 MHz. Cette technologie permet donc bien l'obtention de très forte puissance moyenne, mais sa limitation vient de l'apparition d'effets non linéaires pour des énergies plus élevées, dégradant la qualité des impulsions produites. Aujourd'hui, pour dépasser le seuil de quelques

mJ à des cadences du kHz, une solution apportée est la combinaison cohérente de faisceaux laser. Une énergie de 3 mJ à la cadence de 10 kHz [Klenke 11] a ainsi été obtenue, ce qui est la limite actuelle en termes d'énergie. Le sujet de recherche que je développe dans ce manuscrit, est orienté vers le développement de lasers femtoseconde permettant l'obtention de fortes énergies et puissances moyennes en utilisant d'autres architectures et des cristaux dopés à l'ytterbium. Ce manuscrit présente le travail réalisé durant trois années dans l'équipe Lasers du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique sous la direction de Frédéric Druon, en étroite collaboration avec la société Amplitude Systèmes.



FIGURE 3 – Stent bio-résorbable en polymère découpé par laser femtoseconde - Propriété Amplitude Systèmes

Les sources femtoseconde produisant les plus courtes impulsions ont pour milieu amplificateur un cristal de saphir dopé au titane. Elles permettent la génération d'impulsions de quelques femtosecondes (5 fs en oscillateur et  $>20$  fs en amplificateur), énergétiques mais possèdent des limites que l'on commencera par exposer dans le premier chapitre. L'intérêt d'utiliser des matériaux pompés par diode laser pour la forte puissance moyenne sera alors justifié, en particulier des matériaux dopés à l'ytterbium. Ces matériaux possèdent des propriétés spectroscopiques et thermiques différentes selon la matrice environnante, et l'on expliquera notre choix de travailler avec des cristaux de  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{SrF}_2$  et  $\text{CaGdAlO}_4$  (CALGO) dopés à l' $\text{Yb}^{3+}$ . On discutera ensuite des différentes architectures pour le milieu amplificateur permettant de gérer les effets thermiques.

Le deuxième chapitre s'intéresse à la problématique de la montée en énergie des amplificateurs. Le principe de l'amplification à dérive de fréquence est tout d'abord rappelé, puis deux types d'amplifications sont étudiés. L'amplification régénérative, dans notre cas en pompage continu à haute cadence ( $\sim\text{kHz}$ ), et l'amplification multipassages en pompage quasi continu à plus basse cadence ( $\sim\text{Hz}$ ). On exposera comment les propriétés spectroscopiques des matériaux fluorures dopés à l'ytterbium permettent l'obtention d'impulsions courtes avec de fortes énergies. Les résultats obtenus pour les différents types d'amplification seront alors exposés. Enfin, on présentera le principe de combinaison cohérente pour des amplificateurs à cristaux massifs, permettant d'extraire davantage d'énergie pour un même niveau de pompage, tout en limitant la puissance crête de l'impulsion responsable de l'endommagement notamment du milieu amplificateur.

Ensuite le troisième chapitre est consacré aux résultats obtenus avec l'architecture « disque mince », présentée dans le première chapitre. Cette architecture permet le développement de systèmes de forte puissance moyenne, notamment d'oscillateur à verrouillage de modes en phase dont on rappellera le principe. On présentera les résultats obtenus avec le matériau  $\text{Yb:CALGO}$

en régime continu puis en régime femtoseconde, en précisant les limites et les perspectives envisagées avec ce cristal. Des résultats en régime déclenché seront également présentés, préliminaires pour le futur développement d'amplificateur régénératif.

Enfin, le dernier chapitre présente l'intérêt de la cryogénie pour la forte puissance moyenne. On s'intéressera en particulier à l'évolution des propriétés spectroscopiques et thermiques pour le cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub>, et on exposera des résultats préliminaires en régime continu. Ce refroidissement permet également l'accès à de nouvelles longueurs d'onde d'émission, pouvant avoir un intérêt pour de nouvelles applications.

# Chapitre I

## Généralités

L'évolution des sources ultrabrèves s'est accélérée dans les années 90, grâce à plusieurs avancées technologiques majeures. Les puissances crêtes alors générées produisent des effets non-linéaires délétères dans les milieux amplificateurs, notamment le phénomène d'autofocalisation. Ce phénomène peut entraîner des fluences supérieures au seuil de dommage du matériau, pouvant l'endommager. La technique d'amplification d'impulsions à dérive de fréquence, qui est l'adaptation optique d'une technique radar démontrée par Strickland et Mourou en 1985 [Strickland 85], est une solution à ce problème et permet d'envisager le développement de sources plus énergétiques. L'année 1986 quant à elle est marquée par la découverte d'un nouveau matériau, le saphir dopé au titane (Ti:Sa) [Moulton 86]. Ses propriétés spectroscopiques sont particulièrement adaptées à la génération d'impulsions de quelques femtosecondes. C'est avec ce matériau qu'au début des années 90, Spence, Kean et Sibbet réalisent le premier auto-verrouillage des modes en phase par lentille de Kerr, le « magic-modelocking » [Spence 91], qui permettra bien plus tard la génération d'impulsions proche d'un cycle optique.

Le développement des lasers femtoseconde s'est alors intensifié. A la fin des années 90 une nouvelle génération de lasers femtoseconde est apparue. Le milieu à gain, cette fois un matériau dopé à l'ytterbium, est pompé directement par des diodes laser de puissance. Ce premier chapitre commence par expliciter les particularités de ces matériaux, liées à leurs propriétés thermiques et spectroscopiques mais aussi à leur type de pompage. De nombreux résultats sont publiés avec ces matériaux, mais dans cette thèse on s'intéresse particulièrement aux cristaux d'Yb:CALGO et d'Yb:CaF<sub>2</sub>, dont les spécificités feront l'objet de la deuxième partie de ce chapitre. Ils ont un potentiel important pour le développement de nouvelles sources de plus forte puissance moyenne et plus énergétique. On expose enfin dans la dernière partie de ce chapitre, différentes géométries du milieu à gain adaptées à la forte puissance moyenne, avec pour chacune, les principaux résultats obtenus.

### I.1 Intérêt des matériaux dopés à l'ytterbium pour la génération d'impulsions femtoseconde de forte puissance moyenne

La génération d'impulsions femtoseconde nécessite un spectre de gain large pour le matériau laser. En effet il existe une relation entre la durée temporelle à mi-hauteur (FWHM) de l'impulsion  $\Delta t$  et la largeur spectrale à mi-hauteur de l'impulsion  $\Delta\nu$  qui est la suivante (propriétés de la transformée de Fourier) :

$$\Delta t \Delta \nu \geq K \tag{I.1}$$

avec  $K$  dépendant du profil temporel de l'impulsion,  $K = 0,441$  pour une gaussienne,  $K = 0,315$  pour une sécante hyperbolique. Lorsque cette équation devient une égalité, les impulsions sont dites en limite de Fourier, il n'y a aucune dérive de fréquence en fonction du

temps. Dans le cas contraire on dit que les impulsions sont "chirpées" car elles ont une dérive en fréquence. Ainsi, la durée minimale d'une impulsion est limitée par la largeur de son spectre, et en est même inversement proportionnelle.

### I.1.1 Limites du Ti:Saphir

Ce cristal possède des propriétés laser particulièrement intéressantes. Elles lui ont permis de s'imposer dans les chaînes laser femtoseconde, notamment face aux lasers à base de colorants ou de verres dopés au néodyme. Tout d'abord, son spectre d'émission est extrêmement large, de 680 nm à 1100 nm comme on le voit sur la figure I.1, ce qui lui permet potentiellement la génération d'impulsions de 3,6 fs. Des systèmes industriels spécifient aujourd'hui des impulsions de durée inférieure à 6 fs.

Par ailleurs, ce cristal possède une excellente conductivité thermique  $\kappa_C=34 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  permettant une bonne évacuation de la chaleur même pour de fortes puissances de pompe.

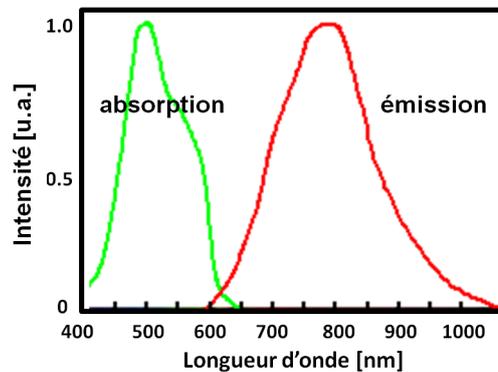


FIGURE I.1 – Spectre d'absorption et d'émission du Ti:Saphir.

Le pompage de ces lasers utilise généralement des diodes AlGaAs/GaAs émettant à 808 nm, pompant un laser Nd:YVO<sub>4</sub> de longueur d'onde d'émission 1064 nm, que l'on double en fréquence afin d'obtenir 532 nm. Ce système de pompage limite l'efficacité globale du système. Depuis les années 80, des progrès majeurs ont été réalisés dans le domaine des semi-conducteurs, et désormais des diodes laser permettent d'obtenir de très bons rendements électriques-optiques, aux alentours de 70%, pour de forte puissance moyenne (kW). La qualité spatiale et spectrale de ces diodes reste médiocre, bien qu'il y ait de fortes améliorations (avec notamment la combinaison spectrale ou cohérente de faisceaux). Pour autant, leurs propriétés restent bien adaptées au pompage des milieux amplificateurs, en régime continu ou impulsionnel. Cependant le spectre d'absorption du Ti:Sa (dans le bleu-vert) ne correspond pas à la longueur d'onde optimale d'émission des diodes laser de puissance, et un problème de photodégradation est observé avec un pompage dans le bleu. C'est pourquoi, seules des démonstrations anecdotiques à basse puissance ont été obtenues avec un pompage par diodes laser [Roth 09, Roth 12]. Pour de nombreuses applications, les avantages du Ti:Sa restent pourtant non négligeables.

La recherche se porte désormais sur des sources laser plus performantes, simples, compactes, moins onéreuses, entraînant un fort engouement pour les lasers directement pompés par diodes laser. Ces spécificités sont déterminantes pour le développement de sources de forte puissance moyenne auxquelles on s'intéresse.

## I.1.2 Matériaux générant des impulsions femtoseconde adaptés au pompage par diode

Le choix du matériau pour la génération d'impulsions femtoseconde est dans un premier temps fortement lié à son spectre de gain. Si l'on considère les différents cristaux ou verre possédant un intérêt, ils se classent en deux catégories liées au type de dopants. Les matériaux dopés à base d'ions métalliques de transition du groupe fer, comme le  $Ti^{3+}$ , le  $Cr^{3+}$ , le  $Cr^{4+}$  et le  $Cr^{2+}$ , dont les spectres sont larges quasiment indépendamment de la matrice hôte. Puis, ceux dopés à base d'ions métalliques de la famille des terres rares, l' $Er^{3+}$ , le  $Nd^{3+}$ , l' $Yb^{3+}$  et le  $Tm^{3+}$ , dont l'éclatement des bandes d'énergies lié au champs cristallin va directement influencer la largeur du spectre. On représente sur la figure I.2, les gammes spectrales accessibles avec ces différents matériaux.

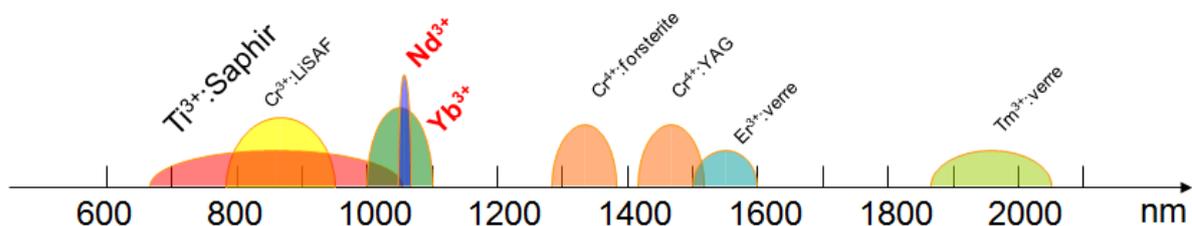


FIGURE I.2 – Exemples de gammes spectrales accessibles avec différents matériaux solides à large spectre d'émission.

Parmi ces matériaux, ceux dopés aux ions  $Nd^{3+}$  et  $Yb^{3+}$  ont un spectre d'absorption correspondant aux longueurs d'onde d'émission des diodes laser de forte puissance moyenne actuellement disponibles. On s'y intéresse alors particulièrement.

## I.1.3 Avantages de l'ion ytterbium

### I.1.3.1 Propriétés thermiques

Les matériaux dopés au néodyme et à l'ytterbium ont des propriétés différentes. Tout d'abord l'ion ytterbium possède une structure électronique simple (figure I.3), évitant ainsi de nombreux effets parasites : "upconversion", absorption de l'état excité, "quenching de fluorescence"... Dans le cas des matériaux dopés au néodyme, ces effets entraînent une diminution de la population du niveau excité, donc du gain du matériau, et surtout étant non-radiatifs, ils provoquent l'échauffement du matériau.

Par ailleurs, pour les matériaux dopés à l'ytterbium seuls deux niveaux électroniques participent au fonctionnement laser : le niveau fondamental  $^2F_{7/2}$  et le niveau excité  $^2F_{5/2}$ . Pour la suite on notera  $n_1$  et  $n_2$  les populations du niveau fondamental et excité respectivement, en  $cm^{-3}$ . Ces niveaux électroniques sont composés de sous-niveaux Stark. En effet dans une matrice, l'ion actif est perturbé par le champ électrique constitué par les atomes environnants, résultant en l'apparition de sous-niveaux Stark pour chaque niveau électronique (levée de la dégénérescence). La répartition énergétique des sous-niveaux est donc différente d'une matrice à une autre.

Les transitions entre les deux niveaux principaux sont essentiellement radiatives, alors que celles intrabandes, quasi-instantanées, ne le sont pas et se font par thermalisation. Le niveau bas laser est alors un sous-niveau Stark du niveau fondamental, ce qui a deux conséquences :

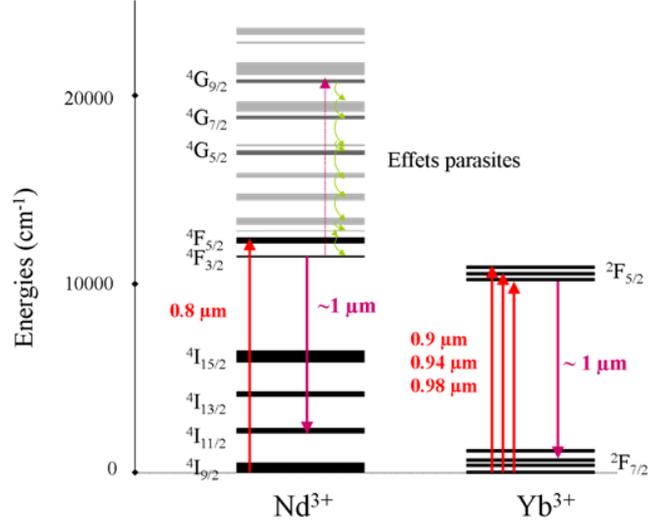


FIGURE I.3 – Structure électronique simplifiée des matériaux dopés au  $\text{Nd}^{3+}$  et à l' $\text{Yb}^{3+}$ .

- le niveau bas laser est peuplé thermiquement, entraînant notamment le phénomène de réabsorption à la longueur d'onde laser. Cette réabsorption est responsable d'un seuil d'inversion minimal pour obtenir l'effet laser, c'est l'inversion de transparence laser  $n_{2trL}$ . Pour les matériaux dopés à l'ytterbium, l'équation d'évolution temporelle des populations est :

$$\frac{dn_2}{dt} = (\sigma_{aL}n_1 - \sigma_{eL}n_2)\frac{I_L}{h\nu_L} + (\sigma_{aP}n_1 - \sigma_{eP}n_2)\frac{I_P}{h\nu_P} - \frac{n_2}{\tau_{fluor}} \quad (\text{I.2})$$

avec  $I_L$  et  $I_P$  respectivement l'intensité laser et de pompe en  $\text{kW.cm}^2$ ,  $\sigma_{aL}$  ( $\sigma_{aP}$ ) et  $\sigma_{eL}$  ( $\sigma_{eP}$ ) les sections efficaces d'absorption et d'émission à la longueur d'onde laser (pompe) en  $\text{cm}^2$ ,  $\tau_{fluor}$  le temps de fluorescence du matériau en s. Le gain linéique  $g_L$  (en  $\text{cm}^{-1}$ ) est défini par :

$$\frac{dI_L}{dz} = g_L I_L \quad (\text{I.3})$$

et vérifie :

$$g_L = \sigma_{eL}n_2 - \sigma_{aL}n_1 = (\sigma_{eL} + \sigma_{aL})(n_2 - n_{2trL}) \quad (\text{I.4})$$

avec :

$$n_{2trL} = n_{tot} \frac{\sigma_{aL}}{\sigma_{aL} + \sigma_{eL}} \quad (\text{I.5})$$

$n_{tot}$  est la densité de population totale du matériau en  $\text{cm}^{-3}$ .

Cette inversion est d'autant plus faible que la longueur d'onde émise est élevée. De plus cette réabsorption entraîne un décalage du maximum du spectre de gain vers les courtes longueurs d'onde pour de fortes inversions de population, où la réabsorption devient négligeable, comme on le voit sur la figure I.4.

- le défaut quantique est faible, d'environ 5%, pour les matériaux dopés à l'ytterbium pompés à 980 nm, alors qu'il est d'environ 25% pour les matériaux dopés au néodyme pompés à 808 nm et 17% lorsqu'ils sont pompés à 880 nm. Il correspond à l'essentiel de l'énergie cédée à la matrice sous forme de chaleur entre les photons absorbés ( $\lambda_p = 940$  ou 980 nm) et ceux émis ( $\lambda_l \sim 1030$  nm) :

$$\eta_{Q\_laser} = \frac{h \cdot (\nu_p - \nu_l)}{h \cdot \nu_p} = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \quad (\text{I.6})$$

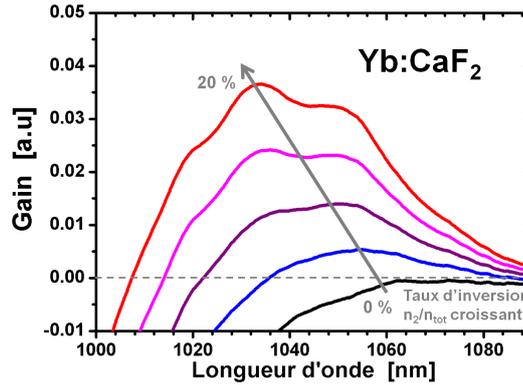


FIGURE I.4 – Spectre de gain de l'Yb:CaF<sub>2</sub> pour différents taux d'inversion de population  $n_2/n_{tot}$ .

On note alors que les matériaux dopés à l'ytterbium possèdent intrinsèquement de meilleures propriétés thermiques, ce qui est un élément clé pour le développement de systèmes de forte puissance moyenne.

### I.1.3.2 Propriétés spectroscopiques

Les matériaux dopés au néodyme permettent d'obtenir des systèmes très efficaces grâce à leurs sections efficaces élevées, mais à part le Nd:verre, ces matériaux ne possèdent pas une bande de gain suffisamment large pour produire des impulsions femtoseconde. Le Nd:verre quant à lui, possède une très mauvaise conductivité thermique ( $\sim 0,6 - 0,7 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ), qui limite son utilisation pour les systèmes de forte puissance moyenne.

La figure I.5 présente les sections efficaces du Nd:YAG et Yb:YAG. On observe alors les sections efficaces plus larges mais beaucoup moins intenses du matériau dopé à l'ytterbium :

Yb:YAG :  $\sigma_{eL} = 2,2 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$   $\Delta\lambda_{1030 \text{ nm}} = 9 \text{ nm}$

Nd:YAG :  $\sigma_{eL} = 19 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$   $\Delta\lambda_{1064 \text{ nm}} = 0,6 \text{ nm}$

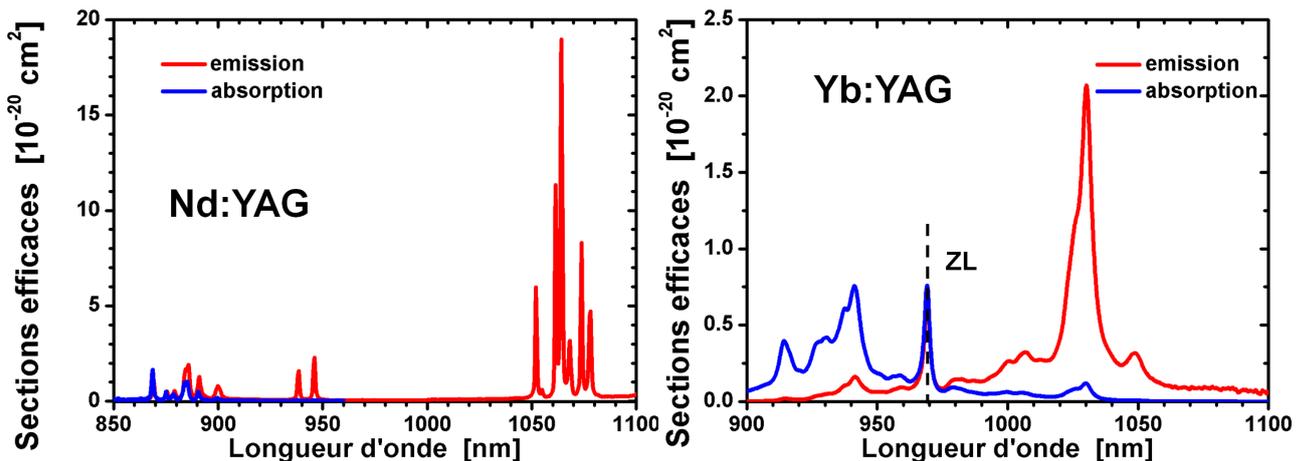


FIGURE I.5 – Sections efficaces du Nd:YAG et Yb:YAG à température ambiante. ZL : transition "Zero Line".

Ainsi, les matériaux dopés à l'ytterbium sont les meilleurs candidats pour une utilisation dans des systèmes femtoseconde de forte puissance moyenne. Dans la partie suivante, on présente l'importance de la matrice de l'ion ytterbium, qui influence fortement leurs propriétés spectroscopiques et thermiques.

## I.2 Choix de la matrice de l'ion ytterbium

### I.2.1 Durée, puissance, énergie, gain : des compromis nécessaires

#### I.2.1.1 Propriétés spectroscopiques et propriétés thermiques

La recherche de cristaux dopés à l'ytterbium avec des propriétés optimisées pour des sources à impulsions brèves est encore très active. Deux orientations sont privilégiées pour l'élaboration de nouveaux cristaux : ceux pour la forte puissance moyenne (propriétés thermiques), et ceux pour la génération d'impulsions brèves (propriétés spectroscopiques). En effet ces deux propriétés sont très liées au désordre de la matrice et sont souvent antagonistes, on aperçoit donc déjà la nécessité de compromis pour le choix de nos matériaux.

#### Vers la génération d'impulsions courtes

Les transitions entre le niveau fondamental  $^2F_{7/2}$  et le niveau excité  $^2F_{5/2}$  sont radiatives et correspondent à des pics d'émission dans les spectres des matériaux dopés à l'ytterbium.

Cependant, il existe plusieurs phénomènes permettant l'élargissement de ces pics :

- un phénomène commun à tous les cristaux laser, l'interaction entre les niveaux électroniques et les modes de vibration du réseau cristallin. Un mode de vibration de fréquence donnée  $\nu$ , gagne ou cède des paquets d'énergie  $h\nu$  ( $h$  constante de Planck), appelés « phonons ». Dans le cas de l'ytterbium, ce couplage électron/phonon est particulièrement fort [Becker 92] et entraîne un élargissement important de ses transitions.
- l'introduction de l'ion ytterbium dans une matrice avec plusieurs sites d'insertion possibles permet également d'élargir le spectre. En effet chaque site produit un champ électrostatique défini et éclate les niveaux de l'ytterbium suivant un schéma de niveaux d'énergie donné. La somme des différents schémas de niveaux d'énergie permet d'atteindre des bandes d'émission larges. Ainsi plus le matériau est désordonné plus l'ion ytterbium a des environnements différents et plus la bande d'émission est large. Le verre qui est un matériau amorphe, très désordonné, a des sections efficaces d'émission très larges. De plus, lorsque l'ion ytterbium se substitue à un ion de charge différente, comme c'est le cas pour l' $\text{Yb:CaF}_2$ , il se produit une réorganisation locale, notamment à travers la formation d'agrégats, qui entraîne de nouveaux environnements pour l'ion ytterbium.

Ainsi, les spectres d'émission des matériaux dopés à l'ytterbium sont intrinsèquement élargis par le couplage électron/phonon mais ils peuvent l'être davantage grâce au choix de sa matrice cristalline (figure I.6).

#### Vers la génération d'impulsions de forte puissance moyenne

L'obtention de plus forte puissance moyenne nécessite une puissance de pompe plus importante, ce qui signifie davantage de chaleur à dissiper. Le déplacement des phonons dans la matrice cristalline, entraîne des transferts thermiques. Si leur déplacement est facilité, comme dans le cas d'un matériau bien ordonné comme le YAG, la chaleur s'évacuera plus facilement et les propriétés thermiques du matériau seront meilleures. On vérifie cela avec la conductivité thermique du YAG (non dopé) qui est de  $10,7 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , alors que celle du verre, amorphe, est d'environ  $1 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .

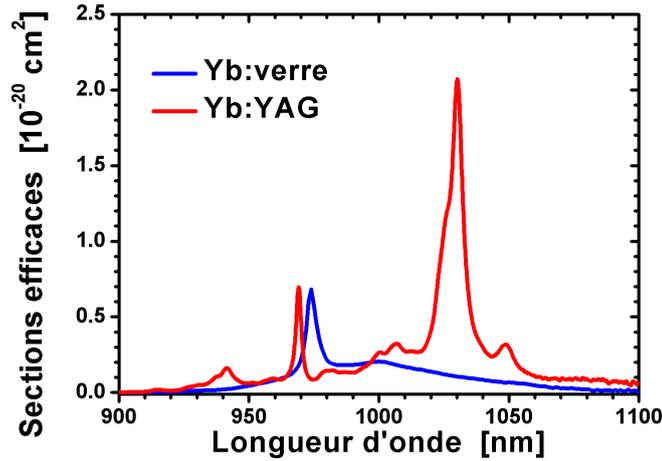


FIGURE I.6 – Comparaison des spectres d'émission de l'Yb:verre et de l'Yb:YAG à température ambiante. Le spectre de l'Yb:verre est plus large mais ses sections efficaces sont faibles.

Il existe différentes sources de chaleur :

- le défaut quantique laser, dont on a déjà parlé, correspond à la perte d'énergie sous forme de chaleur entre le photon absorbé et le photon laser émis (émission stimulée).
- le défaut quantique de fluorescence, correspond cette fois à la différence entre l'énergie absorbée et celle du photon émis par émission spontanée. De façon analogue au défaut quantique, on le définit :

$$\eta_{fluo} = \frac{h \cdot (\nu_p - \nu_f)}{h \cdot \nu_p} = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_f} \quad (\text{I.7})$$

où  $\lambda_f$  correspond à la longueur d'onde de fluorescence moyenne, souvent inférieure à la longueur d'onde laser.

- les désexcitations non-radiatives, lorsque les photons de pompe sont piégés dans des sites non-radiatifs, comme les impuretés. L'efficacité quantique est alors différente de 1, elle est très liée à la qualité cristalline (souvent cette efficacité est de 0,99).

Dans tous ces cas, une partie de la puissance absorbée sera évacuée sous forme de chaleur. On peut définir la fraction thermique  $\eta_h$  comme la fraction de la puissance absorbée par le cristal transformée en chaleur.

Cette élévation inhomogène de la température du cristal, dépendante du profil spatial du faisceau de pompe (pompage longitudinal avec une symétrie de révolution), a de nombreuses conséquences :

- des effets thermomécaniques pour le cristal. En effet le cristal est positionné dans une monture qui l'empêche de se déformer comme il le souhaiterait. Sous l'effet de la chaleur, le cristal se dilate et se voit bloquer par sa monture, qui en réponse appuie sur le centre du cristal. Les bords du cristal subissent une force de traction alors que son centre une force de compression. Les matériaux étant plus sensibles à la tension qu'à la compression, la fracture a lieu en général sur le bord du matériau, puis se propage vers le centre.
- des effets thermo-optiques pour le cristal. Les contraintes décrites précédemment, entraînent une modification de l'ellipsoïde des indices du cristal, et donc une biréfringence induite par contraintes. Cette biréfringence entraîne des pertes par dépolarisation. De plus l'élévation de température entraîne une modification de l'indice de réfraction du matériau.

- un peuplement du niveau bas laser qui augmente avec la température, d'après la statistique de Boltzmann. Cette augmentation de la population est synonyme de diminution du gain laser.
- l'apparition d'une lentille thermique  $f_{th}$ , qui modifie le profil spatial du faisceau laser, déstabilisant la cavité. On peut l'approximer dans le cas d'un pompage longitudinal avec une symétrie de révolution [Chénaïs 02] :

$$D_{th} = \frac{1}{f_{th}} = \frac{\eta_h P_{abs}}{2\pi w_P^2 \kappa_C} \chi \quad (\text{I.8})$$

$$= \frac{\eta_h P_{abs}}{2\pi w_P^2 \kappa_C} \left[ \frac{dn}{dT} + (n-1)(2+\nu)\alpha_T + 2n^3 \alpha_T C_{r,\theta} \right] \quad (\text{I.9})$$

avec  $D_{th}$  la puissance dioptrique,  $\eta_h$  la fraction thermique,  $P_{abs}$  la puissance absorbée,  $w_P$  le rayon du faisceau de pompe (waist),  $\kappa_C$  la conductivité thermique,  $n$  l'indice de réfraction,  $\alpha_T$  l'expansion thermique ( $\text{K}^{-1}$ ),  $\nu$  le coefficient de Poisson,  $C_{r,\theta}$  les coefficients élastiques suivant les axes radial  $r$  et tangentiel  $\theta$ , et  $\chi$  le coefficient thermo-optique ( $\text{K}^{-1}$ ). Ce coefficient tient compte donc des phénomènes responsables de l'apparition de la lentille thermique : la variation de l'indice de réfraction ( $dn/dT$ ), la dilatation thermique  $((n-1)(2+\nu)\alpha_T)$  et les contraintes  $(2n^3 \alpha_T C_{r,\theta})$ .

Pour ces propriétés thermiques, des caractéristiques comme la température ou le dopage du matériau peuvent également modifier leurs valeurs. On va se concentrer dans cette partie sur l'évolution de la conductivité thermique en fonction du dopage (l'évolution en fonction de la température sera étudiée dans le dernier chapitre du manuscrit). Ce point a été particulièrement développé dans la thèse de R. Gaumé [Gaumé 02].

On peut simplifier l'expression de la conductivité thermique avec le modèle de P.G. Klemens [Klemens 60] :

$$\kappa_C = \frac{1}{\pi \cdot a} \cdot \sqrt{\frac{2k_B \nu \kappa_0}{\delta}} \arctan \left[ \pi \cdot a \cdot \sqrt{\frac{\kappa_0 \delta}{2k_B \nu}} \right] \quad (\text{I.10})$$

$$\delta = \sum_{k=i}^n c_i \cdot \left( \frac{M_i - M}{M} \right)^2 \quad M = \sum_{k=i}^n c_i \cdot M_i \quad a = 2 \cdot \left[ \frac{3 \cdot V_m}{4 \cdot \pi \cdot Z \cdot N} \right]^{1/3}$$

avec  $a$  la distance moyenne entre proches voisins,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $\nu$  la vitesse du son dans le cristal de  $5870 \text{ m.s}^{-1}$  pour l'Yb:CaF<sub>2</sub> et approximée pour les oxydes à  $7000 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $\kappa_0$  la conductivité thermique du cristal non dopé,  $V_m$  le volume de la maille cristalline,  $Z$  le nombre d'unités formulaires par maille cristalline,  $N$  le nombre d'atomes par unité formulaire,  $\delta$  la variance de la masse moyenne  $M$  des sites de substitutions de l'ytterbium, avec une probabilité  $c_i$  d'être occupée par un ion  $i$  de masse  $M_i$  ( $c_{Yb=d}$  avec  $d$  le dopage du cristal).

Ainsi, la diminution de la conductivité thermique en fonction du dopage est d'autant plus rapide que la différence de masse entre l'ion ytterbium et celui substitué est grande.

On peut illustrer ce modèle avec les cristaux Yb:YAG et Yb:GGG, dont les matrices sont très similaires et où l'ion ytterbium substitue dans un cas l'ion yttrium et dans l'autre l'ion gadolinium.

Dans le tableau suivant on compare la masse molaire de quelques ions.

Ion	Masse molaire de l'ion	Variation de la masse / l'ion $\text{Yb}^{3+}$
Ytterbium - Yb	173,04	-
Yttrium - Y	88,91	49%
Gadolinium - Gd	157,25	9%
Lutécium - Lu	174,967	1%
Calcium - Ca	40,078	77%
Strontium - Sr	87,62	49%

TABLE I.1 – Masse molaire de quelques ions et leur différence de masse par rapport à l'ion ytterbium

Si l'on trace la conductivité thermique des cristaux d'Yb:YAG et Yb:GGG en fonction du dopage, figure I.7, d'après l'équation (I.10), on remarque que pour de fort dopage en ion  $\text{Yb}^{3+}$ , la variation de la conductivité thermique n'est pas négligeable pour l'Yb:YAG.

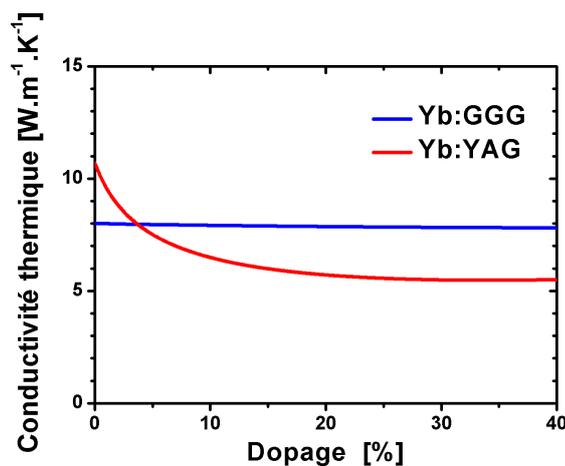


FIGURE I.7 – Conductivité thermique de l'Yb:YAG et Yb:GGG en fonction du dopage en ion  $\text{Yb}^{3+}$ .

La complexité des phénomènes thermiques mis en jeu semble obscurcir la notion de compromis entre propriétés spectroscopiques et thermiques des matériaux dopés à l'ytterbium. Le choix de la matrice est alors primordial pour répondre à notre problématique de production d'impulsions courtes, de forte puissance moyenne. Ces caractéristiques ne sont pourtant pas les seules qui vont nous intéresser. En effet on va voir dans la partie suivante que les notions de gain et de stockage d'énergie dans un matériau sont également à prendre en compte pour le développement de nouveaux systèmes.

### I.2.1.2 Stockage et gain

La problématique liée au stockage de l'énergie et au gain de l'amplificateur est également complexe. En effet le temps de fluorescence  $\tau_{fluo}$  d'un matériau est relié à son spectre d'émission par la formule suivante [McCumber 64] :

$$\frac{1}{\tau_{fluo}} = \frac{8\pi n^2}{c^2} \int \nu^2 \sigma_{em}(\nu) d\nu \quad (\text{I.11})$$

Or un matériau avec un long temps de fluorescence permet de stocker beaucoup d'énergie. On remarque donc l'existence d'un compromis entre l'énergie stockée et le gain de l'amplificateur (lié aux sections efficaces) que nous explicitons dans cette partie.

Le temps de fluorescence des matériaux dopés à l'ytterbium est en général de l'ordre de la milliseconde (voir le tableau I.2).

Matériau	$\tau_{fluo}$ (ms)
Nd:YAG	0,22
Yb:YAG	0,9
Yb:verre	1,3
Yb:KYW	0,3
Yb:CaF <sub>2</sub>	2,4
Yb:CALGO	0,42
Yb:Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,82
Yb:Sc <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,8

TABLE I.2 – Temps de fluorescence de quelques matériaux

Dans cette partie, on cherche donc à comprendre les étapes menant à l'extraction de l'énergie. Pour cela, trois matériaux dopés à l'ytterbium sont choisis, l'Yb:YAG, l'Yb:KYW et l'Yb:CaF<sub>2</sub>. Ils ont des propriétés relativement différentes, permettant de bien visualiser leurs spécificités.

### Dynamique d'inversion de population sans émission stimulée

En considérant l'intensité de pompe  $I_P$  constante sur une épaisseur  $dz$ , l'absorption linéique de la pompe  $\alpha_p$ , en  $\text{cm}^{-1}$ , vérifie :

$$\frac{dI_P}{dz} = -\alpha_p I_P \quad (\text{I.12})$$

avec

$$\alpha_p = \sigma_{aP} n_1 - \sigma_{eP} n_2 = (\sigma_{aP} + \sigma_{eP})(n_{2trP} - n_2) \quad (\text{I.13})$$

$n_1$ ,  $n_2$  respectivement la population des niveaux 1 et 2, et l'inversion de transparence  $n_{2trP}$  qui correspond à l'inversion maximale pour  $\lambda_P$  fixée :

$$n_{2trP} = n_{tot} \frac{\sigma_{aP}}{\sigma_{aP} + \sigma_{eP}} \quad (\text{I.14})$$

$n_{tot}$  la densité de population totale du matériau. En l'absence d'émission stimulée d'après I.2 on a :

$$n_2(t) = n_{2stat} - (n_{2stat} - n_2(0))e^{-t/\tau_{eff}} \quad (\text{I.15})$$

où à l'état stationnaire on peut définir :

$$n_{2stat} = \frac{n_{2trP}}{1 + \frac{I_{Psat}}{I_P}} \quad (\text{I.16})$$

et  $\tau_{eff}$  le temps caractéristique de la dynamique d'inversion de population pour les matériaux dopés à l'ytterbium :

$$\tau_{eff} = \frac{\tau_{fluor}}{1 + \frac{I_P}{I_{Psat}}} \quad (\text{I.17})$$

On définit également l'intensité de saturation de la pompe  $I_{Psat}$  :

$$I_{Psat} = \frac{h\nu_p}{(\sigma_{aP} + \sigma_{eP})\tau_{fluor}} \quad (\text{I.18})$$

En augmentant l'intensité de pompe on peut donc accélérer les états transitoires pour ces matériaux, surtout quand leur intensité de saturation de la pompe est faible (figure I.8). Le tableau I.3 donne les intensités de saturation de la pompe pour différents matériaux ainsi que, pour un même dopage, la densité de population totale  $n_{tot}$ .

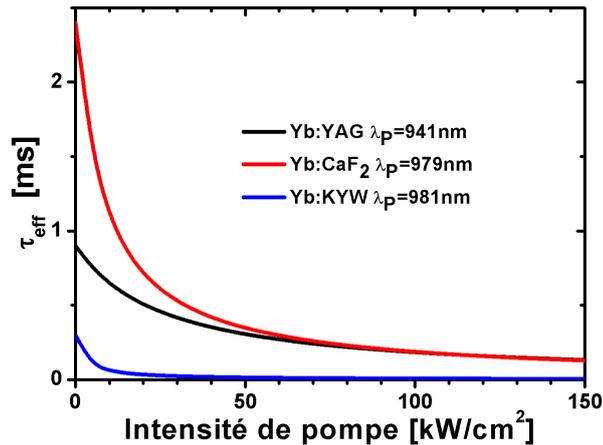


FIGURE I.8 – Évolution du temps caractéristique de la dynamique d'inversion de population pour différents matériaux dopés à l'ytterbium.

Matériau	$I_{Psat}$ à $\lambda_P$ ( $\text{kW}/\text{cm}^2$ )	$n_{tot}$ ( $10^{26}\text{m}^{-3}$ )
Yb:YAG	25, 8 à 941 nm	6, 9
Yb:CaF <sub>2</sub>	8, 5 à 979 nm	12
Yb:KYW	2, 5 à 981 nm	3

TABLE I.3 – Intensité de saturation de la pompe pour  $\lambda_P$  fixée, et densité de population totale pour différents matériaux dopés 5% en ions ytterbium.

On peut alors tracer l'évolution de l'inversion de population en fonction de l'intensité de pompe à l'état stationnaire, pour différents matériaux dopés à l'ytterbium, figure I.9.

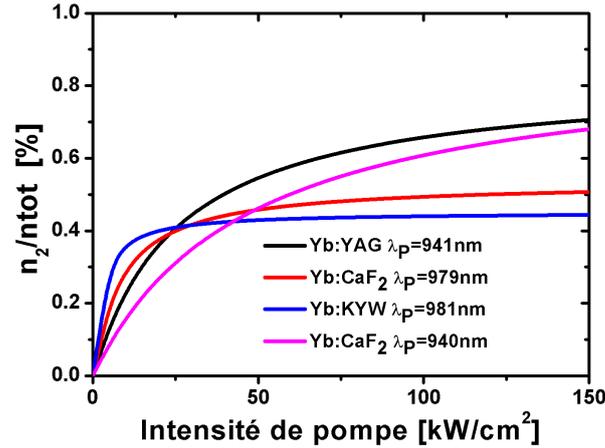


FIGURE I.9 – Taux d'inversion de population  $n_2/n_{tot}$  en fonction de l'intensité de pompe pour différents matériaux dopés à l' $\text{Yb}^{3+}$  à  $\lambda_P$  fixée, à l'état stationnaire et en l'absence d'émission stimulée.

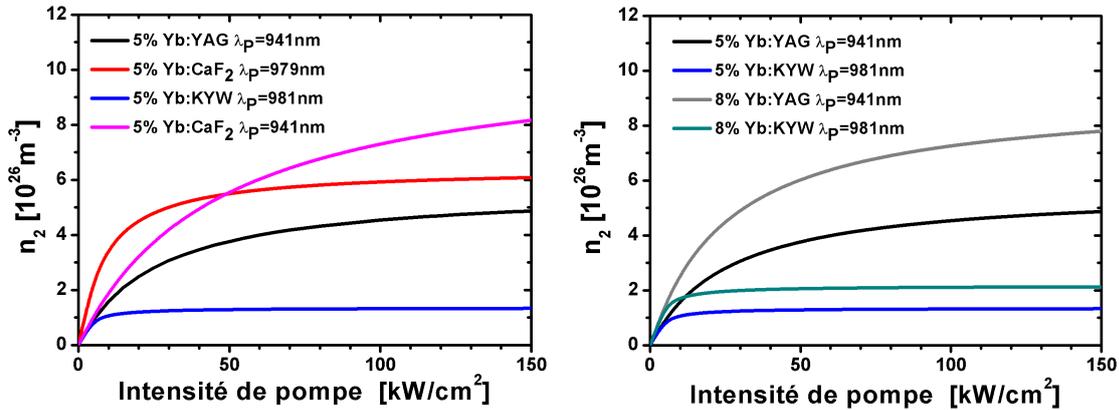


FIGURE I.10 – Taux d'inversion de population à l'état stationnaire et en l'absence d'émission stimulée, en fonction de l'intensité de pompe pour différents matériaux dopés à l' $\text{Yb}^{3+}$  et différents dopages ( $\lambda_P$  fixée).

On remarque que pomper les matériaux à la longueur d'onde correspondant à la "zéro-line" (980 nm en général et 969 nm pour l' $\text{Yb:YAG}$ ) limite l'inversion de population maximale ( $n_{2trP}$ ) à environ 50% de  $n_{tot}$  (mais défaut quantique minimisé). Pour augmenter l'inversion de population absolue, on peut doper davantage le matériau (augmenter  $n_{tot}$ ), comme on le voit sur la figure I.10. Cependant la qualité optique des matériaux se dégrade pour de fort dopage. Dans le cas de l' $\text{Yb:CaF}_2$  par exemple, il vaut mieux se limiter à un dopage de 5%. De plus, comme on l'a déjà évoqué précédemment, un dopage et un défaut quantique plus élevés diminuent les propriétés thermiques du matériau, limitant son utilisation pour la forte puissance moyenne.

### Énergie absorbée et énergie stockée

En l'absence d'émission stimulée, on connaît l'évolution de l'inversion de population  $n_2$ , d'après (I.15). La puissance absorbée  $P_{abs}$  est alors :

$$P_{abs}(dz, t) = A_p \alpha_P(t) I_P dz \quad (\text{I.19})$$

$$= A_p (\sigma_{aP} + \sigma_{eP}) (n_{2trP} - n_2(t)) I_P dz \quad (\text{I.20})$$

$$= A_p (\sigma_{aP} + \sigma_{eP}) ((n_{2trP} - n_{2stat}) + (n_{2stat} - n_2(0)) e^{-t/\tau_{eff}}) I_P dz \quad (\text{I.21})$$

où,  $A_p$  est l'aire de la zone pompée. On en déduit l'énergie absorbée  $E_{abs}$  :

$$E_{abs}(dz, t) = \int_0^t P_{abs}(dz, t') dt' \quad (\text{I.22})$$

$$= A_p I_P dz (\sigma_{aP} + \sigma_{eP}) ((n_{2trP} - n_{2stat})t + \tau_{eff} (n_{2stat} - n_2(0)) (1 - e^{-t/\tau_{eff}})) \quad (\text{I.23})$$

La dynamique de stockage d'énergie dans un matériau est régit par l'équation suivante :

$$E_{Lsto}(dz, t) = J_{Lsto}(dz, t) A_L \quad (\text{I.24})$$

$$= h\nu_L (n_2(t) - n_{2trL}) A_L dz \quad (\text{I.25})$$

$$= h\nu_L dz A_L ((n_{2stat} - n_{2trL}) - (n_{2stat} - n_2(0)) e^{-t/\tau_{eff}}) \quad (\text{I.26})$$

avec  $J_{Lsto}$  la fluence stockée à la longueur d'onde laser  $\lambda_L$  donnée, et  $A_L$  l'aire du signal laser supposée constante dans l'épaisseur  $dz$ .

On fait l'hypothèse pour les figures I.11 que  $A_P = A_L$  et qu'au début du cycle de stockage, on a  $n_2(0) = n_{2trL}$  (vérifiée si les pertes de l'amplificateur sont négligeables comme on le verra dans le chapitre suivant).

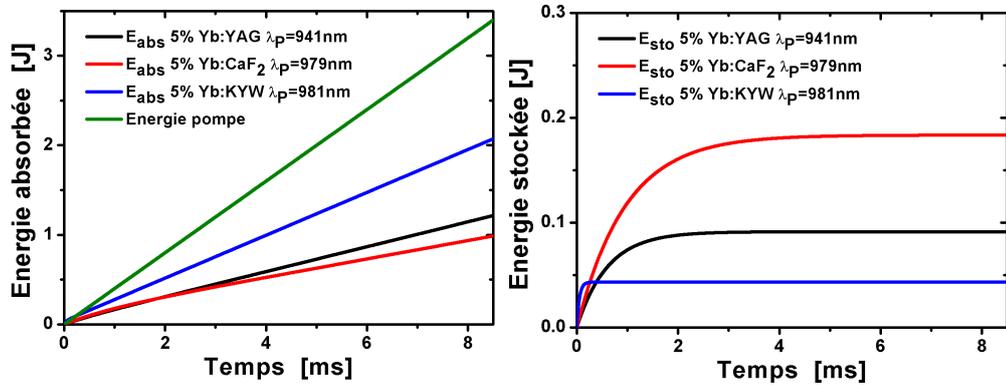


FIGURE I.11 – Énergies absorbée et stockée pour différents matériaux dopés à l'Yb<sup>3+</sup> à  $\lambda_P$  fixée pour  $\lambda_L = 1030\text{nm}$ . L'épaisseur de matériau est de 1 mm, pour une puissance moyenne de pompe de 400 W sur une zone pompée « top-hat » de 2 mm de diamètre, soit une intensité de pompe de 13 kW/cm<sup>2</sup> (incidence normale).

On remarque dans un premier temps, qu'un matériau comme l'Yb:KYW avec des sections efficaces d'absorption à la longueur d'onde de pompe élevées, permet d'absorber beaucoup d'énergie. Cependant le temps de fluorescence de ce matériau étant relativement faible, il est plus difficile de stocker cette énergie, et une grande part de l'énergie absorbée est alors convertie en fluorescence. Un matériau avec un long temps de fluorescence, comme l'Yb:CaF<sub>2</sub>, facilite alors le stockage d'énergie.

On note également, qu'en dopant davantage les matériaux ou en les choisissant plus long, on peut augmenter l'énergie stockée. Mais dans ce cas, comme on le verra dans la dernière partie de ce chapitre, la gestion des effets thermiques est importante.

Enfin on peut aussi souligner que pour des temps de pompage très court, de l'ordre de la  $\mu\text{s}$ , comme c'est le cas pour des amplificateurs fonctionnant à une cadence d'une centaine de kHz, l'utilisation d'un cristal de faible temps de fluorescence comme l'Yb:KYW a un fort intérêt.

### Énergie extraite

L'important finalement en termes d'amplification est l'énergie extraite. Frantz et Nodvick [Frantz 63] ont formalisé l'amplification d'impulsions. En reprenant leurs calculs et en y intégrant l'effet de la réabsorption à la longueur d'onde laser (liée au caractère quasi-3 niveaux de l'ytterbium), on obtient en termes de fluence :

$$J_{Lout} = J_{Lsat} \ln \left( 1 + G_0 (e^{J_{Lin}/J_{Lsat}} - 1) \right) \quad (\text{I.27})$$

Avec  $J_{Lin}$  et  $J_{Lout}$  les fluences de l'impulsion incidente et amplifiée.  $J_{Lsat}$  la fluence de saturation du matériau vérifiant :

$$J_{Lsat} = \frac{h\nu_L}{\sigma_{eL} + \sigma_{aL}} \quad (\text{I.28})$$

et  $G_0$  le gain petit signal, correspondant au gain par passage en l'absence d'émission stimulée, et pour une inversion de population moyenne  $n_{2moy,0}$  :

$$\ln G_0 = \int_0^{L_{mat}} g_{0L}(z) dz \quad (\text{I.29})$$

$$= (\sigma_{eL} + \sigma_{aL})(n_{2moy,0} - n_{2trL})L_{mat} \quad (\text{I.30})$$

donc

$$G_0 = e^{\left( \frac{J_{Lsto}}{J_{Lsat}} \right)} \quad (\text{I.31})$$

avec  $L_{mat}$  la longueur du matériau, et  $g_{0L}$  le gain linéique défini dans l'équation (I.4).

On définit la fluence extraite :  $J_{Lext} = J_{Lout} - J_{Lin}$  et le gain  $G = \frac{J_{Lout}}{J_{Lin}}$ . En faisant les mêmes hypothèses que précédemment,  $A_P = A_L$  et  $n_2(0) = n_{2trL}$ , et en se positionnant pour un temps de pompage suffisamment long pour atteindre la valeur de l'inversion de population à l'état stationnaire, on a :

$$J_{Lsto}(dz) = h\nu_L dz (n_{2stat} - n_{2trL}) \quad (\text{I.32})$$

On calcule dans les mêmes conditions de pompage que pour la figure I.11, le gain petit signal  $J_{Lsat}$ ,  $J_{Lsto}$  et  $G_0$  pour les matériaux pris comme exemple.

Matériau	$J_{Lsat}$ ( $J/cm^2$ )	$J_{Lsto}$ ( $J/cm^2$ )	$G_0$
Yb:YAG	8,9	2,9	1,39
Yb:CaF <sub>2</sub>	73,4	5,8	1,08
Yb:KYW	5,9	1,4	1,26

TABLE I.4 – Fluence stockée et gain petit signal calculés pour des matériaux dopés 5%, d'épaisseur 1 mm, pompés avec une diode 400 W sur une zone « top-hat » de 2 mm de diamètre (intensité de pompe de 13 kW/cm<sup>2</sup> en incidence normale).

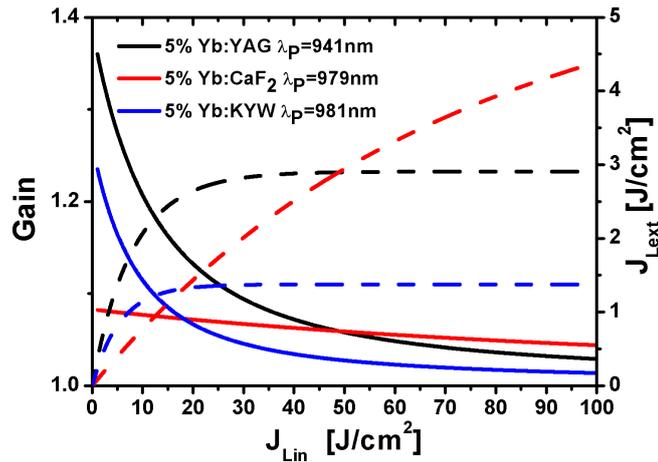


FIGURE I.12 – Gain (trait plein) et énergie extraite (trait pointillé) pour un passage dans un matériau d'épaisseur 1 mm, la puissance moyenne de pompe est de 400 W sur une zone « top-hat » de 2 mm de diamètre (intensité de pompe de 13 kW/cm<sup>2</sup> en incidence normale).

On déduit ensuite l'énergie extraite et la gain pour un passage dans le milieu amplificateur, en considérant l'absence de pertes. Les résultats sont présentés figure I.12.

De la figure I.12, on peut observer plusieurs choses. Tout d'abord, pour  $J_{Lin} \ll J_{Lsat}$ , la gain par passage est du même ordre de grandeur que le gain petit signal,  $G = G_0$ , alors que lorsque  $J_{Lin} \gg J_{Lsat}$ , le gain  $G$  se sature et se rapproche de 1. Dans ce cas, l'impulsion amplifiée a une fluence au mieux égale à  $J_{Lin} + J_{Lsto}$  (sans pertes), l'impulsion a extrait du matériau toute l'énergie stockée.

Par ailleurs, pour un matériau comme l'Yb:CaF<sub>2</sub> pouvant stocker beaucoup d'énergie, il est difficile d'obtenir un gain par passage important. En théorie, il permet pour des fluences incidentes élevées d'extraire beaucoup d'énergie, mais le seuil de dommage des matériaux se situant en général entre 1 et 10 J/cm<sup>2</sup>, limite fortement l'énergie extraite.

Cette étude se limite à un seul passage dans le milieu à gain, mais elle sera étendue dans le prochain chapitre à plusieurs passages. En effet en augmentant le nombre de passages, on peut extraire davantage d'énergie, tout en restant inférieur au seuil de dommage du cristal. Il faut alors considérer les pertes de l'amplificateur, dont le rôle est d'autant plus important que le gain par passage est faible (voir le chapitre II).

Deux grands types d'amplificateurs peuvent être alors définis :

- pour une fluence incidente faible, on choisit plutôt un matériau permettant l'obtention d'un fort gain par passage ( $J_{Lsat}$  faible). La limite dans ce cas, est l'endommagement du milieu à gain à cause de la trop forte énergie de l'impulsion. Pour diminuer cette énergie on peut augmenter la taille du mode laser, mais on diminue alors le gain disponible, ou bien étirer davantage temporellement l'impulsion incidente, mais l'encombrement de l'étireur devient plus important.
- pour une fluence incidente élevée, on favorisera un matériau dont on peut stocker beaucoup d'énergie, mais comme le gain est faible il faudra souvent plusieurs passages pour extraire cette énergie. Dans ce cas, la limite vient des pertes de l'amplificateur qu'il faudra essayer de minimiser afin d'obtenir une énergie extraite après plusieurs passages proche de  $J_{Lin} + J_{Lsto}$ .

Par ailleurs on considère que l'inversion de population atteint sa valeur stationnaire, ce qui est le cas pour des amplificateurs à basse cadence où le temps de pompage est très long devant le temps d'amplification. Cependant, lorsque la cadence devient très élevée, un matériau de faible temps de fluorescence, ayant une dynamique d'inversion de population très rapide, aura le temps d'extraire de l'énergie après quelques  $\mu\text{s}$  de temps de pompage.

Finalement l'énergie apportée par la pompe et l'énergie que l'on peut réellement extraire peuvent être très différentes (voir figure I.13), et selon les conditions d'amplification il faudra bien réfléchir au choix du matériau, aux caractéristiques de pompage (puissance de pompe, taille de faisceau...) et à l'architecture de l'amplificateur multipassage.

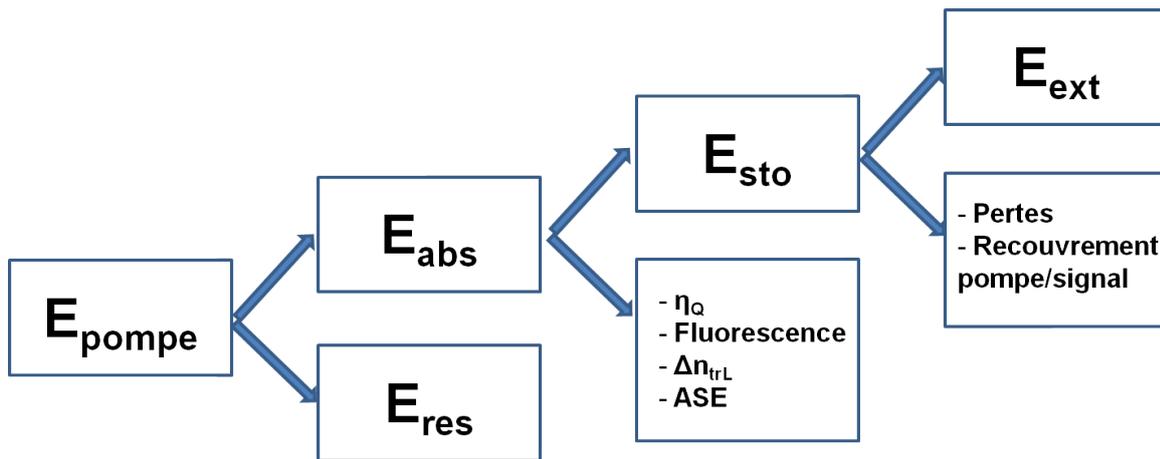


FIGURE I.13 – Récapitulatif de l'énergie de pompe à l'énergie extraite.  $E_{res}$  : énergie résiduelle de pompe pour pouvoir dépasser le seuil de transparence laser sur toute la longueur du matériau;  $\eta_Q$  : défaut quantique;  $\Delta n_{trL}$  : inversion de population pour obtenir le seuil de transparence laser; ASE : émission spontanée amplifiée, importante en cas de fort gain.

### I.2.1.3 Modes et tendances

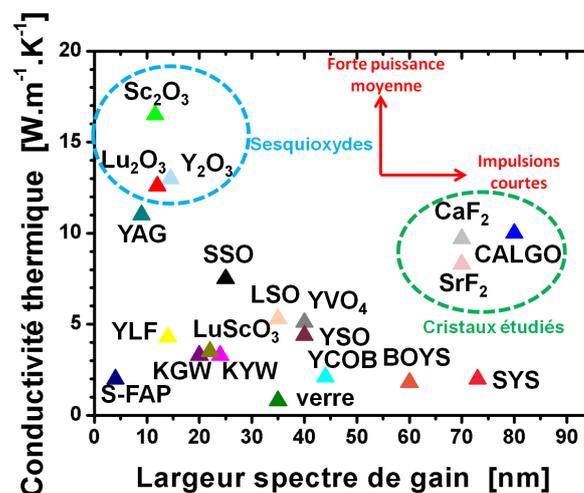


FIGURE I.14 – Conductivité thermique des matériaux non dopés en fonction de leur spectre de gain.

L'Yb:verre permet la génération d'impulsions très courtes. Son principal défaut est sa faible conductivité thermique, mais grâce à sa matrice désordonnée on peut réaliser des fibres permettant, comme nous allons le voir plus tard, de gérer les effets thermiques pour des fortes puissances moyennes de pompe. Cependant cette architecture reste limitée en énergie.

Un autre matériau classiquement utilisé est l'Yb:YAG. Il possède de très bonnes propriétés thermiques et des sections efficaces élevées. Un avantage, non négligeable, est la maîtrise de sa croissance, qui permet d'obtenir des cristaux de très bonne qualité optique, très dopés (supérieur à 10%) et de grande taille. Le problème principal de ce matériau est son spectre de gain qui ne permet pas la génération d'impulsions très courtes, généralement entre 800fs et 1ps.

C'est pourquoi, d'autres matériaux ont été étudiés, notamment les tungstates (KYW, KGW). Leurs sections efficaces sont importantes, ils permettent la génération d'impulsions plus courtes, mais leurs propriétés thermiques et leur biréfringence limitent une utilisation pour la forte puissance moyenne.

Pour la génération de forte puissance moyenne, un intérêt se porte sur les sesquioxydes ( $\text{Lu}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Sc}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3$ , ...) qui possèdent de très bonnes propriétés thermiques (conductivité thermique supérieure au YAG). Leurs sections efficaces sont élevées et permettent la génération d'impulsions plus courtes que le YAG. Ces matériaux ont permis de démontrer des résultats très intéressants avec la technologie des disques minces (détaillés dans la dernière partie de ce chapitre), notamment en termes de puissance moyenne et d'efficacité des systèmes. Cependant la croissance de ces matériaux reste difficile et l'obtention de cristaux de grande dimension est problématique. De nombreux travaux sont en cours afin de réaliser des céramiques de bonne qualité optique et ainsi faciliter la réalisation de matériaux de plus grande dimension [Tokurakawa 12]. Dans cette thèse nous allons nous intéresser plus particulièrement aux fluorures et à l'Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> (Yb:CALGO). La croissance de ces matériaux est maîtrisée et ils possèdent de bonnes propriétés thermiques et spectroscopiques comme nous allons le voir dans les prochaines parties.

## I.2.2 La famille des fluorures

Dès le début du XX<sup>ème</sup> siècle, W.J. Humphreys [Humphreys 04] remarque la présence naturelle d'Yttrium et d'Ytterbium dans de la fluorine (espèce minérale composée de  $\text{CaF}_2$ ) en provenance du Texas, de Virginie et de Bolivie. Puis, en 1949 on découvre le premier procédé de synthèse du  $\text{CaF}_2$  [Stockbarger 49]. Aujourd'hui la croissance de ce cristal est parfaitement maîtrisée. Possédant une faible dispersion et une très large bande de transparence de l'UV jusqu'au proche IR (0,15 – 9  $\mu\text{m}$ ), il est très utilisé pour la réalisation d'optiques pour l'UV et l'IR, comme par exemple pour la lithographie UV. Des cristaux d'un diamètre allant jusqu'à 40 cm ont même été obtenus.

Par ailleurs, le fluorure de strontium,  $\text{SrF}_2$ , qui n'existe pas à l'état naturel, possède également une large bande de transparence (0,15 – 11  $\mu\text{m}$ ). Il est utilisé pour la réalisation d'optiques, mais aussi en couches minces comme traitement pour les optiques ou en dosimètres thermoluminescents, pour mesurer la radioactivité d'une personne exposée à un rayonnement.

### I.2.2.1 Méthode de croissance

Les cristaux de fluorures dopés à l'ytterbium utilisés durant cette thèse proviennent du Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP) à Caen. La technique de croissance est la méthode de Bridgman-Stockbarger (four de croissance figure I.15). Elle permet d'obtenir des cristaux de très bonne qualité optique et de grande dimension (figure I.16), ce qui est un atout important pour les applications laser.



FIGURE I.15 – Four du CIMAP pour la méthode de croissance Bridgman-Stockbarger.



FIGURE I.16 – Cristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub> du CIMAP.

Les fluorures ont une structure cristalline cubique, ce qui explique leurs bonnes propriétés thermiques comme nous allons le voir par la suite. D'autre part, cette structure cubique simple rend possible la réalisation de céramiques. La maille cristalline est composée d'un réseau cristallin cubique faces centrées formé par les cations, et d'un réseau cubique simple formé par les anions (figure I.17).

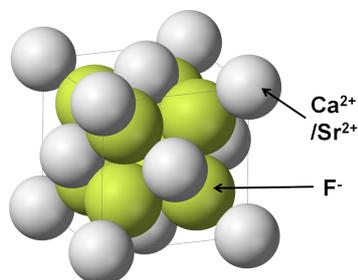
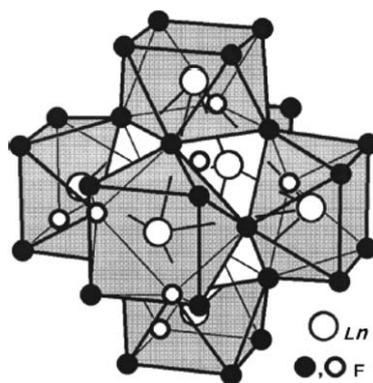


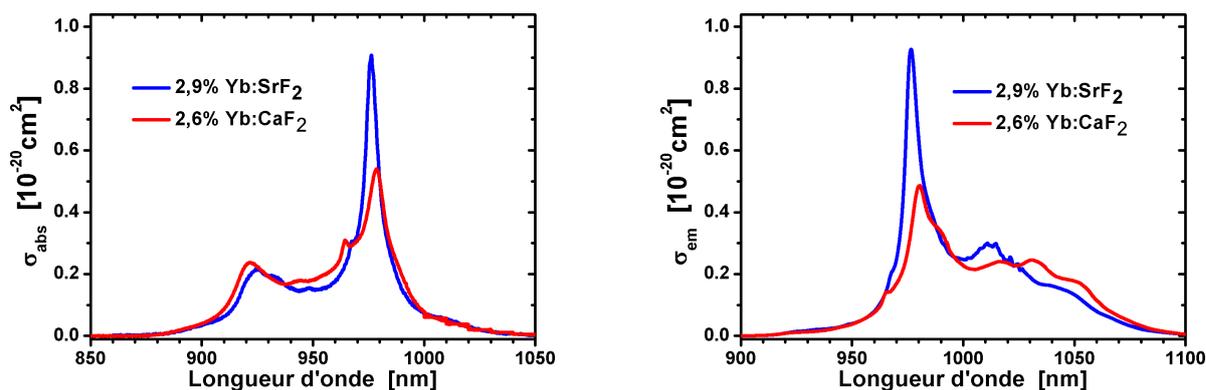
FIGURE I.17 – Maille cristalline des fluorures - Propriété Wikipédia.

L'ion ytterbium prend la place des ions Ca<sup>2+</sup> (ou Sr<sup>2+</sup>), entraînant une différence de charge. Cette compensation de charge est à l'origine d'une réorganisation cristalline, étudiée qu'avec des cristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub>. Dans ce cas, pour un dopage supérieur à 0,1%, la formation d'agrégats (clusters) hexamériques devient prédominante [Petit 07, Siebold 09], figure I.18.

FIGURE I.18 – Agrégat hexamérique de l'Yb:CaF<sub>2</sub>.

### I.2.2.2 Propriétés spectroscopiques

Ces cristaux sont isotropes, et leur indice de réfraction est respectivement 1,43 et 1,44 pour l'Yb:CaF<sub>2</sub> et l'Yb:SrF<sub>2</sub>. Leurs sections efficaces ont été mesurées au CIMAP (figure I.19).

FIGURE I.19 – Sections efficaces d'absorption et d'émission de l'Yb:CaF<sub>2</sub> et Yb:SrF<sub>2</sub>.

Les pics d'absorption sont centrés à 979 nm pour l'Yb:CaF<sub>2</sub> et 976 nm pour l'Yb:SrF<sub>2</sub>. On remarque que les sections efficaces ont des valeurs maximales pas très élevées ( $< 1.10^{-20} \text{cm}^2$ ) mais qu'elles sont larges et peu structurées. Le spectre de gain est d'environ 1000 nm à 1070 nm [Camy 07], comme on peut le voir figure I.4, et leur temps de fluorescence est de 2,4 ms et 2,9 ms pour l'Yb:CaF<sub>2</sub> et Yb:SrF<sub>2</sub>.

La formation d'agrégats est à l'origine de ces sections efficaces d'émission larges. En effet, on a remarqué que codoper les matériaux avec des ions Na<sup>+</sup> détruit ces agrégats, le nouveau matériau possède alors des propriétés spectroscopiques différentes [Doualan 10]. De nombreuses études sont encore en cours pour mieux comprendre leur rôle. Le désordre structurel, lié à la formation d'agrégats, offre de nombreux environnements différents pour l'ion ytterbium favorisant l'éclatement de ses sous-niveaux énergétiques. La figure I.20 montre une hypothèse de diagramme énergétique pour l'Yb:CaF<sub>2</sub> dans des environnements différents, proposée par le CIMAP [Moncorgé 11], qui reste à confirmer.

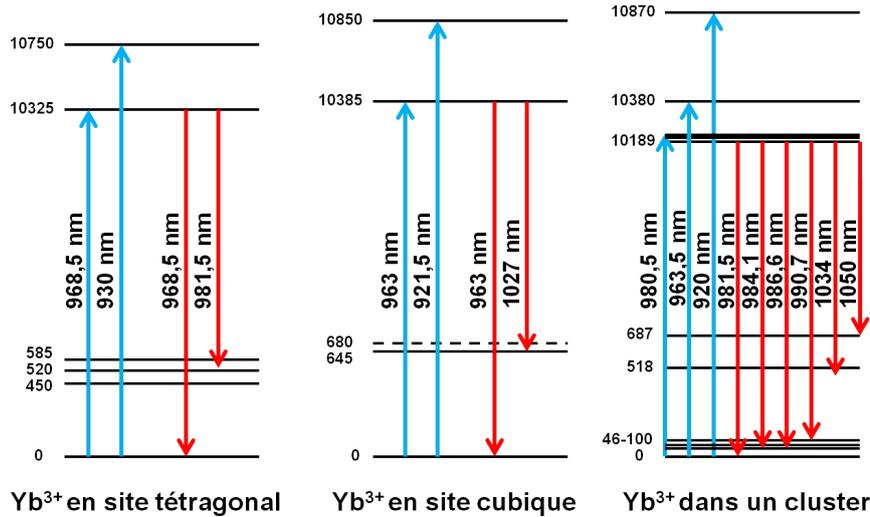


FIGURE I.20 – Diagramme énergétique de l'ion ytterbium dans différents environnements.

### I.2.2.3 Propriétés thermiques

Tout d'abord, grâce à leur structure cubique simple, les fluorures possèdent de bonnes conductivités thermiques,  $9,7 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$  pour le  $\text{CaF}_2$  non dopé et  $8,3 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$  pour le  $\text{SrF}_2$  non dopé (valeurs expérimentales). On a déjà fait remarquer que cette conductivité thermique diminue avec le dopage, et cela de manière d'autant plus importante que la différence de masse entre l'ion Ytterbium et celui qu'il substitue est importante. D'après le tableau I.1, cette différence de masse est relativement grande pour les fluorures. Cependant, chaque ion ytterbium ne substitue pas un ion calcium, étant donné la différence de charge, on ne peut donc pas simplement utiliser le modèle de P.G. Klemens (formule I.10). De plus, la réorganisation cristalline des matériaux fluorures est très particulière, et il n'est pas démontré que ce soit la même pour l' $\text{Yb:CaF}_2$  et l' $\text{Yb:SrF}_2$ . La figure I.21 représente des mesures expérimentales de conductivité thermique d' $\text{Yb:CaF}_2$  et d' $\text{Yb:SrF}_2$  pour différents dopages à température ambiante ; ainsi qu'une courbe tracée à partir de l'expression I.10 (la vitesse du son est de  $5870 \text{ m.s}^{-1}$  dans l' $\text{Yb:CaF}_2$ ). Dans le cas de l' $\text{Yb:CaF}_2$ , on a deux séries de valeurs expérimentales. Une des séries a été mesurée à Chimie Paris pour des cristaux provenant du CIMAP, et l'autre série est issue de [Popov 08]. On remarque que ces valeurs diffèrent notamment pour de forts dopages, ce qui peut être lié à une qualité cristalline différente.

Cependant, la conductivité thermique n'est pas le seul paramètre à prendre en compte pour connaître le potentiel d'un matériau dans des systèmes pompés avec une forte puissance de pompe.

Un autre paramètre que l'on a déjà présenté dans l'équation I.8, est le coefficient thermo-optique. On résume dans le tableau I.5, les résultats théoriques et expérimentaux obtenus par J. Boudeile dans le cadre de sa thèse [Boudeile 08b].

On remarque que les coefficients thermo-optiques de l' $\text{Yb:CaF}_2$  et  $\text{Yb:SrF}_2$  sont négatifs, ce qui est atypique. Si l'on compare leurs valeurs à celle du YAG, qui est de  $8,9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ , la lentille thermique pour ces matériaux sera plus petite et négative pour une même puissance absorbée.

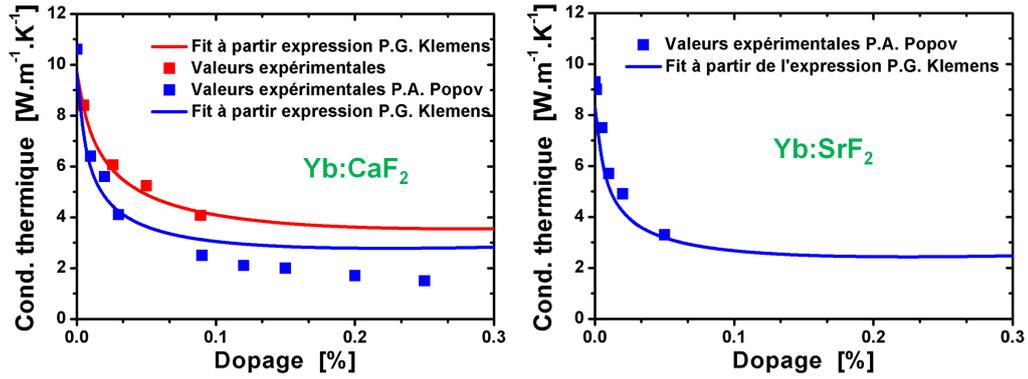


FIGURE I.21 – Mesures expérimentales de conductivité thermique pour l'Yb:CaF<sub>2</sub> et l'Yb:SrF<sub>2</sub> à température ambiante à différents dopages, ainsi que des courbes théoriques calculées à partir de l'expression de P.G. Klemens, formule I.10. Ces courbes ont pour paramètre ajustable  $\delta$ .

Par ailleurs, ces matériaux sont très sensibles aux chocs thermiques, le paramètre de choc thermique  $R_T$  rend compte de cette propriété. Il est défini dans l'article [Krupke 86] :

$$R_T = \frac{\sigma_f \kappa (1 - \nu)}{\alpha_T E_Y} \quad (\text{I.33})$$

avec  $\sigma_f$  la contrainte maximale,  $\kappa$  la conductivité thermique,  $\nu$  le coefficient de Poisson,  $\alpha_T$  le coefficient d'expansion thermique et  $E_Y$  le module d'Young. Cependant, la détermination de la contrainte maximale  $\sigma_f$  est assez délicate, car dépendante de l'état de surface des cristaux. Pour un même matériau, selon la préparation des cristaux, elle peut varier fortement puisque, comme il est expliqué dans la thèse de R. Gaumé [Gaumé 02], la contrainte maximale est liée à la profondeur des fissures  $a$  en surface par la formule :

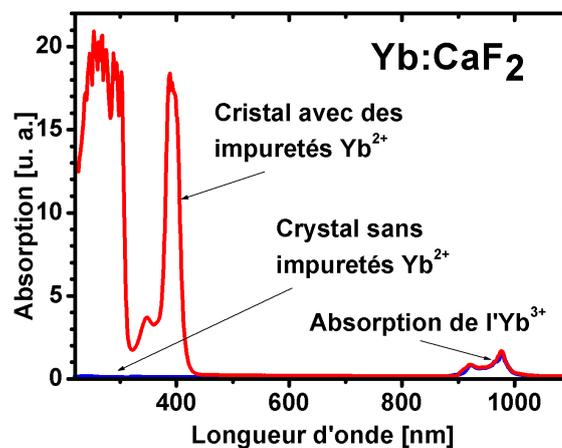
$$\sigma_f = \frac{Y K_C}{\sqrt{a}} \quad (\text{I.34})$$

avec  $Y$  un facteur géométrique voisin de l'unité et  $K_C$  un paramètre de résistance mécanique à la fracture. On prend  $a = 4,5 \mu\text{m}$  pour nos calculs.

On estime le paramètre de choc thermique pour le CaF<sub>2</sub> non dopé à  $430 \text{ W.m}^{-1}$  pour une orientation  $\langle 100 \rangle$  et à  $705 \text{ W.m}^{-1}$  pour  $\langle 111 \rangle$ , alors que pour le YAG non dopé on l'estime à  $2800 \text{ W.m}^{-1}$ . On remarque pour le CaF<sub>2</sub>, qu'une orientation cristallographique  $\langle 111 \rangle$  permet d'optimiser les propriétés thermiques, mais dans tous les cas, une trop forte variation de température est à éviter.

Enfin, concernant les charges thermiques parasites, un avantage important des fluorures est leur large bande de transmission, empêchant l'absorption multi-photonique à de forte intensité de pompe. Cependant, suivant la méthode de croissance, il peut y avoir des ions Yb<sup>2+</sup> qui présentent une absorption autour de 390 nm, comme on peut le voir sur la figure I.22. Pour éviter la présence de ces ions, on peut codoper les matériaux avec des ions Na<sup>+</sup>, mais ce codopage change beaucoup les propriétés spectroscopiques des matériaux, ou alors croître les cristaux dans une atmosphère adéquate. Aujourd'hui, la technique de croissance des fluorures peut être suffisamment maîtrisée pour éviter la présence de ces ions, et obtenir une charge thermique liée à ces effets parasites très faible : 0,7% pour l'Yb:CaF<sub>2</sub> et 0,5% pour l'Yb:SrF<sub>2</sub>.

Cristal	CaF <sub>2</sub>	SrF <sub>2</sub>	YAG
$dn/dT$ ( $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ )	-10,6	-12,0	7,9
Conductivité thermique $\kappa$ (non dopé) ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	9,7	8,3	10,7
Expansion thermique $\alpha_T$ ( $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ )	18,9	18,4	6,7
Coefficient de Poisson $\nu$	0,216	0,25	0,24
Module d'Young $E_Y$ (GPa)	$\langle 100 \rangle$ 146,4 / $\langle 111 \rangle$ 89,6	85	280
Paramètre de résistance mécanique $K_C$ ( $\text{MPa.m}^{1/2}$ )	0,33	0,45	2,2
Contrainte maximale $\sigma_f$ (MPa)	156	212	660
Paramètre de choc thermique $R_T$ ( $\text{W.m}^{-1}$ )	$\langle 100 \rangle$ 430 / $\langle 111 \rangle$ 705	844	2800
$C_r$	-0,098	-0,125	-
$C_\theta$	-0,1025	-0,131	-
$\chi(dn/dT)$ ( $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ )	-10,6	-12,0	-
$\chi(\text{stress})=2n^3\alpha_T C_{r,\theta}$ ( $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ )	-11,0	-14,0	-
$\chi(\text{dilatation})=(n-1)(1+\nu)\alpha_T$ ( $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ )	9,8	10,1	-
$\chi = \chi(\text{dilatation}) + \chi(\text{stress}) + \chi(\text{dilatation})$ ( $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ )	-11,8	-15,9	8,9
$\chi$ expérimental, dopage resp. 2,6% et 2,9% ( $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ )	-17,8	-20,5	-

TABLE I.5 – Caractéristiques thermo-mécaniques du CaF<sub>2</sub> et SrF<sub>2</sub> à température ambiante.FIGURE I.22 – Spectre d'absorption de cristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub> de différentes qualités.

### I.2.2.4 Travaux antérieurs sur les lasers Yb:CaF<sub>2</sub>

Les fluorures dopés ont été utilisés très tôt comme milieu laser. En effet, le deuxième laser publié en 1960 utilise un cristal de CaF<sub>2</sub> dopé U<sup>3+</sup> (émission 2-2,5 μm) [Sorokin 60], tout comme le premier laser pompé par diodes de 1964 (émission 2,6 μm) [Keyes 64]. Ensuite cette même année, la première céramique utilisée comme milieu à gain, est à base de CaF<sub>2</sub> dopé Dy<sup>2+</sup> (émission 2,3 μm) [Hatch 64].

Par la suite, des études ont été faites avec les fluorures dopés avec d'autres ions terres rares [Payne 91, Lawson 91], notamment l'ion néodyme. Cependant, ces matériaux ne présentent pas d'intérêts majeurs en tant que milieu à gain, et pendant plusieurs années, les fluorures ont été oubliés.

Ce n'est qu'en 2004 [Petit 04, Lucca 04b, Lucca 04a], que l'on s'intéresse à nouveau à ces matrices, avec pour dopant cette fois l'ion ytterbium. On remarque, comme on l'a déjà mentionné, la formation d'agrégats [Petit 04, Petit 08] qui sont les sites dominants pour ces matériaux à un dopage supérieur à 0,1%. Grâce à ces agrégats les fluorures dopés à l'ytterbium possèdent des propriétés spectroscopiques fortes intéressantes que l'on a déjà présentées.

Des résultats en continu à fort pompage ont été publiés [Boudeile 08a]. A température ambiante, avec une cavité simple de 3 miroirs, une puissance moyenne de 10,2 W à 1053 nm pour 64 W de pompe a été obtenue avec un cristal Yb:CaF<sub>2</sub> dopé 2,6% (puissance de 39 W absorbée) et 5,8 W à 1051 nm pour 26 W de pompe avec un cristal Yb:SrF<sub>2</sub> dopé 2,9% (puissance de 20 W absorbée). Ceci avant la fracture des cristaux.

Ensuite des oscillateurs courts ont été développés. Un oscillateur Yb:CaF<sub>2</sub> (dopé 2,6%) générant des impulsions de durée 99 fs a été réalisé, avec une puissance moyenne de 380 mW pour une puissance de pompe de 7 W [Friebel 09]. Avec un cristal d'Yb:SrF<sub>2</sub> (dopé 2,9%), l'oscillateur produit des impulsions de 143 fs, avec 450 mW de puissance moyenne [Druon 09].

Ainsi, ces cristaux ont démontré leur potentiel pour générer des impulsions courtes (centaine de femtosecondes) en oscillateur. On remarque par ailleurs que leur long temps de fluorescence et leur bonnes propriétés thermiques suggèrent un grand intérêt pour la génération d'impulsions très énergétiques à des cadences d'une centaine de Hertz. Cette thèse s'oriente alors avec ce matériau, vers le développement d'amplificateurs courts, très énergétiques à une centaine de Hertz, correspondant à une puissance moyenne d'une centaine de Watts.

## I.2.3 Le CALGO

L'oxyde d'Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> (Yb:CALGO) appartient à la famille des matériaux ABCO<sub>4</sub> : A=Ca<sup>2+</sup>, Sr<sup>2+</sup>, Ba<sup>2+</sup> ; B=un lanthanide ; C=Al<sup>3+</sup>, Gd<sup>3+</sup>. Il a été étudié à la fin des années 90 avec d'autres ions terres rares, comme le néodyme [Lagatskii 97], le titane [Kodama 98] ou encore l'erbium [Wells 00].

Ce n'est qu'en 2005, que le Laboratoire de Chimie de la Matière Condensée de Paris synthétise les premiers cristaux dopés à l'ytterbium, qui paraissent tout de suite très prometteurs [Petit 05b] pour le développement de sources femtoseconde.

### I.2.3.1 Méthode de croissance

Les cristaux utilisés pendant la thèse ont été obtenus par la méthode de Czochralski (figure I.23). Après leur croissance, les cristaux ont une coloration brune, liée à la présence de polarons (figure I.24). Ces centres colorés entraînent une forte absorption dans le domaine UV-visible et proche IR, diminuant l'efficacité laser que l'on pourrait obtenir. Après plusieurs traitements testés, présentés dans la thèse de P.O. Petit [Petit 10], il a été remarqué qu'un codopage avec des ions cérium en faible quantité, un excès de terres rares, ou un recuit en atmosphère réductrice faisaient diminuer le nombre de centres colorés.

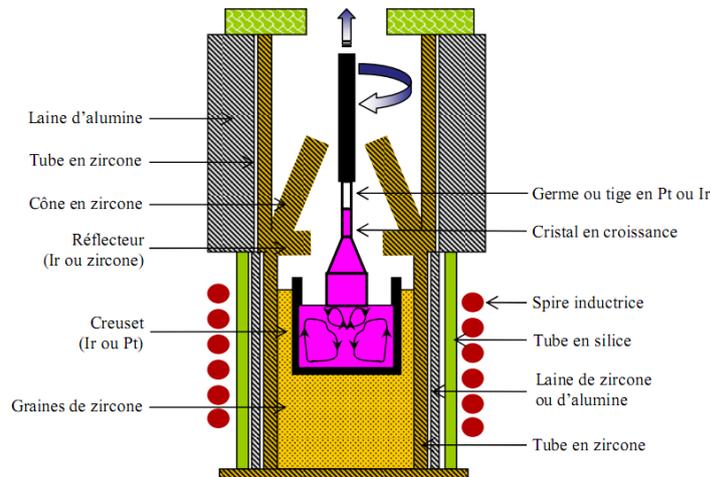


FIGURE I.23 – Schéma d'un four Czochralski.

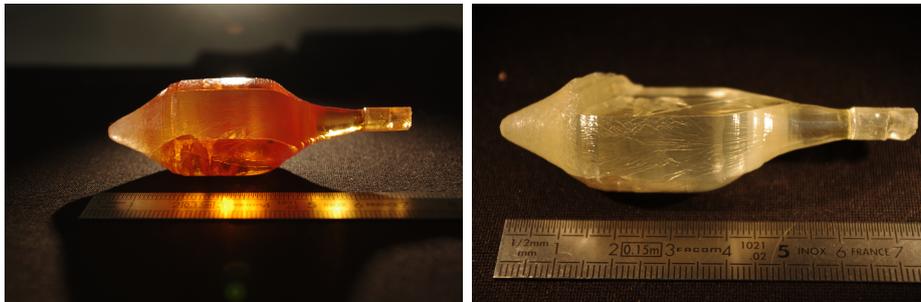


FIGURE I.24 – Image d'une boule d'Yb:CALGO (dopage 5 %) avant et après le recuit.

Aujourd'hui, la méthode de croissance de ces matériaux n'est pas encore optimisée puisque des centres diffusants en forme de parallélépipède rectangle de quelques  $\mu\text{m}$  sont présents dans ces matériaux, entraînant des pertes intrinsèques. La présence de ces centres semble liée à l'inclusion de phase de perovskite ( $\text{GdAlO}_3$ ). Cependant des améliorations notables ont été faites afin de diminuer leur taille et leur nombre. Les premiers matériaux possédaient des pertes linéiques d'environ  $5 \text{ \%} \cdot \text{mm}^{-1}$  pour un faisceau de waist de  $40 \mu\text{m}$ , elles ont alors une forte influence sur le seuil laser et la pente d'efficacité laser. Puis en changeant la nature, l'orientation du germe, la stœchiométrie du matériau, ces pertes ont diminué jusqu'à  $0,5 \text{ \%} \cdot \text{mm}^{-1}$  pour un cristal situé en fin de boule avec un faisceau laser de waist  $65 \mu\text{m}$ . La position dans la boule d'un cristal a en effet beaucoup d'influence sur ces pertes, elles peuvent varier de  $0,5$  à  $3,5 \text{ \%} \cdot \text{mm}^{-1}$  selon que le cristal est issu de la fin ou du début de la boule. Des études sur la vitesse de tirage sont également en cours (typiquement  $0,6 \text{ mm/h}$ ). Mais déjà la qualité de ces cristaux s'est bien améliorée.

Le cristal d'Yb:CALGO à symétrie cylindrique est un système cristallin quadratique, biréfringent uniaxe. Les ions gadolinium et calcium partagent le même site cristallographique. Bien que ces deux ions ont une taille proche, ils possèdent une différence de valence. Les deux sites ne seront donc pas équivalents. Sur la figure I.25, des mailles de la matrice du cristal sont représentées.

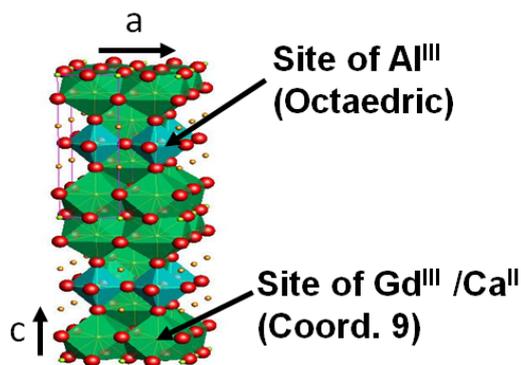


FIGURE I.25 – Représentation de 8 mailles de la matrice cristalline d'Yb:CALGO les sites bleus sont ceux des ions aluminium et les sites verts ceux des ions gadolinium et calcium.

### I.2.3.2 Propriétés spectroscopiques

Le cristal étant biréfringent uniaxe, les sections efficaces du matériau sont différentes selon l'orientation du champ électrique. Lorsque le champ électrique est parallèle à l'axe optique  $c$  du cristal, son orientation (ou polarisation) est  $\pi$ , alors que lorsqu'il est perpendiculaire à  $c$ , son orientation est  $\sigma$ . On présente sur la figure I.26 les sections efficaces d'absorption et d'émission du cristal selon l'orientation du champ électrique.

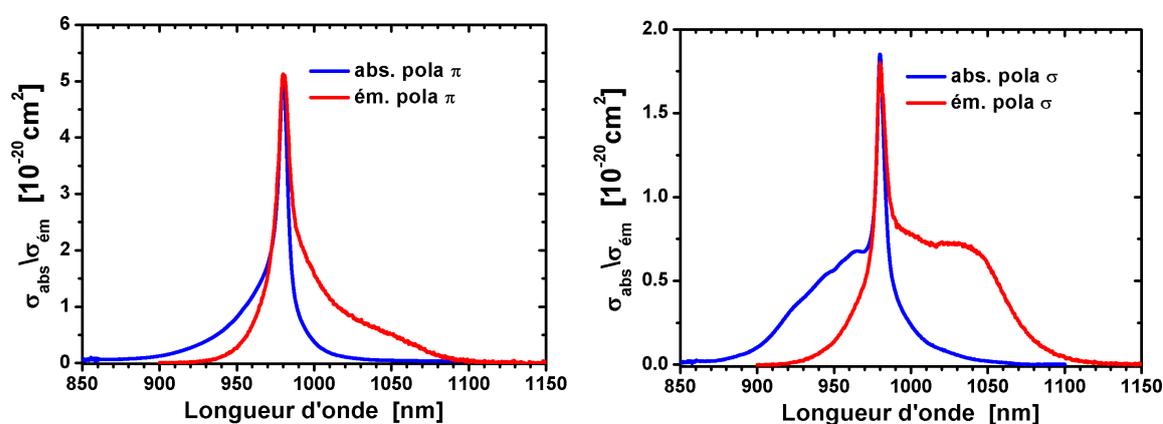


FIGURE I.26 – Sections efficaces d'Yb:CALGO dopé 3,5% selon les polarisations  $\pi$  et  $\sigma$ .

La section efficace d'absorption maximale est mesurée selon l'orientation  $\pi$ , à 979 nm. Selon l'orientation  $\sigma$ , on remarque un large plateau entre 990 et 1050 nm pour la section efficace d'émission, permettant la génération d'impulsions ultra-courtes. La présence de ce plateau s'explique par l'existence de deux sites de substitution pour l'ytterbium.

En effet, l'ion ytterbium se positionne dans les sites cristallographiques du gadolinium et du calcium, qui sont identiques. Cependant, pour ces sites, les positions des atomes d'oxygène dans la première sphère de coordination sont contraintes par la nature des cations Ca<sup>2+</sup> et Gd<sup>3+</sup> situés sur la seconde sphère de coordination. Ces cations sont de taille et de charge différentes, et par conséquent, le champ électrostatique ressenti par l'ion ytterbium est différent.

Deux sites d'insertion, de symétrie proche, ont été mis en évidence par P.O. Petit dans sa thèse [Petit 10]. Il a réalisé un cristal très faiblement dopé, 0,01 %, qu'il a refroidi à 10 K. En pompant le matériau à deux longueurs d'onde différentes : 978,3 et 981,9 nm, il a obtenu deux spectres de fluorescence complémentaires, preuve de la présence de ces deux sites d'insertion pour l'ytterbium. A température ambiante, pour une excitation autour de 980 nm, ces deux sites s'additionnent pour former le plateau, figure I.27. Des études en cours, semblent aujourd'hui indiquer qu'un site serait prédominant à fort dopage (7 – 10 %), faisant disparaître ce plateau.

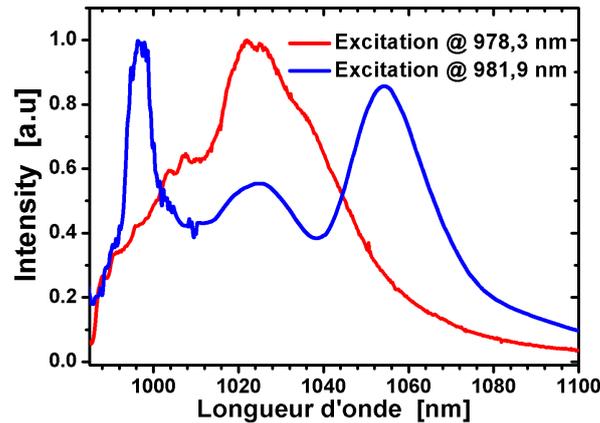


FIGURE I.27 – Excitation de l'Yb:CALGO à 978,3 et 981,9 nm à 10 K.

Par ailleurs, le temps de fluorescence de l'Yb:CALGO est de 420  $\mu\text{s}$  et les indices de réfraction ont été mesurés par J. Boudeile,  $n_a = 1,893$ ,  $n_c = 1,892$  à 1040 nm [Boudeile 08b].

### I.2.3.3 Propriétés thermiques

Il n'existe pour le moment aucune mesure de conductivité thermique pour des cristaux non dopés. Par contre pour un cristal dopé 2% (dans le bain initial), la conductivité thermique selon les axes a et c du cristal a été mesurée respectivement à 6,9 et 6,3  $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ . Des mesures ont également été faites sur la valeur réelle d'ions ytterbium dans les cristaux, et il s'avère que ce cristal dopé "en théorie" 2% serait plutôt dopé 1,1%. La figure I.28 présente d'autres mesures de conductivité thermique pour différents dopages, et en adaptant le modèle de I.10 à ce cristal on estime qu'environ 80% des ions ytterbium substituent des ions gadolinium et 20% des ions calcium. On voit aussi que si les ions ytterbium ne substituaient que les ions gadolinium la diminution de la conductivité thermique ne serait pas observée.

De plus, étant donné la même charge entre les ions ytterbium et gadolinium, on comprend que les ions ytterbium prennent leur place en majorité, avec une différence de masse relativement faible. On estime la conductivité thermique pour un cristal non dopé à environ 9,5  $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ .

Les coefficients d'expansion thermique ont été mesurés [Petit 05a] selon les axes a et c,  $\alpha_a = 10,1\cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  et  $\alpha_c = 16,2\cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ .

Expérimentalement, aucune fracture de cristaux d'Yb:CALGO n'a été observée sous fort pompage optique ce qui confirme les bonnes propriétés thermiques de ce cristal.

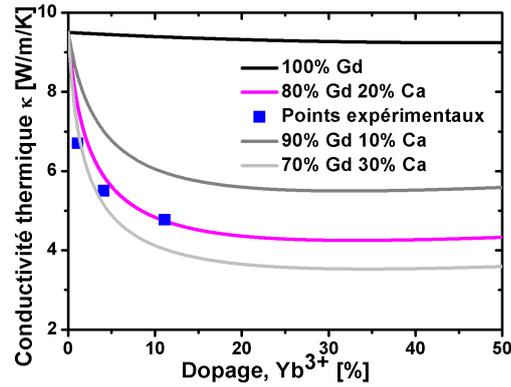


FIGURE I.28 – Mesures expérimentales de conductivité thermique de l'Yb:CALGO et courbes théoriques calculées à partir de l'expression I.10 pour une vitesse du son de  $7000 \text{ m.s}^{-1}$ . Ces courbes ont pour paramètre ajustable  $\delta$ .

#### I.2.3.4 Travaux antérieurs sur les lasers Yb:CALGO

En 2005, les premiers cristaux dopés à l'ytterbium ont été réalisés [Petit 05b] avec des propriétés intéressantes pour les applications laser de forte puissance moyenne. Ces premiers cristaux ont été testés au Laboratoire Charles Fabry. En continu, une puissance moyenne de 15,3 W pour 92 W de pompe a été obtenue (42 W absorbée), limitée par la puissance de pompe. Ensuite des impulsions femtoseconde de 47 fs ont été générées [Zaouter 06], à une cadence de 109 MHz et une puissance de 35 mW. Ces impulsions ont été les plus courtes obtenues avec un matériau dopé à l'ytterbium pendant plusieurs années. Des impulsions plus longues, 93 fs, mais plus énergétiques ont également été produites à 27 MHz, avec 650 mW de puissance moyenne correspondant à 24 nJ [Papadopoulos 09]. Récemment de nouveaux résultats ont été présentés par une autre équipe (HighQ Laser), avec une puissance de pompe incidente de 62,5 W. En continu une puissance moyenne de 46 W a été obtenue, et en oscillateur femtoseconde, on résume les résultats dans le tableau I.6 [Guandalini 12, Agnesi 12].

Durée (fs)	Cadence (MHz)	Puissance moyenne (W)	Energie (nJ)
80	80	8	100
94	80	12,5	156
110	80	15	187
172	23,7	3	126
298	23,7	10	422
40	211	0,015	0,07

TABLE I.6 – Récents résultats en oscillateur femtoseconde [Guandalini 12, Agnesi 12].

Ces nouveaux résultats présentent des performances en termes de puissance moyenne, bien supérieures à tout autre résultat présenté pour des oscillateurs à cristaux massifs. Ceux-ci attestent donc du fort potentiel de ce matériau pour des systèmes de très forte puissance moyenne, oscillateur ou amplificateur, avec des durées d'impulsions très courtes. Ce matériau semble donc très bien adapté pour des systèmes de très forte puissance moyenne à haute cadence (supérieure au kHz) et générant des impulsions d'une centaine de femtosecondes.

## I.3 Géométrie pour la forte puissance moyenne

Comme on l'a déjà fait remarquer, le développement de laser de forte puissance moyenne est synonyme de forte puissance de pompe et donc d'échauffement du cristal. Les effets thermiques (entraînant des gradients de température au sein du cristal, une lentille thermique) sont responsables d'une baisse de l'efficacité laser, d'une déformation du faisceau, voire même de la fracture du cristal. Différentes architectures pour le milieu à gain, permettent aujourd'hui de gérer en partie ces effets thermiques. Dans cette partie, on va présenter ces architectures, indiquer leurs avantages et inconvénients, et faire un résumé des principaux résultats publiés à ce jour. L'idée commune à ces architectures est que pour améliorer l'évacuation de la chaleur, il faut augmenter le rapport entre la surface d'échange thermique et le volume du milieu à gain.

### I.3.1 Fibre

#### I.3.1.1 Principe et intérêts

Le premier laser à fibre date de 1964, [Koester 64], à l'aide d'une fibre active dopée aux ions Néodyme et pompée par flash. Une fibre optique (de silice) est constituée d'un cœur, qui peut être dopé, entouré d'une gaine d'indice de réfraction légèrement inférieur. Le milieu à gain étant allongé, son refroidissement est efficace sur toute la longueur. La propagation du mode laser se fait ainsi par réflexion totale interne. La fabrication de fibres à faibles pertes dans les années 70, permet à la technologie de transfert d'information par fibres optiques un réel démarrage. Très rapidement l'intérêt de pomper en continu ces fibres par diodes laser apparaît. Le pompage de ce milieu amplificateur se fait directement dans le cœur dopé, variant de 2 à 10  $\mu\text{m}$ , nécessitant l'utilisation de diodes monomodes. Le guidage simultané du signal et de la pompe permet un fort recouvrement sur toute la longueur de la fibre, dont la longueur n'est pas limitée à la longueur de Rayleigh comme c'est le cas dans les lasers à cristaux massifs. Grâce à cette grande longueur d'interaction et à leurs faibles pertes (inférieures à 10 dB/km), le gain des amplificateurs à fibres est très important. De plus, grâce au faible défaut quantique des fibres dopées aux ions ytterbium, elles peuvent fonctionner avec une efficacité optique-optique proche de 80 %.

Cependant, ces fibres doivent être pompées par des diodes laser monomodes, dont la puissance est restreinte, limitant la puissance moyenne à quelques watts. En 1988, le concept de fibre double gaine [Snitzer 88] permet de dépasser cette limitation. Dans ce cas, le signal laser se propage toujours dans le cœur dopé de la fibre, mais la pompe est injectée dans un second cœur guidant multimode. Ce cœur de pompe, la gaine, est recouvert d'un polymère. On peut alors utiliser des diodes laser de plus faible brillance et de forte puissance. La pompe est progressivement absorbée sur la longueur de la fibre, mais le recouvrement étant plus faible que précédemment, la longueur des fibres est plus grande pour obtenir une absorption et une efficacité comparables. Un problème majeur apparaît alors, du fait de la longueur importante de la fibre et du confinement du faisceau laser, des effets non-linéaires non négligeables (auto-modulation de phase, diffusion Brillouin stimulée, diffusion Raman stimulée).

Pour remédier à ce problème, une solution est l'augmentation de la taille du cœur dopé de la fibre et du recouvrement pompe-signal. Les fibres à larges aires modales (LMA) standards (figure I.29) et les fibres micro-structurées (figure I.30) à larges aires modales représentent les deux types de géométries les plus matures pour répondre à ce problème.

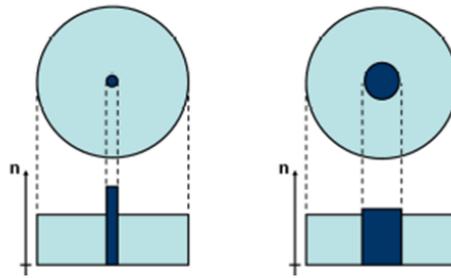


FIGURE I.29 – Fibre monomode classique (gauche) et à large aire modale LMA (droite).

Les fibres LMA consistent à augmenter l'aire effective du cœur des fibres, en réduisant l'ouverture numérique du cœur par diminution de la différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine. Les fibres, de diamètres jusqu'à 25  $\mu\text{m}$ , permettent l'obtention de forte puissance moyenne mais de faible puissance crête. Des diamètres plus élevés peuvent être obtenus, mais les pertes par courbure deviennent importantes. Afin d'amplifier de fortes puissances crêtes, il faut encore augmenter la taille du cœur tout en gardant la qualité du mode laser. Les fibres micro-structurées sont une solution mature pour obtenir des diamètres jusqu'à 80  $\mu\text{m}$ . Afin de limiter les pertes par courbure, ces fibres doivent être rigidifiées ("rod-type fiber" avec un gaine en verre permettant un meilleur refroidissement).

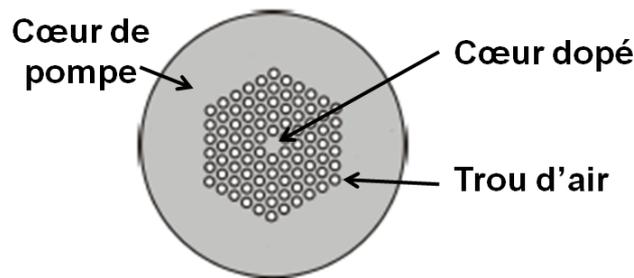


FIGURE I.30 – Fibre micro-structurée avec un trou manquant au centre de la micro-structure de la gaine.

On peut résumer les avantages de cette technologie : fort gain, bande de gain large, forte efficacité optique, cavité monomode simple et robuste, refroidissement efficace du milieu à gain. La limite principale de cette technologie en régime impulsionnel est la gestion des effets non-linéaires.

### I.3.1.2 État de l'art en régime femtoseconde

Les oscillateurs fibrés femtoseconde peuvent avoir une énergie typiquement de quelques nJ. Un record avec une fibre de type "rod-type" a été démontré avec 66 W de puissance moyenne et une énergie de 0,9  $\mu\text{J}$  [Baumgartl 12]. Pour obtenir des énergies plus élevées, il faut combiner un oscillateur et un/des amplificateur(s). Cependant, pour ne pas endommager les matériaux avec les fortes puissances crêtes, l'étirement temporel de l'impulsion avant amplification est nécessaire, un système d'amplification à dérive de fréquence est alors mis en place. Avec ce type d'amplification, le record de puissance moyenne obtenu en sortie de système est de 830 W [Eidam 10] pour une durée d'impulsion de 640 fs à une cadence de 78 MHz, l'énergie correspondante est de 10,6  $\mu\text{J}$  et la puissance crête de 12 MW. On peut noter l'efficacité optique-optique

dans l'amplificateur de 66%. En termes d'énergie, le record est de 2,2 mJ [Eidam 11] pour une impulsion de 480 fs et une puissance moyenne de 11 W, correspondant à 3,2 GW de puissance crête à une cadence de 5 kHz.

Comme on l'a déjà fait remarquer, la limite essentielle de cette technologie est liée à l'énergie. Celle-ci entraîne l'apparition d'effets non-linéaires qui déforment le profil temporel et spectral de l'impulsion. Cependant on note les fortes efficacités de ces systèmes à haute cadence et la simplicité des amplificateurs. Grâce au fort gain par passage, le signal fait seulement en général un ou deux passages dans la fibre.

### I.3.2 Fibre cristalline

#### I.3.2.1 Principe et intérêts

Le concept de la fibre cristalline (Fibercryst/Laboratoire Charles Fabry) repose sur un mélange de la technologie fibre et cristaux massifs (figure I.31). La limite en termes de matériau pour la fibre est liée au fait que celui-ci doit être amorphe pour pouvoir être réalisé en fibre. Ainsi la plupart des matériaux ne sont pas compatibles avec cette technologie. La fibre cristalline quant à elle, fait le choix d'utiliser des matériaux non amorphes, sous une forme allongée. En effet, la longueur de la fibre cristalline est entre 30 et 60 mm et son diamètre entre 400  $\mu\text{m}$  et 1 mm, permettant un bon refroidissement du milieu à gain. Le faisceau de pompe est guidé dans la fibre cristalline par réflexions totales internes, comme pour une fibre. Le mode laser, quant à lui se propage librement, et ses propriétés sont imposées par une cavité externe.

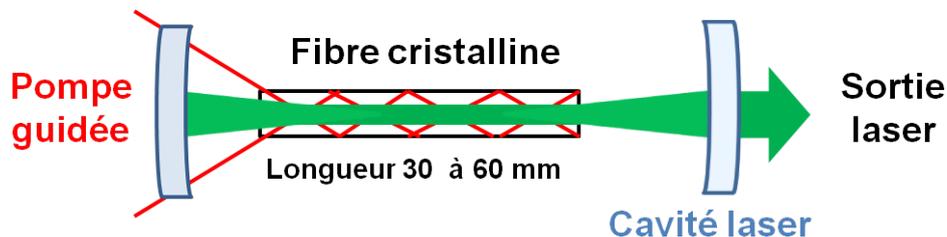


FIGURE I.31 – Schéma de principe des lasers à fibre cristalline.

Ces fibres sont faiblement dopées (typiquement 1 %) et des fibres de bonne qualité optique ont été obtenues notamment en Yb:YAG et Nd:YAG.

Cette technologie permet l'obtention d'un gain important en un passage, avec une cavité monomode simple. De part la plus grande taille de faisceau laser dans la fibre cristalline, le confinement du faisceau est bien moins important que dans le cas des fibres, permettant l'obtention d'énergies plus élevées en régime femtoseconde. Cependant la qualité spatiale du mode laser n'est pas aussi bonne qu'avec les fibres, la mesure du  $M^2$  se situant généralement entre 2 et 3. La qualité des matériaux reste à améliorer, cette technologie étant encore en pleine progression. La croissance de nouveaux matériaux, tel l'Yb:CALGO, est également à l'étude.

#### I.3.2.2 État de l'art

En continu, avec une fibre Yb:YAG [Délen 12], une puissance moyenne de 251 W a été obtenue, pour une puissance de pompe de 570 W, correspondant à une efficacité optique-optique de 44%. Le mode laser a un  $M^2$  d'environ 15. Enfin en régime femtoseconde, un amplificateur double passages a été réalisé, permettant l'obtention d'impulsions de puissance moyenne 12 W [Zaouter 11], pour une durée de 330 fs, correspondant à une puissance crête de 1,14 MW à 30 MHz.

### I.3.3 Disque mince

#### I.3.3.1 Principe et intérêts

Cette technologie s'appuie toujours sur la volonté d'augmenter la surface d'échange par rapport au volume du milieu à gain, mais cette fois, en réduisant au maximum l'épaisseur du milieu à gain tout en augmentant fortement son diamètre (figure I.32). Ce concept a été introduit en 1994 par A. Giesen [Giesen 94]. L'épaisseur du cristal est en général entre 100 et 400  $\mu\text{m}$ , et son diamètre de quelques mm à quelques cm. Une des faces du matériau est traitée anti-réflexion (AR) pour la longueur d'onde de pompe et signal, alors que l'autre est traitée haute réflexion (HR) pour ces deux longueurs d'onde, on parle de miroir actif. Cette face HR est en contact avec un support en cuivre ou en diamant, lui même refroidi par eau. Ce contact se fait par collage ou par soudage sur le support. Grâce à ses excellentes propriétés thermiques, le diamant est plus adapté pour la très forte puissance moyenne.

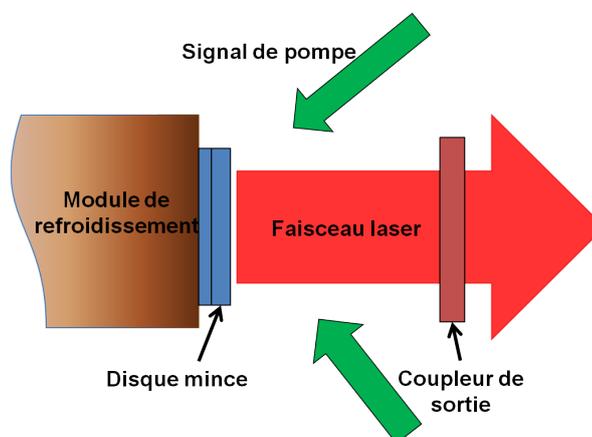


FIGURE I.32 – Schéma de principe des lasers à disque mince.

L'évacuation de la chaleur se faisant dans une direction, les distorsions du matériau et les aberrations restent limitées. La lentille thermique, elle aussi est faible. Par ailleurs, l'épaisseur du milieu à gain étant petite, cette technologie nécessite un recyclage du faisceau de pompe afin d'absorber le maximum des photons de pompe (figure I.33). Le nombre de passages est en général de 24, avec une zone pompée sur le cristal homogène. Enfin, beaucoup de contraintes reposent également sur le matériau. En effet, il doit tout d'abord pouvoir être réalisé en fine épaisseur, sans s'endommager durant les phases de polissage, de traitement ou de mise en contact avec le support. Son diamètre doit être assez grand pour pouvoir, en augmentant la puissance de pompe, augmenter la taille du faisceau de pompe dont le diamètre peut être de plusieurs mm. De plus, toujours du fait de la faible épaisseur du milieu à gain, le gain par passage sera faible, le matériau devra être de bonne qualité optique (sans trop de pertes internes), avec des sections efficaces pas trop petites. Afin d'augmenter le gain du matériau on choisira des dopages élevés qui ne devront cependant pas altérer les propriétés du matériau.

Les avantages de cette technologie sont donc : une lentille thermique plus facilement compensable pour une forte puissance de pompe, une forte absorption de la pompe grâce à son recyclage, une possibilité d'augmenter la taille du faisceau de pompe afin de maintenir une intensité de pompe constante, un volume de stockage d'énergie important. La limite principale de cette technologie est liée au faible gain, qui rendra les systèmes sensibles aux pertes de la cavité et nécessitera le développement d'amplificateurs régénératifs.

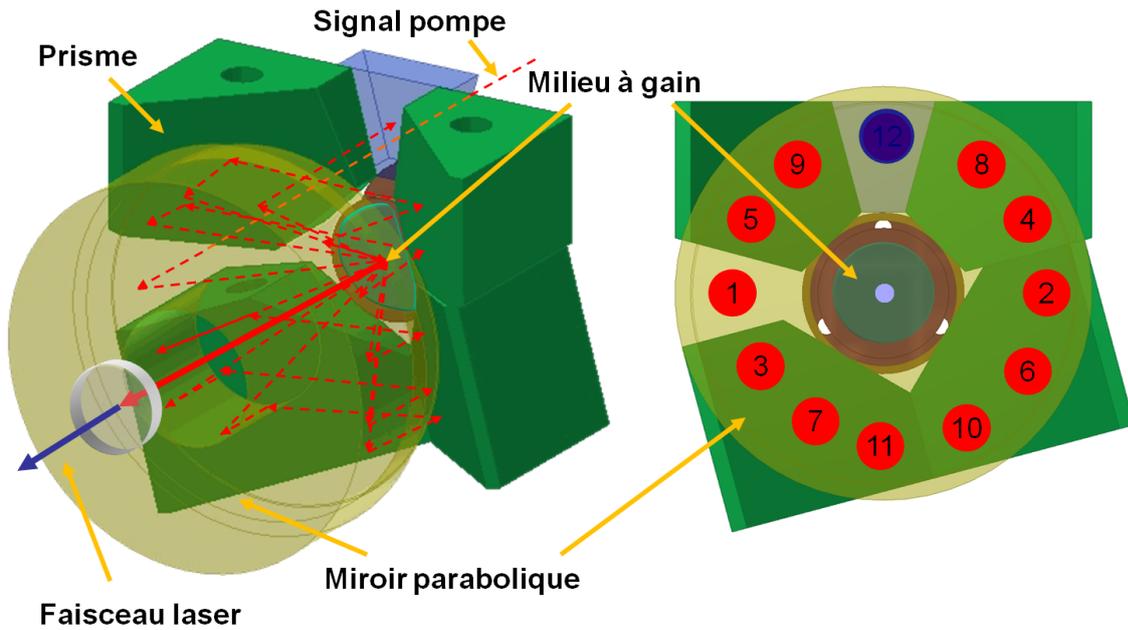


FIGURE I.33 – Schéma présentant le principe de recyclage du faisceau de pompe (24 passages sur le cristal) - Propriété IFSW.

### I.3.3.2 État de l'art

Les principaux résultats obtenus avec cette technologie portent sur le développement d'oscillateur femtoseconde de forte puissance moyenne. Les premiers résultats ont été publiés avec l'Yb:YAG, matériau dont la croissance est maîtrisée, et dont les propriétés sont bien adaptées à la technologie. Aujourd'hui, le record en termes de puissance moyenne, est de 275 W dans un environnement sous vide [Saraceno 12c]. La durée des impulsions est de 583 fs à la cadence de 16,3 MHz (16,9  $\mu\text{J}$ ,  $\eta_{opt-opt}=33\%$ ). Pour obtenir de fortes énergies sans avoir recours au vide, une autre approche consiste à aligner une cavité avec un recyclage judicieux du faisceau laser. L'obtention d'un fort gain permet l'utilisation de coupleur de sortie élevé, 72%, limitant ainsi l'énergie intra-cavité. Une puissance moyenne de 145 W et une énergie de 41  $\mu\text{J}$  [Bauer 12] sont ainsi obtenues, pour une durée d'impulsion de 1,1 ps (cadence 3,5 MHz,  $\eta_{opt-opt}=25\%$ ). Enfin, un intérêt se porte sur la réduction de la durée des impulsions. Un premier oscillateur disque mince à effet Kerr a ainsi été réalisé, en ajoutant une lame de silice dans la cavité. A une cadence de 40 MHz, des impulsions d'une durée de 200 fs et de 17 W de puissance moyenne ont été émises [Pronin 11].

Par ailleurs, des expériences ont rapidement été menées avec des cristaux d'Yb:KYW, permettant la génération d'impulsions courtes. Des impulsions de durée 240 fs, de puissance moyenne 22 W et d'énergie 0,9  $\mu\text{J}$  ont été obtenues [Brunner 02]. Cependant ce matériau anisotrope, avec une faible conductivité thermique, est rapidement limité à forte puissance de pompe, étant en plus très cassant, il n'est pas facile à obtenir en architecture de disque mince. Il ne semble donc pas parfaitement adapté à cette technologie.

La famille des sesquioxydes a également permis l'obtention de résultats intéressants en oscillateurs, notamment avec l'Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Des impulsions de 141 W de puissance moyenne, d'énergie de 2,4  $\mu\text{J}$  et de durée 738 fs [Baer 10] ont été générées (cadence 60 MHz). On note l'obtention d'une efficacité optique-optique très élevée de 40,4%. La difficulté avec ces matériaux est d'obtenir des cristaux de grande dimension, leur croissance restant difficile car elle nécessite de très hautes températures. Une solution est aussi proposée pour obtenir des impulsions courtes, avec l'association de plusieurs sesquioxydes. L'Yb:LuScO<sub>3</sub> a permis ainsi de générer les impulsions

les plus courtes en oscillateur disque mince, avec une durée de 96 fs, une puissance moyenne de 5,1 W à une cadence de 77,5 MHz [Saraceno 12a].

D'autres cristaux ont été testés avec cette technologie, l'Yb:YCOB [Heckl 10], et l'Yb:KLuW [Palmer 08], mais les performances obtenues ne se démarquent pas de celles déjà présentées.

Quelques résultats en utilisant le disque mince en tant que milieu amplificateur ont également été publiés. Les amplificateurs régénératifs à base d'Yb:YAG en disque mince sont déjà commercialisés et un produit typique de l'entreprise Trumpf produit des impulsions sub-10 ps de puissance moyenne 100 W pour une cadence de 200 à 800 kHz, l'efficacité optique-optique est de 45% dans l'amplificateur [Sutter 12]. A plus basse cadence, à Berlin, le MBI (Max-Born-Institut) a démontré un système à 100 Hz générant des impulsions avant compression d'énergie 200 mJ, soit 20 W de puissance moyenne [Tümmler 09]. Un amplificateur multipassage a également été développé, avec en sortie des impulsions de 320 mJ toujours à 100 Hz. A une cadence intermédiaire de 3 kHz, des impulsions de 25 mJ de 1,6 ps de durée ont été émises [Metzger 09] d'un amplificateur régénératif, soit une puissance moyenne de 75 W.

Des amplificateurs régénératifs Yb:KYW ont également été publiés, [Nickel 04, Larionov 07] les résultats les plus intéressants présentent un amplificateur combinant le gain spectral de deux axes spectroscopiques du matériau afin de réduire la durée des impulsions [Buenting 09]. Des impulsions de 185 fs, d'énergie 500  $\mu$ J à 20 kHz (10 W) ont été obtenues. Les limites de ce matériau sont liées à ses propriétés thermiques. Des résultats comparables ont été présentés avec l'Yb:KLuW [Sayinc 09], avec des impulsions de 197 fs, 571  $\mu$ J à 20 kHz (11,4 W).

On remarque donc qu'avec cette technologie on obtient les oscillateurs femtoseconde avec les plus fortes puissances moyennes et des énergies non négligeables. En termes d'amplification, les efficacités à haute cadence sont moins importantes que pour les fibres, et le faible gain par passage complique l'architecture des amplificateurs, cependant de très fortes énergies peuvent être obtenues.

## I.3.4 Slab

### I.3.4.1 Principe et intérêts

Le principe de cette technologie repose sur l'utilisation d'un milieu à gain de la forme d'un "pavé", parallélépipède rectangle (figure I.34). L'épaisseur du matériau, faiblement dopé, est d'environ 1 mm, sa largeur 10 mm et sa longueur 10 mm. Ce matériau a une grande surface de refroidissement, puisqu'il est en contact de part et d'autre d'un support en cuivre refroidi par eau. Le matériau est pompé longitudinalement par un faisceau elliptique homogène, recyclé (double passages). Des traitements existent pour éviter les réflexions parasites. La faible distance entre le volume pompé et la large surface de refroidissement permet un refroidissement efficace. Une lentille thermique cylindrique apparaît, homogène grâce à l'évacuation unidirectionnelle de la chaleur. La propagation du faisceau laser dans le milieu à gain est complexe à mettre en place (figure I.35). Elle nécessite notamment l'utilisation de deux miroirs cylindriques renvoyant le faisceau plusieurs fois dans le milieu à gain, sa largeur augmentant d'un facteur constant à chaque passage. En général, 9 passages peuvent ainsi être réalisés.

Le faisceau laser traverse à chaque passage une zone différente du milieu à gain. La taille de ce faisceau augmentant, l'intensité laser reste toujours en dessous du seuil de dommage du matériau. Les avantages principaux de cette technologie sont donc, le gain important, l'intensité du faisceau laser qui reste en dessous du seuil de dommage du matériau, un volume de stockage de l'énergie important, un bon refroidissement du milieu à gain et un système compact et monolithique. Les difficultés principales sont liées à la complexité de la propagation du faisceau laser, et à la lentille thermique cylindrique qui doit rester homogène tout le long de la propagation du faisceau laser, et qui est très courte dans une direction (y sur le schéma).

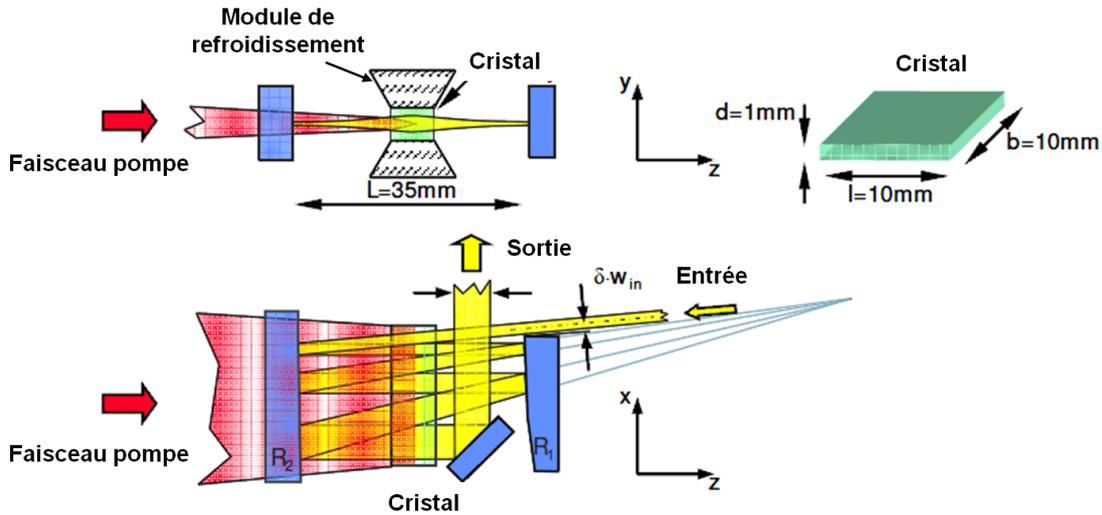


FIGURE I.34 – Schéma d'un amplificateur slab - Figure extraite de [Russbuedt 09].

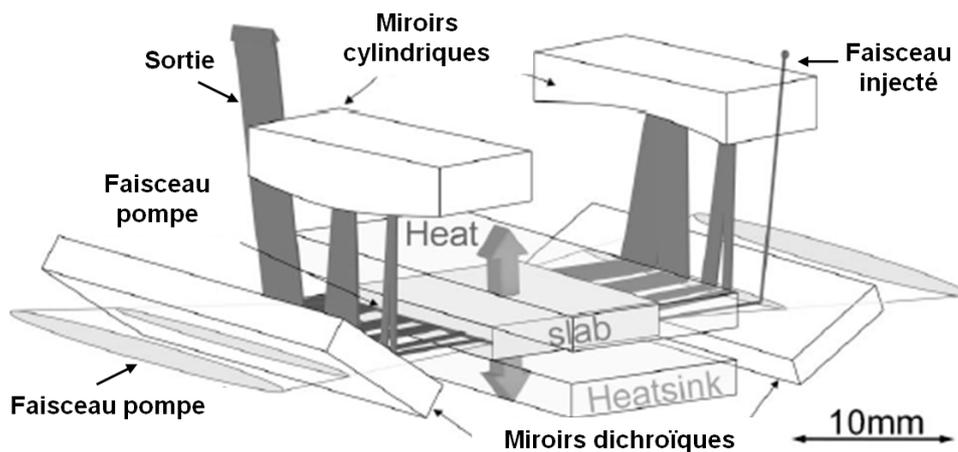


FIGURE I.35 – Représentation en 3 dimensions d'un amplificateur slab - Figure extraite de [Russbuedt 10].

### I.3.4.2 État de l'art

Peu de résultats sont publiés avec cette technologie, mais ils sont impressionnants. L'Yb:YAG, ayant une croissance bien maîtrisée, peut être obtenu dans la géométrie souhaitée ici. Ainsi, un amplificateur avec 7 passages dans un cristal dopé 2,5 %, a permis l'obtention de 620 W à 20 MHz, soit une énergie de 31  $\mu$ J [Russbuedt 10]. Cet amplificateur est injecté avec 2,3 W et pompé avec 1250 W de pompe, l'efficacité optique-optique est alors de 50%. La durée de l'impulsion est de 636 fs. Un deuxième amplificateur simple passage slab est positionné ensuite. On obtient alors 1,1 kW de signal avec une puissance crête de 80 MW toujours à 20 MHz, soit 55  $\mu$ J. La puissance de pompe est de 1180 W pour ce deuxième amplificateur et la durée de l'impulsion 615 fs.

Un autre résultat tourné vers la production d'énergie est publié, [Schulz 11]. A 12,5 kHz une énergie de 20 mJ a été obtenue pour une durée d'impulsion de 830 fs.

### I.3.5 Bilan

Pour l'industrie du micro-usinage, des niveaux d'énergie entre 1 et 100  $\mu\text{J}$  sont en général nécessaires. Tout en conservant cette énergie, l'augmentation de la cadence des lasers permet d'améliorer la rentabilité des systèmes (kHz-MHz), impliquant l'élévation de la puissance moyenne en sortie des systèmes.

Bien que les oscillateurs à disque mince peuvent aujourd'hui générer des impulsions de forte puissance moyenne, leur énergie reste limitée au  $\mu\text{J}$  (non négligeable pour un système simple !). C'est pourquoi, les systèmes industriels associent en général, un oscillateur et un amplificateur. Pour l'obtention de forte puissance moyenne, à très haute cadence, avec un gain élevé, la technologie des fibres est la plus adaptée. Grâce au très fort gain par passage disponible, la géométrie de l'amplificateur est très simple. Cependant, dans tous les cas un système d'étirement-compression devra être mis en place pour gérer les effets non-linéaires.

La technologie disque mince semble quant à elle adaptée pour la génération de fortes énergies. Le gain par passage étant faible, il faudra développer des amplificateurs avec de nombreux passages dans le milieu à gain (régénératif ou multipassages) et des pertes limitées.

Enfin la technologie slab possède de nombreux avantages pour des systèmes avec des performances intermédiaires, le gain disponible étant important et les effets non-linéaires modérés. Cependant le signal laser doit souvent faire plusieurs passages dans le milieu à gain, et sa propagation est difficile à réaliser.

	Fibre	Slab	Disque mince
Qualité mode fondamental	++	+	+
Gain	++	+	--
Puissance moyenne	++	++	+
Efficacité	++	+	+
Énergie	--	+	++
Simplicité	++	--	+

TABLE I.7 – Comparaison des principales architectures pour la forte puissance moyenne.



## Chapitre II

# Énergie et durée : Amplificateurs à base de cristaux massifs d'Yb:fluorures

Les oscillateurs femtoseconde ne génèrent pas des puissances crêtes suffisantes pour de nombreuses applications et pour permettre le phénomène d'ablation de nombreux matériaux. Il est alors nécessaire de mettre en place une amplification optique du faisceau pour obtenir des puissances crêtes plus importantes.

L'amplification d'impulsions femtoseconde, contrairement à l'amplification d'un signal continu ou nanoseconde, entraîne rapidement l'apparition d'effets non-linéaires, responsables de la déformation de l'impulsion, et parfois même de l'endommagement des composants optiques. Une des difficultés des amplificateurs femtoseconde consiste à éviter ces effets délétères, une solution est alors décrite dans la première partie de ce chapitre, le principe d'amplification à dérive de fréquence. Celle-ci permet, en jouant sur l'étirement temporel de l'impulsion, de diminuer les puissances crêtes à l'origine de ces effets non-linéaires.

Ensuite dans une deuxième partie, on présente le principe d'amplification régénérative. Il permet l'amplification dans un milieu à faible gain, en pompage continu dans notre cas, puisque l'on travaille à haute cadence. Les résultats expérimentaux avec des cristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub> et Yb:SrF<sub>2</sub> sont exposés.

Enfin dans la troisième partie, on s'intéresse au principe d'amplification multipassage, à basse cadence avec un pompage impulsionnel. Après avoir exposé les spécificités de ce principe, on présente les résultats expérimentaux avec l'Yb:CaF<sub>2</sub>. On conclura cette partie avec une approche inédite pour limiter encore plus la puissance crête de l'impulsion à la traversée du milieu amplificateur, qui est la combinaison cohérente d'impulsions.

## II.1 Amplification à dérive de fréquence

### II.1.1 Intérêt

Les oscillateurs femtoseconde peuvent générer des impulsions courtes avec une bonne qualité spatio-temporelle. Durant le processus d'amplification, l'énergie de l'impulsion augmente. En définissant l'intensité crête,  $I_c$  :

$$I_c = E/(\Delta t.S) \quad (\text{II.1})$$

avec  $E$  l'énergie de l'impulsion,  $\Delta t$  sa durée à mi-hauteur et  $S$  sa surface. On remarque que l'intensité crête augmente proportionnellement à l'énergie. Très rapidement celle-ci sera à l'origine d'effets non-linéaires comme :

- l'effet Kerr, proportionnel à l'intensité laser  $I_L$  et à la longueur du matériau traversé  $L$ . En effet l'indice  $n$  du matériau est défini par :

$$n(I) = n_0 + n_2 I_L \quad (\text{II.2})$$

avec  $n_0$  l'indice de réfraction linéaire du matériau et  $n_2$  son indice non-linéaire ( $n_{2\text{silice}} = 3.10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ ,  $n_{2\text{CaF}_2} = 1,9.10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  [Milam 77] et  $n_{2\text{CALGO}} = 12.10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  [Boudeile 08b]). Il apparaît alors un déphasage, appelé intégrale B :

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n_2 I_L(z) dz \quad (\text{II.3})$$

Il est en général admis qu'un système d'amplification devient non-linéaire à partir d'une valeur de B d'environ 1 radian. Ce déphasage crée au niveau spectral la génération de nouvelles fréquences (par automodulation de phase), et au niveau spatial la focalisation du faisceau laser (autofocalisation). Ces distorsions sont cumulatives et d'autant plus rapides que l'intensité crête est importante.

- l'absorption multiphotonique. On a présenté la possibilité d'usiner des matériaux avec les lasers femtoseconde, mais l'on redoute l'endommagement des optiques par ce même processus. Une partie de l'énergie de l'impulsion est absorbée par le matériau, entraînant par relaxation des niveaux excités, un échauffement de la matrice ou la rupture de liaison électronique (ionisation).

Deux régimes temporels sont identifiés :

- Pour des impulsions de quelques dizaines de ps à 100 ns, l'absorption est linéaire et l'échauffement de la matrice entraîne un phénomène de diffusion thermique. La charge thermique est responsable de la déformation, voire de la cassure du matériau. Le seuil de dommage du matériau est alors proportionnel à  $\sqrt{\tau_p}$ , avec  $\tau_p$  la durée de l'impulsion.
- Pour des impulsions inférieures à la dizaine de ps, l'absorption est non-linéaire, multiphotonique. Le phénomène d'ionisation peut apparaître mais la diffusion thermique est négligeable (figure II.1). Le seuil de dommage du matériau varie moins en fonction de la durée de l'impulsion, voir la figure II.2. Cependant ce seuil de dommage est également lié à la qualité de surface du matériau, et à la présence ou non de traitement sur le matériau.

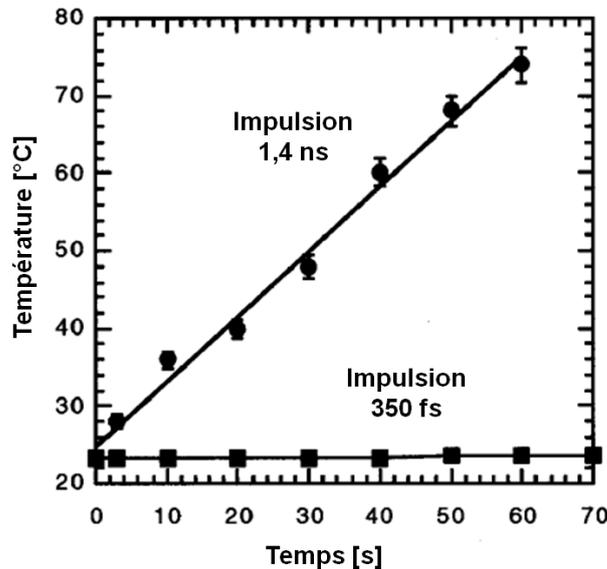


FIGURE II.1 – Comparaison de l'évolution de la température d'un matériau diélectrique en fonction de son temps d'usinage, pour des impulsions de 1,4 ns et 350 fs. Dans les deux cas, la longueur d'onde laser est de 1053 nm, la taille du trou est de 300  $\mu\text{m}$ . La fluence de l'impulsion est choisie pour obtenir une profondeur de perçage d'1  $\mu\text{m}$ /impulsion à une cadence de 10 Hz - Figure extraite de [Perry 99].

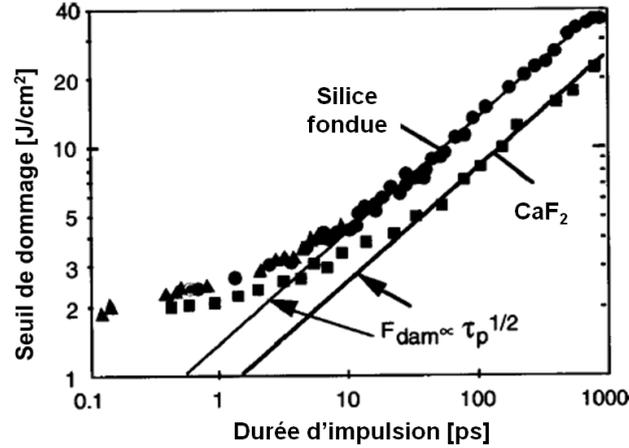


FIGURE II.2 – Seuil de dommage de la silice fondue et du fluorure de calcium en fonction de la durée d'impulsion, à la longueur d'onde de 1053 nm - Figure extraite de [Perry 99].

Pour diminuer cette intensité crête, on peut tout d'abord augmenter la taille du faisceau à amplifier, mais l'on diminue alors le gain de l'amplificateur et très rapidement un problème d'encombrement des systèmes et de taille des optiques limitent cette possibilité.

Une autre solution a été apportée en 1985 [Strickland 85], avec l'amplification à dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplification, CPA en anglais, figure II.3). L'idée est d'étirer temporellement avec un système très dispersif l'impulsion en sortie d'oscillateur, diminuant ainsi l'intensité crête lors de l'amplification. En pratique l'impulsion étirée a une durée de quelques centaines de picosecondes. Après amplification, un système dispersif complémentaire permet de recomprimer l'impulsion pour retrouver une impulsion de durée proche de celle en sortie d'oscillateur.

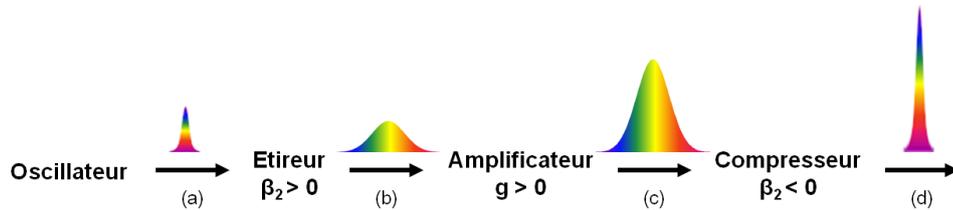


FIGURE II.3 – Principe de l'amplification à dérive de fréquence. Une impulsion courte de faible énergie (a) est étirée temporellement (b), amplifiée (c) puis comprimée (d). Un compresseur introduit une dispersion opposée à celle de l'étireur.

## II.1.2 Technique d'amplification d'impulsions courtes

### II.1.2.1 Étireur - Compresseur

L'étirement temporel d'une impulsion nécessite une dispersion d'autant plus grande que son spectre est étroit. En effet, on rappelle que la durée d'une impulsion gaussienne  $\tau_p$  s'exprime en fonction de sa durée minimale  $\tau_{p0}$  et des termes de dispersion d'ordre 2 ( $\Phi''_{res}$ ) et 3 ( $\Phi'''_{res}$ ) :

$$\tau_p = \tau_{p0} \sqrt{1 + \left( \frac{4 \ln 2 \Phi''_{res}}{\tau_{p0}^2} \right)^2 + \left( \frac{8 \sqrt{2} \ln 2 \Phi'''_{res}}{\tau_{p0}^3} \right)^2} \quad (\text{II.4})$$

Pour une impulsion d'une centaine de femtosecondes, une dispersion de l'ordre de  $10^7$  fs<sup>2</sup> est nécessaire pour étirer l'impulsion à 300 ps. On choisira des systèmes fortement dispersifs, ce qui nous oriente vers l'utilisation de réseaux de diffraction, qui ont également une bonne tenue au flux (entre 0,2 et 0,5 J/cm<sup>2</sup>) et un bon rendement de diffraction indispensables dans le compresseur.

On représente les schémas d'un étireur et compresseur à réseaux en transmission sur les figures II.4 et II.5.

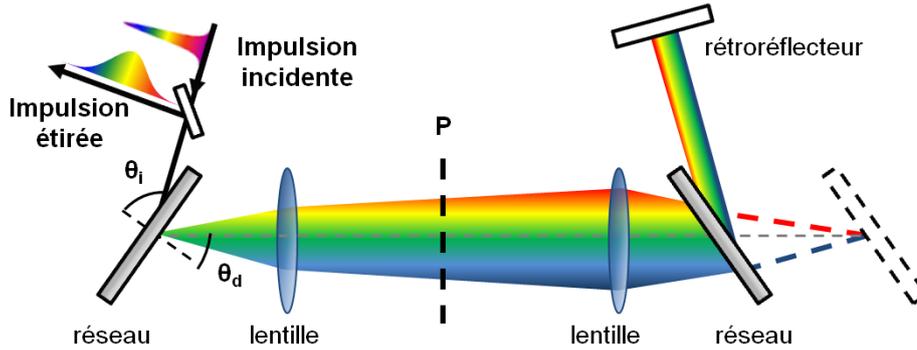


FIGURE II.4 – Schéma de l'étireur à réseaux en transmission.

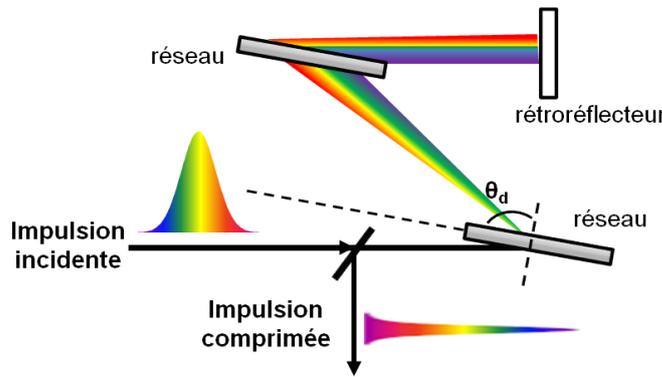


FIGURE II.5 – Schéma d'un compresseur à réseaux en transmission.

On rappelle que pour un réseau on a :

$$\sin\theta_i + \sin\theta_d = m\lambda/a \tag{II.5}$$

avec  $\theta_i$  et  $\theta_d$  les angles du rayon incident et diffracté par le réseau,  $a$  le pas du réseau et  $m$  l'ordre de diffraction, ici  $m = +/- 1$ .

En pratique l'étireur est symétrique par rapport au plan P, on y positionne un miroir plan afin de n'utiliser qu'un seul réseau et une seule lentille.

On définit la dispersion du second et troisième ordre d'un compresseur à réseaux en fonction de  $a$  le pas du réseau,  $\theta_d$  l'angle du rayon diffracté et de  $L$  la distance entre les deux réseaux :

$$\Phi'' = \beta_2 L = -\frac{\lambda^3 L}{2\pi c^2 a^2 \cos^3\theta_d} \tag{II.6}$$

$$\Phi''' = \beta_3 L = \frac{3\lambda^4 L}{4\pi^2 c^3 a^2 \cos^3 \theta_d} \left( 1 + \frac{\lambda \sin \theta_d}{a \cos^2 \theta_d} \right) \quad (\text{II.7})$$

On remarque que plus le pas du réseau est élevé, plus la dispersion introduite est forte. Dans le cas d'un système idéal sans aberrations, tous les termes de diffraction de l'étireur et du compresseur peuvent se compenser si les réseaux sont identiques et si l'angle d'incidence est le même.

### II.1.2.2 Influence de l'amplificateur

La phase spectrale accumulée par l'impulsion dans l'amplificateur  $\Phi_{\text{ampli}}(\omega)$  est négligeable par rapport à celle introduite dans l'étireur. Elle peut-être cependant suffisante pour empêcher une compression à la limite de Fourier, notamment pour des impulsions ultracourtes. En effet, d'après l'équation II.4, pour une impulsion ultracourte une variation très faible de la dispersion a une forte influence sur sa durée.

## II.2 Amplification régénérative à haute cadence

Cette partie concerne l'amplification régénérative en pompage continu et fonctionnant à des cadences élevées. L'intérêt majeur de ce type d'amplificateur est la possibilité de choisir le nombre d'allers-retours dans le milieu à gain, afin d'extraire le maximum d'énergie. Le principe repose sur le piégeage d'une impulsion dans une cavité laser, permettant son amplification jusqu'à un maximum d'énergie, puis son extraction. Ces étapes sont possibles grâce à l'introduction dans la cavité d'un élément actif, dans notre cas une cellule de Pockels. Celle-ci a un double rôle, celui de modulateur de pertes pour la cavité et celui de porte optique, comme nous le verrons dans la partie suivante. De plus, on peut définir deux étapes principales pour l'amplification, une phase où il n'y a pas d'impulsion dans la cavité et où l'on stocke de l'énergie dans le milieu à gain, et une phase d'amplification où l'impulsion est présente dans la cavité. Ces étapes vont être décrites dans la deuxième partie de cette section. On présentera à la fin les résultats expérimentaux avec l'Yb:CaF<sub>2</sub> et Yb:SrF<sub>2</sub>.

### II.2.1 Principe de l'amplification régénérative

L'amplification régénérative repose sur le piégeage d'une impulsion dans une cavité laser, hors équilibre (figure II.6). Les avantages de ce type d'amplification sont tout d'abord : la possibilité de faire un grand nombre de passages dans le milieu à gain (grand intérêt pour les milieux à faible gain), et un profil spatial pour l'impulsion imposé par la cavité laser (modes propres), donc en sortie d'amplification qui peut-être de très bonne qualité.

#### II.2.1.1 Isolateur optique

Pour injecter et extraire une impulsion de la cavité amplificatrice, celle-ci traverse l'équivalent d'un isolateur optique. Il est constitué d'un polariseur, d'un rotateur de Faraday à 45 ° et d'une lame demi-onde tournée à 22,5 °. Lorsque l'impulsion arrive de l'oscillateur et traverse cet isolateur, elle subit une rotation de polarisation de 90 °, alors que lorsqu'elle est extraite de l'amplificateur sa polarisation reste inchangée. La séparation de l'impulsion injectée et éjectée se fait donc au niveau du polariseur. Cet isolateur permet également d'éviter tout retour d'impulsions amplifiées dans l'oscillateur, ce qui l'endommagerait. S'il est nécessaire, on ajoute en plus un isolateur optique (rotateur de Faraday et polariseurs) entre l'oscillateur et l'étireur pour limiter au maximum la possibilité de retour dans l'oscillateur (réflexion sur une optique ou impulsion amplifiée).

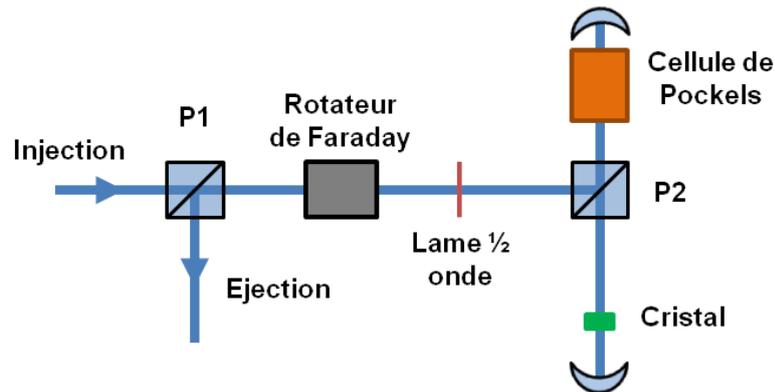


FIGURE II.6 – Schéma d'un amplificateur régénératif. P1 et P2 sont des polariseurs.

### II.2.1.2 Cellule de Pockels

L'injection et l'extraction de l'impulsion de la cavité amplificatrice se fait dans notre cas avec une cellule de Pockels, utilisant l'effet électro-optique. On a choisi la cellule de Pockels alors que d'autres solutions pouvaient être envisagées (comme l'utilisation de l'effet acousto-optique), car celle-ci possède un temps de commutation très rapide (quelques ns), introduit moins de pertes, et est adaptée aux dynamiques rapides (100 Hz - kHz).

L'effet électro-optique est la déformation de l'ellipsoïde des indices du cristal par l'application d'un champ électrostatique intense. La biréfringence du cristal, dans notre cas du BBO, change quasi-instantanément. Cette biréfringence induite, qui s'ajoute à celle naturelle du cristal, dépend de l'orientation et de l'amplitude du champ électrostatique appliqué. Elle est proportionnelle à la tension appliquée, et pour atteindre une biréfringence quart d'onde il faudra plusieurs kV de tension (deux fois plus pour une biréfringence demi-onde, mais dépend de l'épaisseur du cristal). La variation rapide de polarisation de l'impulsion dans la cavité, associée à un polariseur permet la mise en place de la porte optique.

### II.2.1.3 Cycles de stockage et d'amplification

On a défini pour l'amplification deux cycles, un cycle de stockage de l'énergie et un cycle d'amplification. Dans le cas du pompage continu, les cadences auxquelles on s'intéresse par la suite, sont de l'ordre du kHz. Les cycles de stockage sont de l'ordre de la milliseconde alors que les cycles d'amplification de l'ordre de la microseconde. Pour minimiser le temps où la cellule de Pockels est sous tension, on choisit d'appliquer la haute tension durant le cycle d'amplification. Dans ce cas, durant l'amplification, la cellule de Pockels doit être équivalente à une lame neutre. Il faut alors tenir compte de la biréfringence naturelle du cristal de BBO. On oriente le cristal pour que sans tension il soit équivalent en un aller-retour à une lame demi-onde. Avec tension, on ajoute la biréfringence induite liée à la haute tension, équivalent en un aller-retour à une lame neutre, la cellule de Pockels est alors équivalente à une lame neutre après un aller-retour (figure II.7).

On détaille les différentes étapes de l'amplification :

- Pendant le cycle de stockage, on n'applique pas de haute tension à la cellule de Pockels. On pompe en continu le milieu à gain, dont l'inversion augmente jusqu'à atteindre une limite si le temps de pompage est suffisamment long (temps lié à l'intensité de pompe), l'inversion de population du niveau stationnaire. Une fois cette inversion de population

atteinte, la puissance de pompe apportée est dissipée par émission spontanée ou non absorbée (inversion de population saturée). Pendant ce temps, les impulsions venant de l'oscillateur entrent dans la cavité, font un aller-retour et ressortent de la cavité. Durant cet aller-retour l'amplification est négligeable et n'affecte pas le stockage d'énergie dans le milieu à gain.

- Une fois le cycle de stockage terminé, on applique la haute tension alors qu'une impulsion se trouve dans la cavité. Elle est ainsi piégée. Les impulsions continuant d'arriver de l'oscillateur, font un aller-retour dans la cellule de Pockels et sont directement éjectées, sans passer par le milieu à gain. L'impulsion piégée oscille alors dans la cavité, les pertes intracavité étant inférieures au gain du milieu amplificateur, son énergie augmente. L'inversion de population diminue, jusqu'à atteindre un niveau où le gain compense tout juste les pertes de la cavité. A ce moment, l'énergie acquise par l'impulsion est maximale, il faut l'extraire.
- On arrête alors la haute tension, l'impulsion est extraite de la cavité, puis le cycle de stockage reprend. En début de cycle, le gain est égale aux pertes de la cavité, l'inversion de population est proche de l'inversion de transparence laser (si les pertes sont faibles).

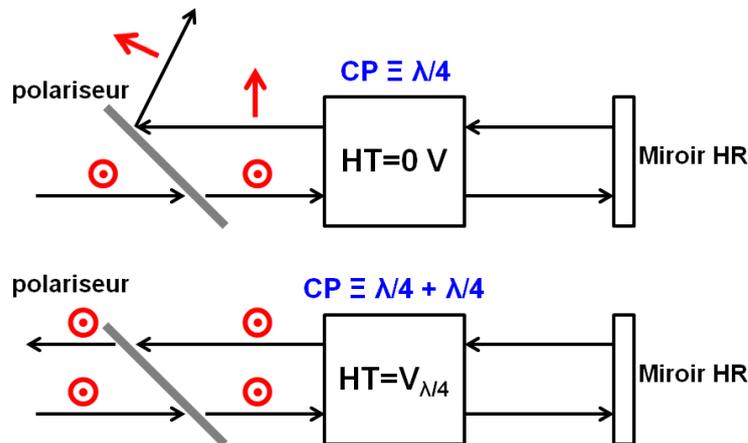


FIGURE II.7 – Principe de fonctionnement de la cellule de Pockels avec et sans haute tension, le cristal étant positionné pour avoir une biréfringence naturelle équivalente à une lame quart d'onde en un passage.

## II.2.2 Amplificateur régénératif en pompage continu

On comprend désormais qu'il y a plusieurs étapes lors du processus d'amplification, le stockage d'énergie et l'amplification de l'impulsion. Dans le chapitre précédent I.2.1.2, on a donné les principales expressions régissant le cycle de stockage en pompage continu pour des matériaux dopés à l'ytterbium (cf. I.26), ainsi que la formule de la fluence amplifiée après un passage dans le milieu à gain (cf. I.27). On va désormais détailler le cycle d'amplification d'un amplificateur régénératif, en mettant en évidence l'importance de la minimisation des pertes de la cavité pour optimiser l'énergie extraite. De plus, dans le cas d'un pompage continu, la cadence du système est fixée par la cellule de Pockels, elle peut varier de quelques hertz à quelques centaines de kilohertz. Sur cette plage de fréquences, il existe un régime pour lequel les impulsions extraites pour un temps d'amplification identique, ne possèdent pas toujours la même énergie, on expliquera ce phénomène.

### II.2.2.1 Dynamique d'amplification et influence des pertes de la cavité à basse cadence

Dans le cas de l'amplification régénérative d'une impulsion femtoseconde ( $\tau_p \ll \tau_{flu}$ ), on reprend les expressions générales d'amplification que l'on utilise de façon itérative. On fait l'hypothèse dans cette partie qu'à la fin du cycle de stockage, l'inversion de population est proche de sa valeur à l'état stationnaire. On prend comme valeurs initiales,  $J_{Lin,0}$  pour la fluence injectée et  $J_{sto,0}$  pour la fluence stockée. On considère  $p$  les pertes pour un aller-retour, et on définit  $R = e^{-p}$  le coefficient de rétroaction de la cavité. On a également  $k_L$  le nombre de passages de l'impulsion dans le milieu à gain pour un aller-retour dans la cavité. On obtient alors pour le  $k^{ieme}$  passage :

$$J_{Lout,k} = J_{Lsat} \ln \left( 1 + e^{k_L J_{Lsto,k}/J_{Lsat}} (e^{J_{Lin,k}/J_{Lsat}} - 1) \right) \quad (II.8)$$

$$J_{Lsto,k+1} = J_{Lsto,k} + J_{Lin,k} - J_{Lout,k} \quad (II.9)$$

$$J_{Lin,k+1} = R J_{Lout,k} \quad (II.10)$$

On représente sur la figure II.8 l'évolution de la fluence de l'impulsion et de l'inversion de population en fonction du nombre d'allers-retours dans la cavité, pour différentes valeurs de pertes. Tout d'abord, on remarque que la fluence de l'impulsion augmente jusqu'à une certaine valeur d'inversion de population, qui correspond au moment où le gain compense les pertes. Puis elle diminue, les pertes étant alors supérieures au gain. A la fin du cycle, si l'impulsion n'a pas été extraite, toute son énergie a été dissipée par les pertes.

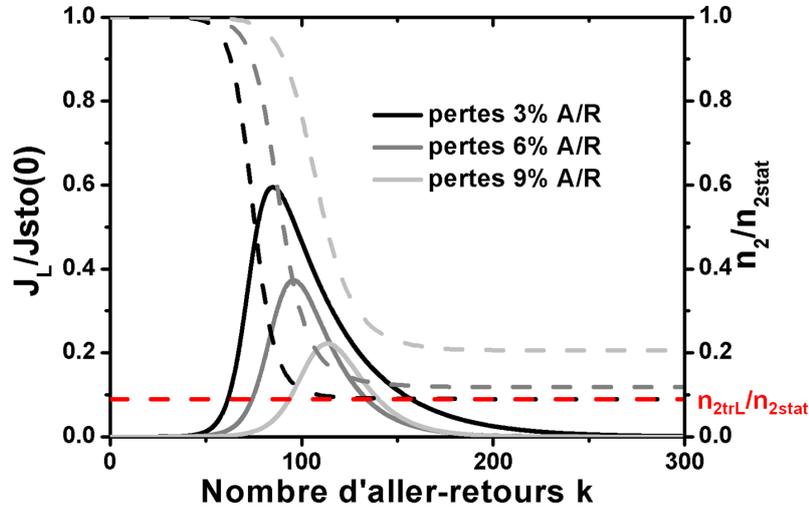


FIGURE II.8 – En trait plein, évolution de la fluence d'une impulsion en fonction du nombre d'allers-retours dans une cavité amplificatrice, et en trait pointillé évolution de l'inversion de population du milieu à gain, pour des pertes de la cavité variables. On choisit un gain petit-signal pour un aller-retour de 1,28 ( $G_0 = e^{2J_{Lsto,0}/J_{Lsat}}$ ). Lorsque les pertes augmentent, le temps de création augmente, la fluence maximale de l'impulsion diminue et l'inversion de population au maximum de fluence augmente.

Pour obtenir en sortie d'amplification l'impulsion la plus énergétique possible il faut donc l'extraire au point d'inflexion, défini comme le temps de création de l'impulsion. On note également la diminution de l'inversion de population et donc du gain dans le milieu amplificateur au cours de l'amplification.

Par ailleurs, on observe que le temps de création de l'impulsion augmente avec les pertes de la cavité, et que son énergie diminue. On va donc chercher à augmenter le gain global initial pour limiter le nombre de passages dans la cavité et extraire le plus efficacement l'énergie. Dans notre cas, on dispose de matériaux avec un gain faible, il sera alors essentiel de limiter les pertes de la cavité.

En extrayant l'impulsion au maximum d'énergie, l'inversion de population  $n_{2ext}$  correspondant à l'état initial du cycle suivant, est :

$$n_{2ext} = n_{2trL} + \frac{p}{\sigma_{aL} + \sigma_{eL}} \quad (\text{II.11})$$

Ainsi en fin d'amplification, lorsque les pertes ne sont pas négligeables l'hypothèse  $n_2(0) = n_{2trL}$  est inexacte.

On peut déduire dans le cas où  $J_{Lin} < J_{Lsat}$  les résultats [Lowdermilk 80], donnant l'expression de la fluence extraite au point d'inflexion :

$$J_{Lext} = \frac{J_{Lsat}}{k_L} \ln \left[ RG_0 \left( \frac{1-R}{R(G_0-1)} \right)^{1-R} \right] + J_{Lin,0} \quad (\text{II.12})$$

avec  $G_0 = e^{k_L J_{Lsat} / J_{Lsto,0}}$

On souligne enfin qu'une façon d'augmenter le gain disponible est d'augmenter le nombre de passages du signal laser dans le milieu à gain pour un aller-retour dans la cavité amplificatrice, on reviendra sur ce point dans le chapitre suivant.

### II.2.2.2 Étude en cadence

L'augmentation de la cadence d'un système a pour conséquence une augmentation de sa puissance moyenne et une diminution de l'énergie par impulsion. Cependant, dans le cas des amplificateurs régénératifs, un comportement multi-périodique voire chaotique est observé pour des cadences proche de l'inverse du temps de fluorescence du matériau. Ce phénomène a été étudié [Döring 04], et bien que l'on sache résoudre les équations couplées entre le gain et l'énergie de l'impulsion, la trop grande sensibilité du gain aux conditions initiales rend le système non prédictible sur le long terme (sur une certaine plage de cadence).

#### Régime stable à basse cadence

On considère que les basses cadences sont caractérisées par un temps de stockage très long devant le temps de fluorescence du matériau. On atteint dans ce cas, à la fin du cycle de stockage une inversion de population proche de sa valeur à l'état stationnaire, liée à l'intensité de pompe. Le cycle d'amplification, de quelques microsecondes, est très court.

Dans ce cas, pour des pertes fixées, l'énergie de l'impulsion extraite est constante en fonction de la cadence. La puissance moyenne est quant à elle, directement proportionnelle à la cadence. On peut à ces basses cadences comparer la capacité de stockage de différents matériaux.

Lorsque l'on continue à augmenter la cadence, le temps de stockage devient trop court pour que l'inversion de population atteigne sa valeur à l'état stationnaire. On stocke alors moins d'énergie, et l'impulsion extraite est moins énergétique. L'inversion de population étant plus faible, le gain disponible l'est également, et donc le temps de création de l'impulsion augmente. La puissance moyenne augmente avec la cadence, jusqu'à atteindre une valeur limite, liée à l'efficacité laser (figure II.9).

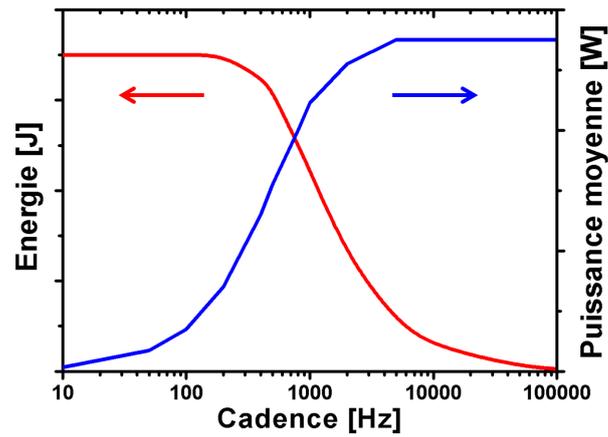


FIGURE II.9 – Évolution de l'énergie de l'impulsion et de sa puissance moyenne en fonction de la cadence en sortie d'amplification régénérative.

### Régime multi-périodique

Pour des cadences proches de l'inverse du temps de fluorescence du matériau un comportement dans un premier temps multi-périodique, puis chaotique apparaît. Le résultat de simulations numériques à une cadence de 10 kHz ( $\tau_{fluor}$  1,3 ms soit l'inverse 770 Hz) pour un amplificateur Yb:verre est présenté sur la figure II.10 [Döring 04].

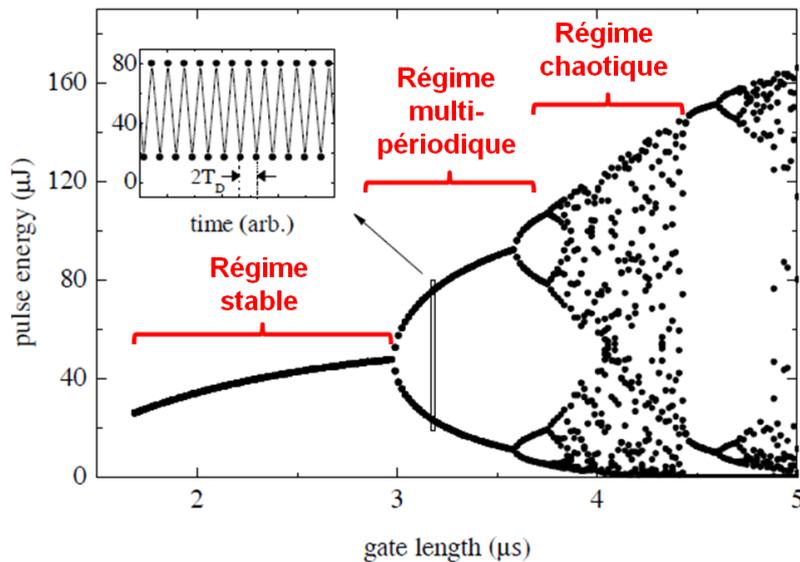


FIGURE II.10 – Simulations numériques pour un amplificateur régénératif Yb:verre à la cadence de 10 kHz [Döring 04] présentant l'évolution de l'énergie de l'impulsion en fonction du temps d'amplification. On remarque dans un premier un régime stable, puis multi-périodique et enfin chaotique.

On remarque dans un premier temps, pour un temps d'amplification inférieur à 3  $\mu$ s que le système est stable, l'énergie extraite augmente avec le temps d'amplification.

Puis une bifurcation apparaît, le régime devient multi-périodique. En augmentant le temps d'amplification, l'énergie de l'impulsion extraite augmente alors que le gain diminue à la fin du cycle d'amplification. Pour un faible gain au début du cycle de stockage, celui-ci n'a plus le temps d'atteindre la valeur du cycle précédent, et donc l'énergie extraite dans le nouveau cycle d'amplification sera plus faible que précédemment. On illustre cette multi-périodicité sur la figure II.11.

Enfin, en continuant à augmenter le temps d'amplification, un comportement chaotique se met en place.

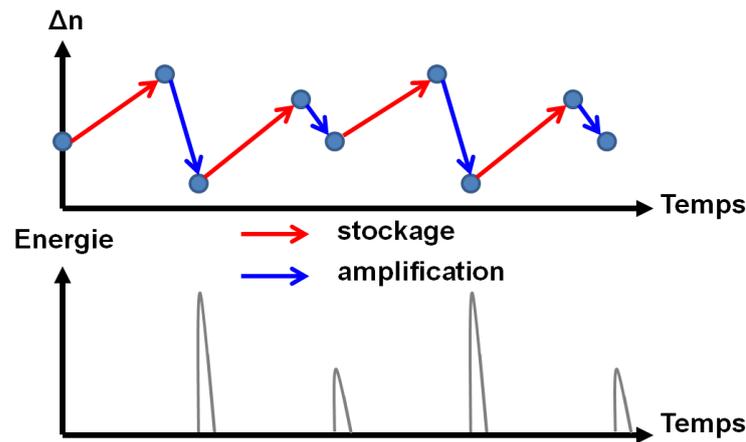


FIGURE II.11 – Évolution de l'inversion de population et de l'énergie extraite en fonction du temps pour plusieurs périodes d'amplification en régime multi-périodique.

On remarque alors, pour un temps d'amplification inférieur à  $3 \mu\text{s}$ , que le système est stable mais que l'impulsion est extraite alors que le gain est supérieur aux pertes. Cependant pour une cadence fixée, on préfère que les systèmes génèrent des impulsions de même énergie. Sur la plage de cadences du régime multi-périodique, la solution est donc d'extraire l'impulsion soit bien avant, soit bien après le régime multi-périodique en optimisant les performances du système. Une baisse de la puissance moyenne du système est cependant observée, puisque l'on n'extrait pas l'impulsion à son maximum d'énergie.

On note enfin que ce régime multi-périodique apparaît pour des cadences liées au temps de fluorescence du matériau, à sa longueur et à l'intensité de pompe. Cet aspect est détaillé dans la thèse de M. Delaigue [Delaigue 06].

### II.2.2.3 Limite liée au seuil de dommage

Un autre aspect à prendre en compte lors de l'amplification, est l'endommagement des optiques ou du milieu amplificateur à cause de l'énergie de l'impulsion. En effet, les matériaux que l'on utilise ont des fluences de saturation élevées, et pour disposer d'un gain convenable afin de limiter le nombre de passages, on cherche à augmenter la fluence stockée ( $G = e^{J_{Lsto}/J_{Lsat}}$ ). Cependant avec ces fluences stockées élevées, la fluence de l'impulsion peut atteindre quelques  $\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ , proche du seuil de dommage du matériau. Il est donc difficile d'extraire l'énergie stockée dans un matériau à long temps de fluorescence, l'efficacité d'extraction ( $\eta_{ext} = J_{Lext}/J_{Lsto}$ ) et le gain par passage seront limités.

Sur la figure II.12, avec des conditions particulières choisies ( $p = 10 \%$  et  $k_L = 2$ ), et un seuil de dommage fixé à  $5 \text{ J}/\text{cm}^2$ , on note que l'efficacité d'extraction est au maximum de  $80 \%$  pour un matériau dont la fluence de saturation est de  $2 \text{ J}/\text{cm}^2$ , et de  $40 \%$  pour une fluence de  $50 \text{ J}/\text{cm}^2$ .

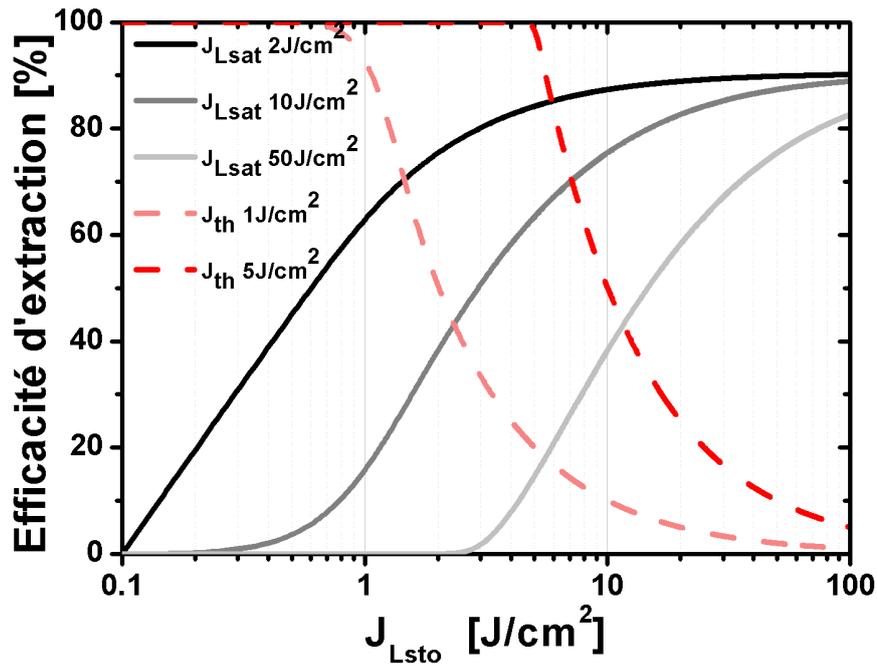


FIGURE II.12 – Évolution de l'efficacité d'extraction  $\eta_{ext} = J_{Lext}/J_{Lsto}$  (formule II.12) en fonction de la fluence stockée en trait plein pour différentes valeurs de fluence de saturation, et efficacité limite  $J_{th}/J_{Lsto}$  en trait pointillé pour différentes valeurs de seuil de dommage. Les pertes ont été fixées à 10 % par aller-retour, et  $k_L = 2$ .

#### II.2.2.4 Rétrécissement spectral par le gain

Le gain petit signal d'un milieu amplificateur est directement lié à ses sections efficaces. Ainsi, lorsqu'une impulsion traverse le milieu à gain, chacune de ses longueurs d'onde est amplifiée différemment. Dans le cas des amplificateurs régénératifs, le gain total est très grand (supérieur à 1000), la courbe de gain du matériau a alors un impact très important sur le spectre de l'impulsion amplifiée.

Si le courbe de gain n'est pas centrée sur la même longueur d'onde que le spectre de l'impulsion injectée, on observe un décalage de la longueur d'onde centrale du spectre de l'impulsion au cours de l'amplification. De plus si la largeur du spectre de l'impulsion injectée est plus large que la courbe de gain, on observe un phénomène appelé rétrécissement spectral par le gain (figure II.13). L'impulsion amplifiée aura un spectre plus étroit que l'impulsion injectée, et donc par transformée de Fourier, une durée plus longue. Plus le gain total de l'amplificateur est grand, plus ce phénomène est important (figure II.13), le spectre de l'impulsion extraite peut même être plus étroit que la courbe de gain du matériau.

Il est possible de limiter l'effet du rétrécissement spectral par le gain en ajoutant des pertes spectrales plus élevées où le gain du matériau est fort. Ceci peut-être fait par exemple avec un filtre interférentiel ou un filtre dispersif programmable inséré dans la cavité, mais cela diminue l'efficacité des systèmes et les complexifie. On peut enfin noter que les traitements des optiques, peuvent eux aussi parfois jouer le rôle de filtre.

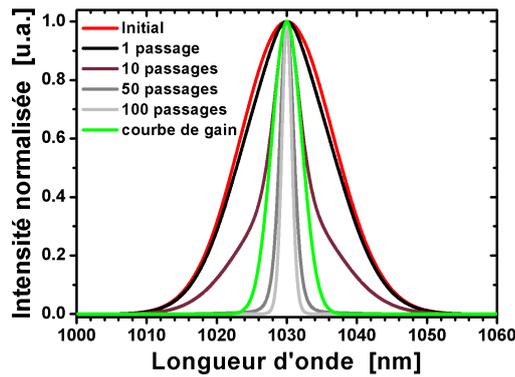


FIGURE II.13 – Mise en évidence du phénomène de rétrécissement spectral par le gain. L'impulsion injectée dans la cavité amplificatrice a un spectre gaussien de 15 nm de largeur à mi-hauteur, centré à 1030 nm. La courbe de gain du milieu amplificateur est centrée également à 1030 nm et sa largeur à mi-hauteur est de 5 nm. On observe l'évolution du spectre de l'impulsion après 1, 10, 50 et 100 passages dans le milieu à gain, correspondant à un gain total de 1,03 ( $G_{pass}=1,03$ ), 1,4 ( $G_{pass}=1,034$ ), 19 ( $G_{pass}=1,06$ ) et 1400 ( $G_{pass}=1,075$ ).

### II.2.3 Résultats expérimentaux

Le spectre de gain large des cristaux de fluorures dopés à l'ytterbium permet d'envisager l'amplification d'impulsions d'une centaine de femtosecondes. Dans cette partie nous développons des amplificateurs régénératifs Yb:CaF<sub>2</sub> et Yb:SrF<sub>2</sub> pour vérifier cette hypothèse.

#### II.2.3.1 Amplificateur régénératif Yb:CaF<sub>2</sub>

##### Performances de la cavité en régime continu

On utilise pour ces expériences un cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> dopé 2,6% ( $n_{tot}=6,4 \cdot 10^{20}$  ions/cm<sup>3</sup>), obtenu par la méthode de croissance Bridgman-Stockbarger par le CIMAP. Il n'est pas traité anti-reflet, on le positionne alors à l'angle de Brewster pour limiter les pertes par réflexion sur le cristal. Sa longueur est de 5 mm, on déduit que la longueur de cristal traversée par le faisceau laser est de 6,1 mm. On représente sur la figure II.14 la cavité en régime continu.

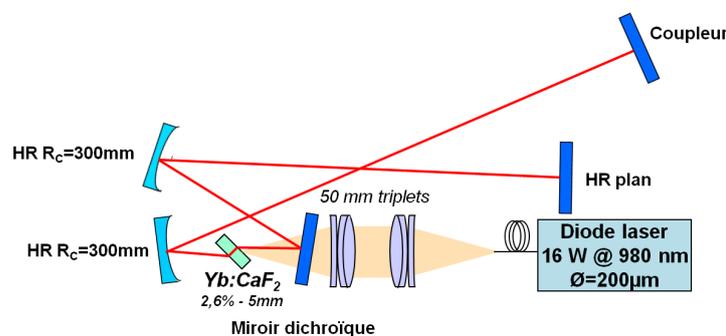


FIGURE II.14 – Schéma d'un oscillateur en régime continu avec un cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub>. La longueur de la cavité est de 1,5 m, et les bras entre les miroirs courbes et M1 ou OC (coupleur de sortie) sont collimatés. Les miroirs ont tous un traitement HR (haute réflexion) pour la longueur d'onde laser et le miroir dichroïque possède en plus un traitement HT (haute transmission) pour la longueur d'onde de pompe.

Ce cristal est pompé par une diode laser non polarisée et non stabilisée finement en longueur d'onde, la largeur de la bande d'absorption du cristal est suffisamment large. La diode laser est injectée dans une fibre dont le diamètre du cœur est de 200  $\mu\text{m}$ . Deux triplets sont ensuite utilisés pour collimater puis focaliser le faisceau de pompe au niveau du cristal sans introduire d'aberrations. La focale de ces triplets est de 50 mm. Le faisceau focalisé a une forme "top-hat" et un diamètre de 200  $\mu\text{m}$ . La longueur d'onde centrale de pompe est de 979 nm, stabilisée avec la température de la diode laser. On optimise la longueur de la cavité pour superposer au mieux le faisceau laser et le faisceau de pompe, le faisceau laser a un "waist" d'environ 90  $\mu\text{m}$  dans le cristal.

En régime continu on obtient les résultats présentés sur la figure II.15, avec différents coupleurs de sortie.

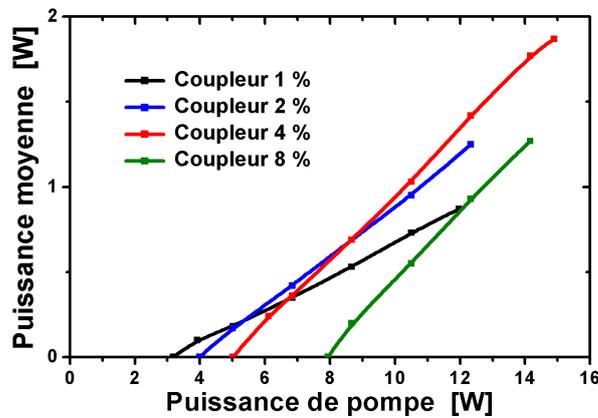


FIGURE II.15 – Puissance moyenne en régime continu pour différentes valeurs de transmission de coupleurs de sortie.

La transmission du coupleur optimal est de 4%, la pente de la courbe est alors de 19 % et l'efficacité optique-optique pour 15 W de pompe est de 12,6 %. On vérifie bien que le gain du matériau est faible. De plus, le seuil laser étant élevé, l'efficacité est relativement faible. Pour un faible gain (coupleur faible), la longueur d'onde d'émission laser est de 1045 nm, alors que pour un fort gain elle est de 1035 nm.

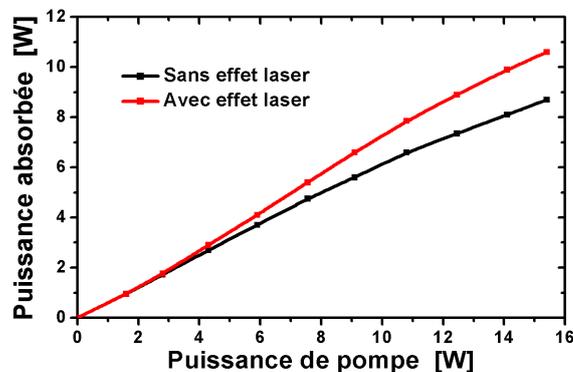


FIGURE II.16 – Puissance absorbée avec et sans effet laser, pour un coupleur de sortie de transmission 4 %.



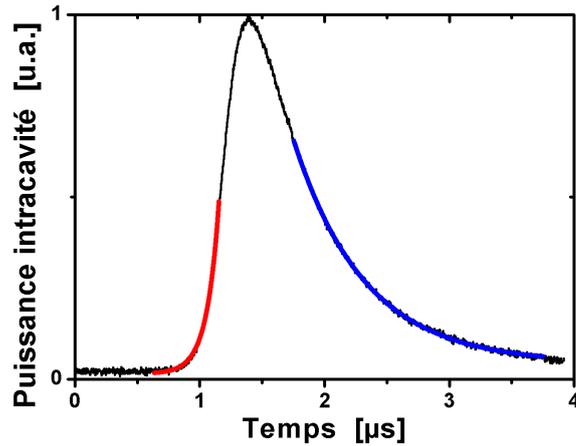


FIGURE II.18 – Évolution temporelle de la puissance intracavité en régime déclenché à une cadence de 200 Hz sans extraire l'impulsion. Courbes théoriques : en bleu la courbe permettant la déduction des pertes de la cavité, et en rouge celle permettant la déduction du gain.

Sur la figure II.19, on observe que pour des basses cadences (ici 500 Hz) le spectre a deux bosses, l'une centrée à environ 1035 nm et l'autre à 1047 nm. Ce spectre est large, 16 nm à mi-hauteur, et peut donc permettre d'amplifier des impulsions courtes.

En jouant sur l'orientation du polariseur, on peut modifier les pertes spectrales de la cavité et ainsi modifier le spectre de l'impulsion comme on le voit sur la figure II.19. En ajoutant des pertes spectrales on allonge le temps de création de l'impulsion, et on diminue légèrement l'énergie extraite.

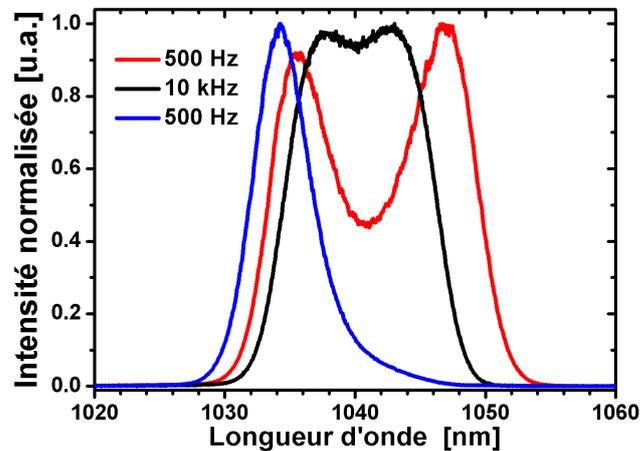


FIGURE II.19 – Spectre de l'impulsion ns en régime déclenché pour des cadences de 500 Hz/1,2 mJ extraite (rouge) et 10 kHz/0,1 mJ extraite (noir), la puissance de pompe est de 12,5 W. En bleu, spectre de l'impulsion à 500 Hz en modifiant l'orientation du polariseur, énergie extraite 1,15 mJ.

Ce spectre est lié à la courbe de gain du matériau. En effet on calcule pour différentes valeurs d'inversion de population, la section efficace de gain définie par (figure II.20) :

$$\sigma_g(\beta, \lambda_0) = \beta \cdot \sigma_e(\lambda_0) - (1 - \beta) \sigma_a(\lambda_0) \quad (\text{II.13})$$

avec  $\beta = n_2/n_{tot}$  et dans notre cas  $n_{tot} = 6,4 \cdot 10^{20}$  ions/cm<sup>3</sup>. Puis on calcule le gain petit-signal

correspondant pour chaque longueur d'onde, avec notre cristal de longueur 6 mm :

$$G_0 = \exp(\sigma_g(\beta, \lambda_0) \cdot 2 \cdot L) \quad (\text{II.14})$$

Enfin on déduit le spectre de l'impulsion après 186 allers-retours dans ce matériau (figure II.20), en faisant l'hypothèse qu'il n'y pas de pertes spectrales dans le cavité et que le gain petit-signal ne varie pas durant l'amplification.

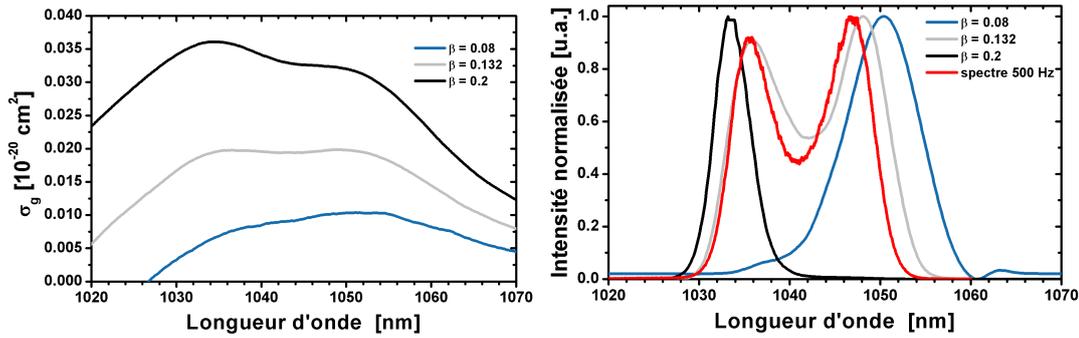


FIGURE II.20 – A gauche : Sections efficaces de gain calculées pour différentes valeurs d'inversion de population,  $\beta = n_2/n_{tot}$ . A droite : Spectre de l'impulsion générée en régime déclenché après 186 allers-retours dans un cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> de longueur 6 mm et de dopage 2,6 %. En rouge spectre de l'impulsion générée à la cadence de 500 Hz (1,2 mJ) et une puissance de pompe de 12,5 W.

Ces calculs indiquent bien que le spectre de gain du matériau pour une valeur de  $\beta = 0,132$ , soit  $G_0(1040 \text{ nm}) = 1,16$  entraîne un spectre pour l'impulsion à deux bosses. On remarque que les maximaux de ce spectre sont légèrement décalés entre la simulation et le spectre mesuré à 500 Hz, ceci peut-être lié aux pertes spectrales introduites par le polariseur non pris en compte dans la simulation.

Enfin, on mesure la puissance moyenne en fonction de la cadence de répétition, et l'on déduit l'énergie de l'impulsion nanoseconde pour une puissance de pompe incidente de 12,5 W. On remarque que l'énergie reste constante, environ 1,7 mJ, jusqu'à une cadence de 300 Hz, puis diminue. La puissance moyenne, quant à elle augmente. Cependant le régime multi-périodique apparaît pour des cadences supérieures à 300 Hz, on ne peut donc plus extraire l'impulsion au point d'inflexion. Pour obtenir un système stable, à 500 Hz on extrait l'impulsion après le point d'inflexion, alors qu'à 1 kHz on l'extrait avant. Le gain diminuant à 1 kHz, le temps d'amplification augmente, mais à cause de l'instabilité on ne le modifie pas, ce qui diminue fortement l'énergie de l'impulsion et donc sa puissance moyenne. On observe ce phénomène sur la figure II.21. Par ailleurs on note l'obtention de fortes énergies à basse cadence. A 10 kHz on mesure une puissance moyenne de 1,06 W, correspondant à une efficacité optique-optique de 9 %.

Grâce à cette étude en régime déclenché, on note le potentiel de ce matériau pour l'amplification d'impulsions courtes à des énergies élevées.

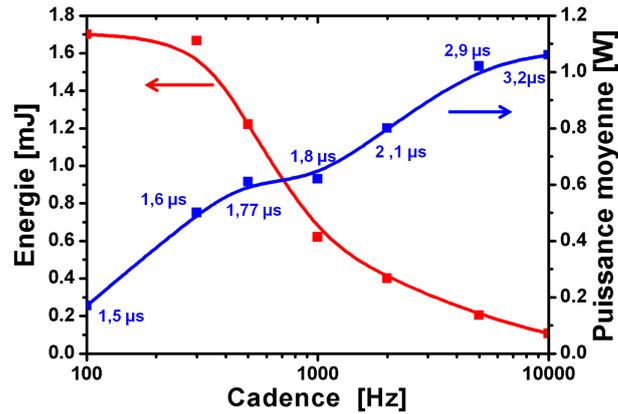


FIGURE II.21 – Énergie et puissance moyenne de l'impulsion ns extraite en fonction de la cadence. On choisit un temps d'amplification pour avoir un système stable, optimisant l'énergie extraite, il est indiqué pour chaque point.

### Amplification régénérative

Pour produire les impulsions, l'oscillateur femtoseconde utilisé est un oscillateur à base d'Yb:CALGO [Papadopoulos 09]. Son milieu à gain est un cristal dopé 2 % traité anti-reflet. Le spectre de cet oscillateur est centré à 1043 nm, sa largeur à mi-hauteur est de 15 nm. Il génère des impulsions d'une centaine de femtosecondes, à une cadence de 27 MHz, leur puissance moyenne est de 450 mW, pour une énergie de 17 nJ. Après un isolateur optique permettant d'empêcher tout retour dans l'oscillateur, qui pourrait l'endommager, les impulsions sont étirées à une durée estimée à 260 ps (étireur 1600 traits/mm), leur puissance moyenne est alors d'environ 140 mW. Le schéma du système est présenté sur la figure II.22.

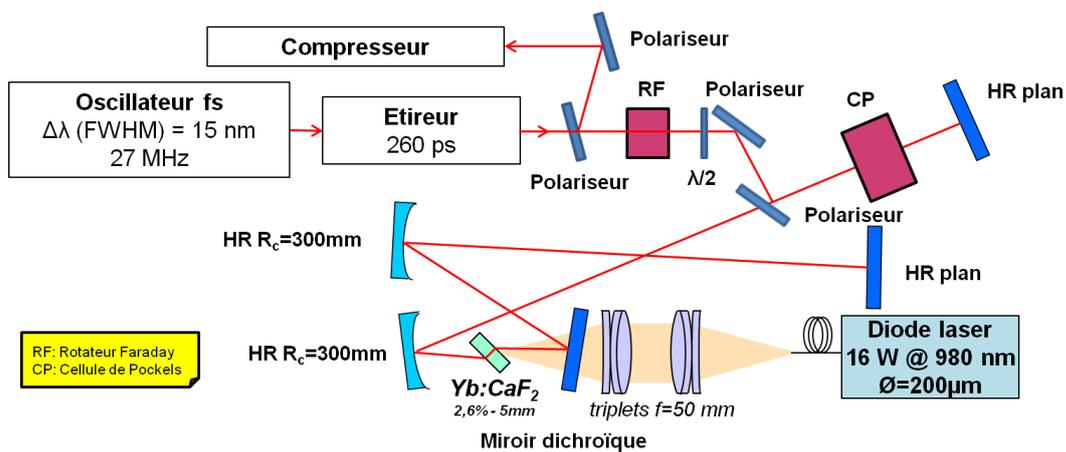


FIGURE II.22 – Schéma de l'amplificateur régénératif Yb:CaF<sub>2</sub>.

Comme en régime déclenché, on observe une évolution du spectre de l'impulsion selon la cadence du système, à cause de l'évolution de l'inversion de population du matériau et donc de son gain spectral. On l'observe également, à une même cadence en modifiant le temps d'amplification, et donc l'énergie extraite. Pour de fortes inversions de population le spectre se décale vers des faibles longueurs d'onde. On peut observer ce phénomène sur la figure II.23 à une cadence de 500 Hz.

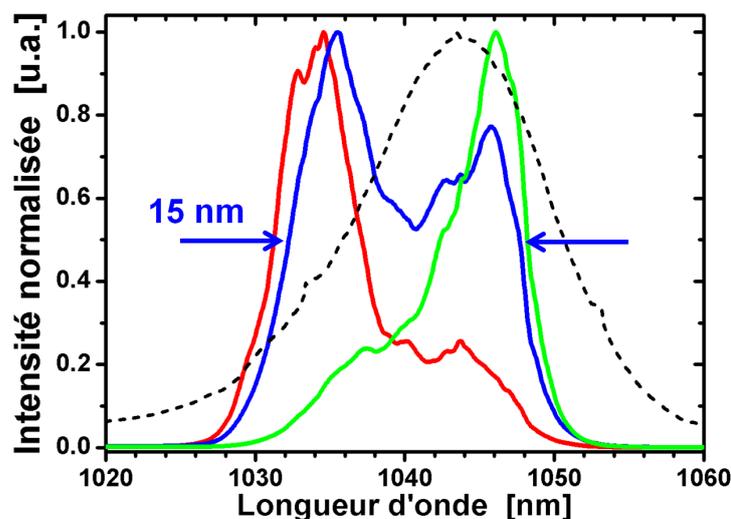


FIGURE II.23 – Évolution du spectre de l'impulsion amplifiée à une cadence de 500 Hz pour différents temps d'amplification : 1, 35  $\mu$ s, 300  $\mu$ J (courbe rouge) ; 1, 7  $\mu$ s, 630  $\mu$ J (courbe bleue) ; et 2, 2  $\mu$ s, 580  $\mu$ J (courbe verte). L'énergie est donnée après compression. La courbe en pointillé représente le spectre de l'oscillateur Yb:CALGO.

On remarque que pour de faibles cadences, le spectre de l'impulsion amplifiée est plus large, et donc sa durée après compression sera plus courte. Ainsi pour une cadence inférieure à 1 kHz, on obtient des impulsions comprimées de durée environ 200 fs, puis leur durée augmente avec la cadence. A 10 kHz, les impulsions les plus courtes obtenues ont une durée de 400 fs pour un spectre de 7,3 nm de large, centré à 1045 nm. On observe cette évolution sur la figure II.24.

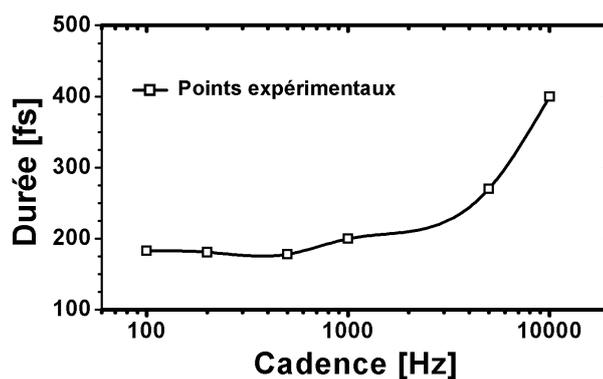


FIGURE II.24 – Évolution de la durée des impulsions comprimées en fonction de la cadence du système.

On obtient les impulsions les plus courtes à 500 Hz, avec une durée de 178 fs, mesurée avec un SHG-FROG (figure II.25). On remarque que la phase spectrale est plate ce qui indique que la dispersion est bien compensée lors de la compression de l'impulsion, en limite de Fourier la durée de l'impulsion est estimée à 165 fs. Le spectre de l'impulsion amplifiée est centré à 1040 nm, avec une largeur à mi-hauteur de 10 nm (spectre asymétrique). L'efficacité du compresseur n'est que de 45 % à cause de la faible efficacité des réseaux de diffraction à ces longueurs d'onde (optimisée à 1030 nm), on obtient des impulsions en sortie d'amplification de 1,4 mJ,

et 620  $\mu\text{J}$  après compression. La puissance moyenne correspondante en sortie d'amplification est de 700 mW pour 15 W de pompe (27  $\text{kW}/\text{cm}^2$ ), soit une efficacité optique-optique de 4,4 %. La puissance absorbée est de 9,9 W, soit 62% de la puissance de pompe, on déduit alors une efficacité signal laser/puissance absorbée de 7 %.

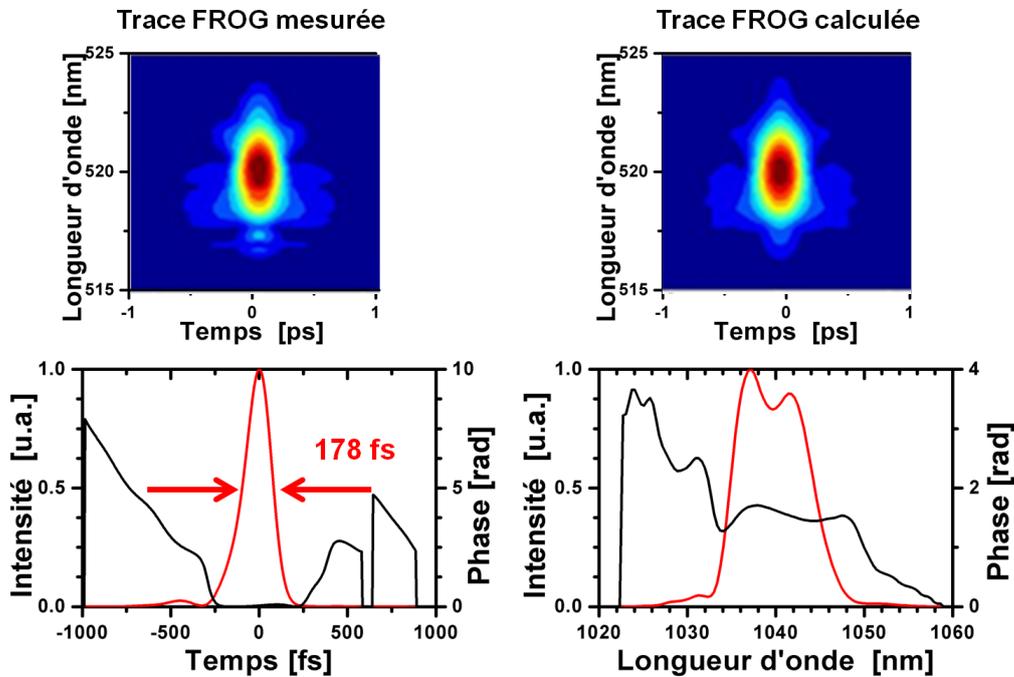


FIGURE II.25 – Mesure avec un SHG-FROG de la durée d'impulsion à la cadence de 500 Hz, l'énergie après compression est de 620  $\mu\text{J}$ .

On mesure en sortie du compresseur le profil du faisceau. Il est de très bonne qualité ( $M^2 < 1,1$ ), comme on peut le voir sur la figure II.26.

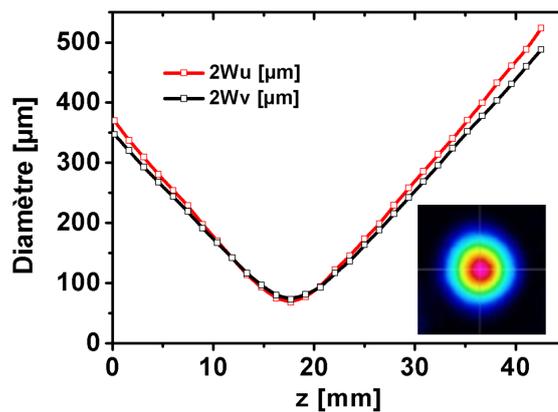


FIGURE II.26 – Mesure de la qualité du faisceau laser. On montre également une image du mode en sortie du laser.

On représente également l'évolution de la puissance moyenne et de l'énergie en fonction de la cadence sur la figure II.27.

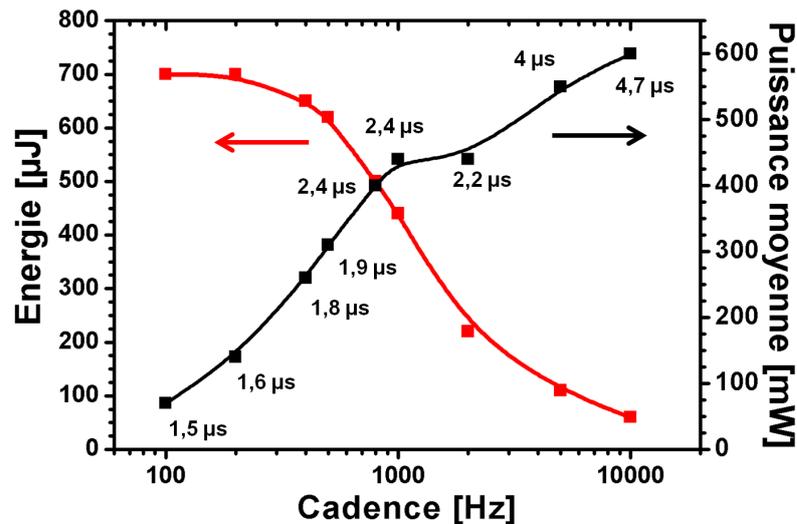


FIGURE II.27 – Évolution de l'énergie de l'impulsion et de sa puissance moyenne en fonction de la cadence après compression. La puissance de pompe dans l'amplificateur est de 16 W. On indique les temps d'amplification à chaque cadence.

A basse cadence, l'énergie maximum de 700  $\mu\text{J}$  après compression (1,6 mJ avant compression), est obtenue jusqu'à une cadence de 300 Hz, celle-ci diminue ensuite puisque l'inversion de population à la fin du cycle de stockage n'est plus maximale. Dans ce cas, le nombre d'allers-retours dans la cavité amplificatrice est de 130. La puissance moyenne quant à elle augmente, à 10 kHz on mesure 1,4 W en sortie d'amplification et 600 mW après compression. L'efficacité optique-optique dans l'amplificateur est de 9 %, on absorbe 72 % de la puissance de pompe, on obtient une efficacité entre le signal laser et la puissance absorbée de 12 % (photographie de l'amplificateur figure II.28).

Cette première expérience a mis en évidence l'intérêt de l' $\text{Yb}:\text{CaF}_2$  pour la génération d'impulsions courtes de forte énergie.

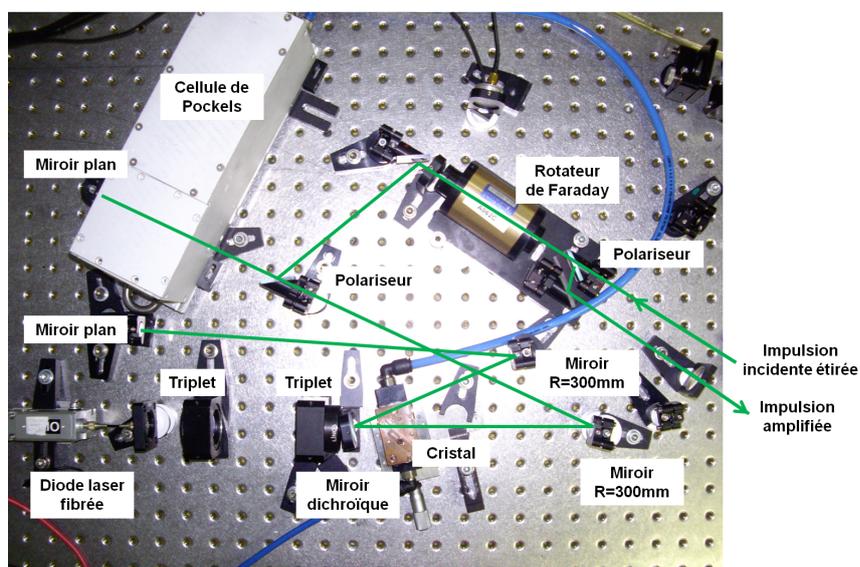


FIGURE II.28 – Photographie de la cavité amplificatrice régénérative  $\text{Yb}:\text{CaF}_2$ .

Des travaux similaires ont été réalisés dans d'autres groupes de recherche. Des impulsions de 120 fs ont été générées à température ambiante, à une cadence de 300 Hz pour une énergie de 30  $\mu\text{J}$  avant compression. Elles ont été obtenues en modifiant les pertes spectrales de la cavité amplificatrice, limitant le rétrécissement spectral par le gain [Siebold 12]. A température cryogénique des impulsions sub-200 fs (150 fs en limite de Fourier) ont été émises. L'énergie après compression est de 6 mJ (cristal orienté à l'angle de Brewster) à la cadence de 1 kHz [Pugžlys 09, Andriukaitis 11, Balčiūnas 12], nous reviendrons sur le rôle du refroidissement à température cryogénique dans le dernier chapitre. Enfin à plus basse cadence, 1 Hz, des impulsions d'énergie 17,3 mJ avant compression (impulsions non comprimées) et dont la durée est estimée d'après le spectre à 215 fs, ont été obtenues [Siebold 07]. L'efficacité optique-optique du système est de 0,9 % et le gain total du système de  $1,4 \cdot 10^3$ .

Il paraît donc envisageable de développer des amplificateurs régénératifs permettant la génération d'impulsions de 100 fs à des cadences d'une centaine de hertz avec ce matériau. L'utilisation de cristaux massifs refroidis à température ambiante possède cependant une limite en terme de gestion des effets thermiques. C'est pourquoi le développement de systèmes de plus forte puissance moyenne nécessite de travailler sur le conditionnement du matériau et son refroidissement.

Dans la prochaine partie, des résultats complémentaires sont présentés avec un cristal d'Yb:SrF<sub>2</sub>.

### II.2.3.2 Amplificateur régénératif Yb:SrF<sub>2</sub>

Le cristal d'Yb:SrF<sub>2</sub> a été testé dans la même cavité amplificatrice que l'Yb:CaF<sub>2</sub>, sans faire de tests au préalable en régime continu. Les propriétés spectroscopiques de ce matériau sont très proches de celles de l'Yb:CaF<sub>2</sub>. On rappelle cependant que son pic d'absorption à la longueur d'onde de pompe est plus élevé, son temps de fluorescence, 2,9 ms, est plus long, mais son spectre de gain est moins large et sa conductivité thermique plus faible. Des résultats en régime d'amplification sont ici présentés.

Le cristal utilisé pour cette expérience, est dopé 2,9 % et n'est pas traité anti-reflet. Il est positionné à l'angle de Brewster dans la cavité, son épaisseur est de 4 mm, ce qui correspond à une longueur traversée par le faisceau laser de 4,9 mm.

L'oscillateur est le même que celui utilisé pour l'expérience décrite précédemment, avec pour milieu à gain un cristal d'Yb:CALGO. Les impulsions sont étirées puis injectées dans la cavité amplificatrice et enfin recomprimées.

En régime déclenché, on remarque que le spectre de gain présente deux pics, l'un à 1027 nm et l'autre à 1040 nm, liés au spectre de gain du matériau. On l'observe sur la figure II.29 à la cadence de 500 Hz. Sachant que comme dans le cas de l'Yb:CaF<sub>2</sub>, en modifiant l'inversion de population du matériau on observe une évolution du spectre de l'impulsion générée.

On remarque sur la figure II.29, que le spectre de l'oscillateur est trop décalé vers les hautes longueurs d'onde pour bénéficier de tout le spectre du milieu à gain lors de l'amplification. Ainsi le spectre de l'impulsion amplifiée se situe essentiellement sur la zone de superposition du spectre de l'oscillateur et du milieu à gain vers 1040 nm. La largeur à mi-hauteur du spectre de l'impulsion en sortie d'amplification est alors de 5,8 nm. On obtient dans ce cas, une durée d'impulsion après compression de 330 fs, qui ne change pas sur la plage de cadence étudiée (100 Hz-5 kHz). On peut donc penser qu'avec un oscillateur dont le spectre serait plus adapté au spectre du milieu à gain, on pourrait obtenir des impulsions plus courtes. On représente sur la figure II.30 la trace FROG obtenue à la cadence de 100 Hz, la durée de l'impulsion est de 325 fs, on note que la phase spectrale est plate indiquant une impulsion proche de la limite de Fourier, qui est estimée à 305 fs. En sortie d'amplification l'énergie est de 1,4 mJ, et après compression elle est de 850  $\mu\text{J}$ . On a une efficacité pour le compresseur désormais de 60 %, les réseaux étant optimaux pour 1030 nm.

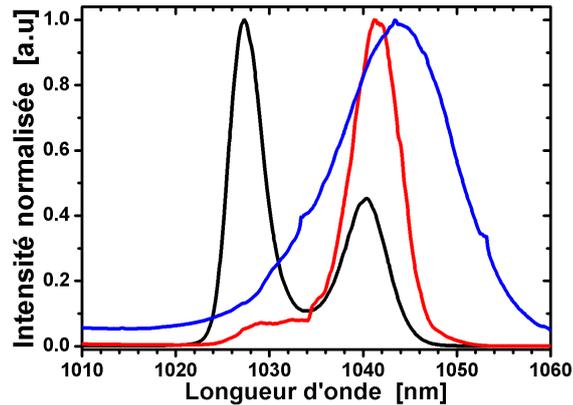


FIGURE II.29 – En noir : spectre de l'impulsion nanoseconde générée à 500 Hz en régime déclenché. En bleu : spectre de l'oscillateur femtoseconde Yb:CALGO. En rouge : spectre de l'impulsion amplifiée.

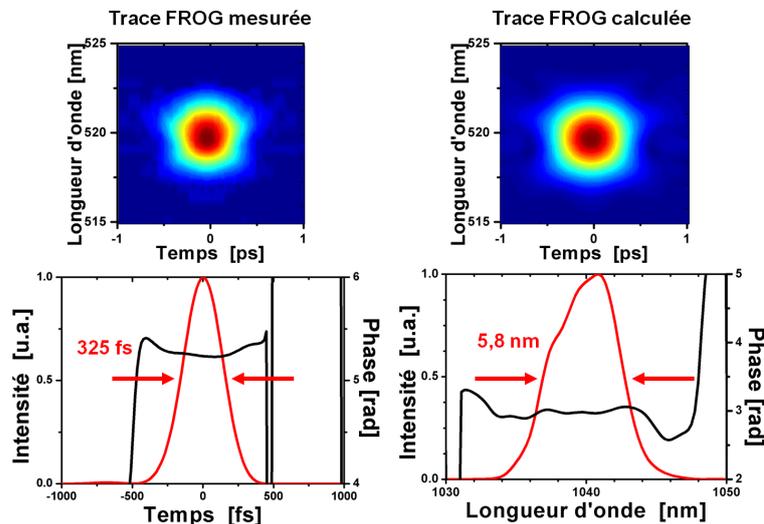


FIGURE II.30 – Mesure de la durée de l'impulsion amplifiée à 100 Hz, l'énergie de l'impulsion est de 850  $\mu$ J.

Pour une puissance de pompe incidente de 13 W ( $24 \text{ kW/cm}^2$ ), on trace sur la figure II.31, l'évolution de l'énergie et de la puissance moyenne après amplification en fonction de la cadence. Pour une fluence du signal d'environ  $6 \text{ J/cm}^2$  (mode gaussien, cristal à Brewster) on observe l'endommagement du cristal (environ 1,5 mJ), c'est pourquoi on limite la puissance de pompe à 13 W (auparavant 15 W).

En sortie d'amplification, à 100 Hz on mesure une puissance moyenne de 140 mW, ce qui correspond à une efficacité optique-optique de 1,1 %. A 500 Hz, on obtient une puissance de 390 mW en sortie d'amplification, soit une efficacité de 3 %, légèrement inférieure à celle obtenue avec l'Yb:CaF<sub>2</sub>. L'intensité de pompe étant moins élevée, le gain dans le matériau est plus faible ce qui peut expliquer cette légère infériorité. La puissance absorbée correspond à 52 % de la puissance de pompe, ce qui donne une efficacité puissance moyenne/absorbée de 2,1 % à 100 Hz et 5,8 % à 500 Hz.

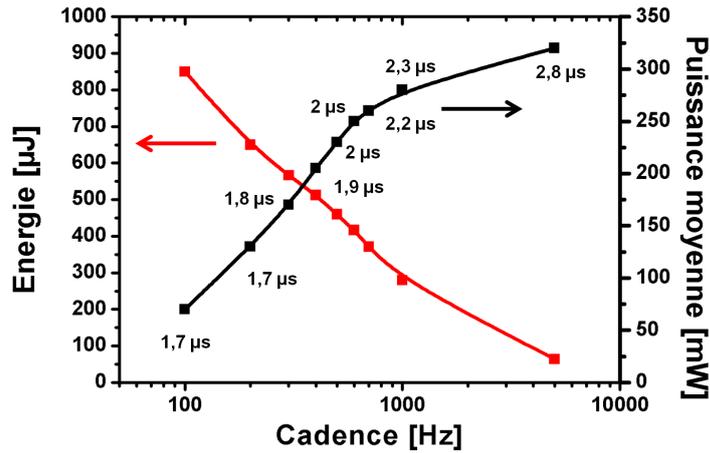


FIGURE II.31 – Évolution de l'énergie de l'impulsion et de sa puissance moyenne après compression en fonction de la cadence. La puissance de pompe dans l'amplificateur est de 13 W. On indique également les temps d'amplification pour chaque cadence.

A haute cadence, 5 kHz, on mesure une puissance moyenne de 540 mW après amplification, soit 4,2% d'efficacité. Dans ce cas l'absorption n'est plus saturée, et l'on absorbe 58 % du signal de pompe, soit une efficacité puissance moyenne/absorbée de 7,2 %. On mesure également un  $M^2 < 1,1$ .

La durée des impulsions amplifiées est supérieure à celle obtenue dans le cas de l'Yb:CaF<sub>2</sub>, car le choix du spectre de l'oscillateur n'est pas optimisé pour ce milieu à gain. En termes d'énergie on obtient des résultats équivalents à basse cadence pour les deux amplificateurs, cependant la puissance moyenne à haute cadence est plus faible pour l'Yb:SrF<sub>2</sub>. Ceci peut-être lié à une diminution du gain à cause de l'intensité de pompe moins élevée, et/ou une qualité cristalline moins bonne.

On note par ailleurs la complémentarité des courbes de gain. La présence de ces deux milieux à gain dans une même cavité peut permettre l'amplification d'impulsions de moins d'une centaine de femtosecondes. Cette étude est l'objet du prochain paragraphe.

On résume les performances des amplificateurs régénératifs développés au cours de cette thèse dans le tableau II.1.

	$\tau_{fluo}$ (ms)	$P_p$ (W)	$\lambda$ pics gain spectral (nm)	Durée min (fs)	$E_{max}$ (mJ) avt compression	$P_{max}$ (W) avt compression
Yb:CaF <sub>2</sub> (6,1 mm, 2,6%)	2,4	15	1034 - 1048	178 (500 Hz)	1,6 (100 Hz)	1,4 (10 kHz)
Yb:SrF <sub>2</sub> (4,9 mm, 2,9%)	2,9	13	1027 - 1040	325 (100 Hz)	1,4 (100 Hz)	0,54 (5 kHz)

TABLE II.1 – Tableau récapitulatif des résultats obtenus pour les amplificateurs régénératifs Yb:CaF<sub>2</sub> et Yb:SrF<sub>2</sub> injectés avec un oscillateurs Yb:CALGO.

### II.2.3.3 Combinaison des milieux à gain Yb:CaF<sub>2</sub>/Yb:SrF<sub>2</sub>

Comme on l'a remarqué dans la partie précédente les spectres de gain de l'Yb:CaF<sub>2</sub> et Yb:SrF<sub>2</sub> sont complémentaires. En positionnant ces deux matériaux dans une même cavité, on doit pouvoir obtenir un spectre de gain plus large que celui de l'Yb:CaF<sub>2</sub> seul, qui a permis d'amplifier des impulsions de 180 fs. L'amplification d'impulsions d'une durée inférieure à 100 fs est alors envisageable.

Des expériences préliminaires ont d'abord été menées en régime continu. On pompe avec une puissance de pompe équivalente deux cristaux dans une cavité présentée sur la figure II.32.

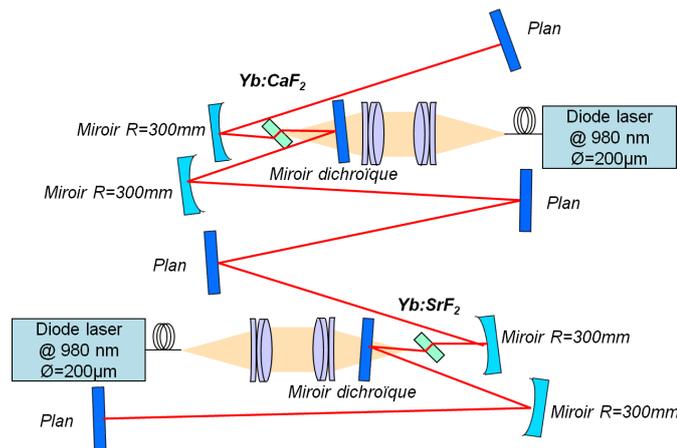


FIGURE II.32 – Cavité associant deux milieux à gain dont les spectres de gain sont complémentaires, l'Yb:CaF<sub>2</sub> et l'Yb:SrF<sub>2</sub>.

Ces deux cristaux sont positionnés à l'angle de Brewster dans la cavité. L'Yb:CaF<sub>2</sub> est dopé à 2,5 %, son épaisseur est de 4 mm, et l'Yb:SrF<sub>2</sub> est dopé à 3 %, son épaisseur est également de 4 mm. La longueur de milieu à gain traversée par le faisceau laser par aller-retour est au total de 19,6 mm.

En pompant avec une puissance de pompe équivalente chaque matériau on obtient les résultats présentés sur la figure II.33 en continu pour différents coupleurs. Le coupleur optimal a un coefficient de transmission de 8 %, la puissance moyenne émise est de 2,4 W, correspondant à une efficacité optique-optique de 9,8 %.

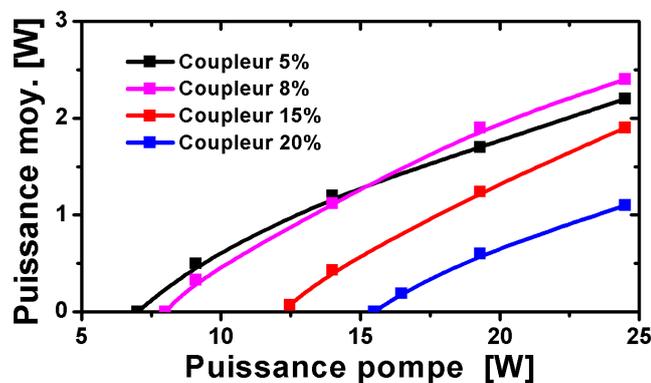


FIGURE II.33 – Puissance moyenne mesurée en sortie de la cavité en régime continu pour différents coupleurs de sortie (Puissance de pompe = somme des deux puissances de pompe).

En insérant une cellule de Pockels et un polariseur dans la cavité, on se positionne désormais en régime déclenché. On se limite à une énergie extraite d'1 mJ pour ne pas risquer d'endommager le cristal d'Yb:SrF<sub>2</sub>. A la cadence de 300 Hz, on obtient un spectre large de 17 nm à mi-hauteur, présenté sur la figure II.34, pour un temps d'amplification de 3,4 μs et une puissance totale de pompe de 13 W.

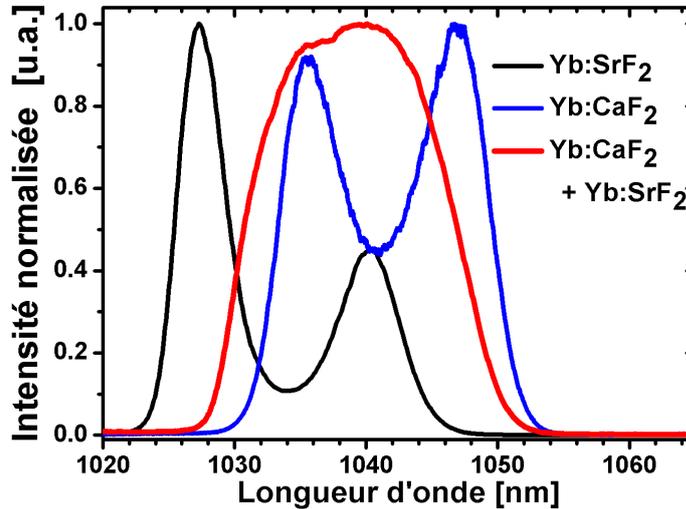


FIGURE II.34 – Spectre obtenu en régime déclenché en noir pour l'Yb:SrF<sub>2</sub> II.29, en bleu pour l'Yb:CaF<sub>2</sub> II.19 et en rouge pour la combinaison dans la même cavité des deux matériaux.

En gardant constant ce temps d'amplification de 3,4 μs à 300 Hz et l'énergie extraite à 1 mJ, on fait varier la puissance relative des diodes laser (figure II.35). On observe alors plus précisément la contribution de chaque courbe de gain dans le spectre de l'impulsion extraite.

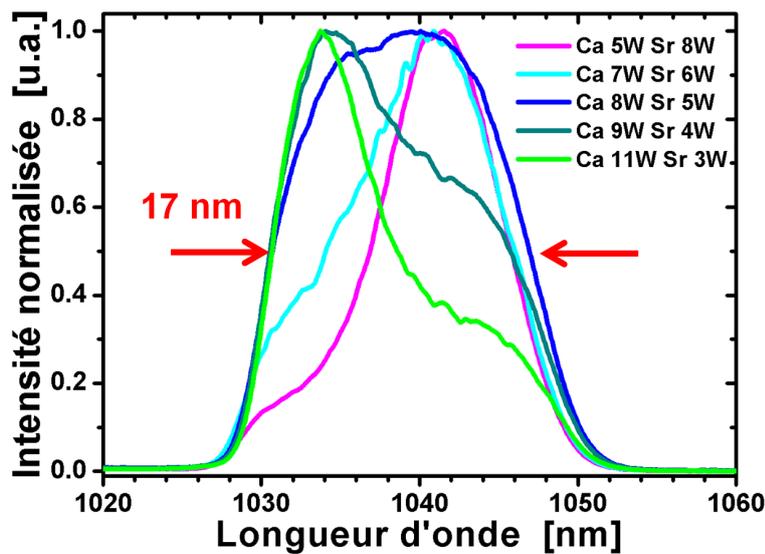


FIGURE II.35 – Spectres obtenus en régime déclenché pour une énergie extraite de 1 mJ à la cadence de 300 Hz, et un temps d'amplification de 3,4 μs. On fait varier la puissance relative des diodes laser de chaque milieu à gain (la puissance totale est d'environ 13 W).

Cependant étant donné les courbes de gain des milieux amplificateurs, on pourrait s'attendre à un spectre encore plus large, notamment vers les basses longueurs d'onde. En changeant de polariseur, on modifie légèrement les pertes spectrales de la cavité, et l'on observe un spectre qui se décale vers les basses longueurs d'onde, figure II.36.

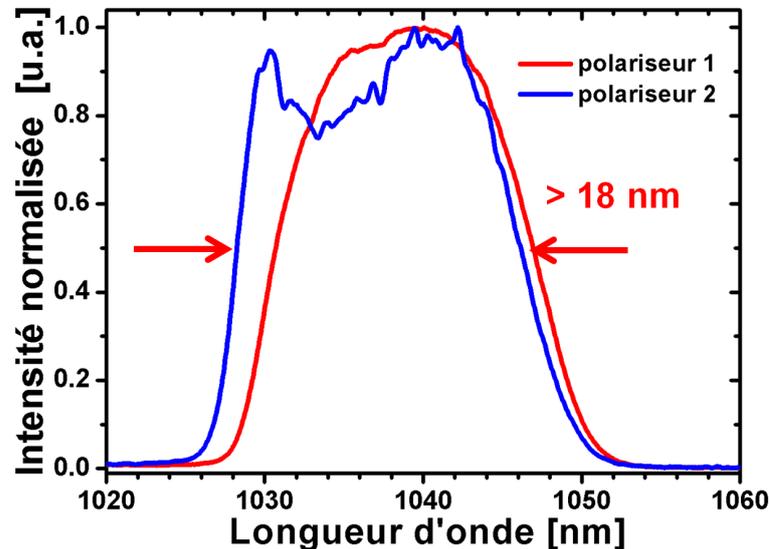


FIGURE II.36 – Spectres obtenus en régime déclenché pour une énergie extraite de 1 mJ à la cadence de 300 Hz, et un temps d'amplification de 3,4  $\mu$ s. On fait varier les pertes spectrales de la cavité en changeant de polariseur.

Ainsi, en injectant dans la cavité amplificatrice une impulsion dont le spectre contient des basses longueurs d'onde on peut espérer obtenir un spectre pour l'impulsion amplifiée très large. Afin d'optimiser les performances de l'amplificateur il faudrait également grossir la taille du faisceau laser et ainsi pouvoir profiter de toute la puissance de pompe disponible.

Ces expériences préliminaires laissent entrevoir un potentiel pour l'amplification d'impulsions d'une centaine de femtosecondes. Il reste cependant un travail sur la cavité amplificatrice afin d'optimiser les performances sans endommager les cristaux, puis injecter une impulsion avec un spectre large dont on pourra ajuster la forme afin de limiter le phénomène de rétrécissement par le gain.

On peut également citer ici des expériences menées avec des céramiques  $\text{Yb:Ca-SrF}_2$  en régime continu [Šulc 09, Basiev 08], qui montrent également un potentiel de spectre de gain large avec cette combinaison.

## II.3 Amplification à haute énergie

Dans cette partie, on s'intéresse à l'amplification de plus fortes énergies (» mJ) pour des cadences inférieures à 100 Hz. Le gain recherché est moins grand (10-100) mais les énergies extraites plus élevées que précédemment.

Cette partie commence par présenter les spécificités de ce type d'amplificateur. Puis, on présente les résultats obtenus avec un amplificateur Yb:CaF<sub>2</sub> multipassage, développé dans le cadre du projet Apollon 10 PW. Enfin dans la dernière partie, on s'intéresse au principe de combinaison cohérente de faisceaux. Il permet de s'affranchir du facteur limitant pour l'extraction de très fortes énergies, qu'est le seuil de dommage du cristal.

### II.3.1 Spécificités des amplificateurs de très forte énergie

Le stockage et l'extraction de très fortes énergies nécessitent un faisceau large dans le cristal (mm et plus), dont la fluence doit rester inférieure au seuil de dommage des éléments de l'amplificateur. Pour amplifier ces faisceaux, on choisit de développer des amplificateurs multipassage puisque l'utilisation de cellule de Pockels n'est plus possible (taille des cristaux limitée et/ou tension appliquée aux électrodes trop élevée).

Par ailleurs, pour les matériaux dopés à l'ytterbium, on a vu dans le premier chapitre que le temps caractéristique de la dynamique d'inversion de population est  $\tau_{eff}$  (voir I.17). Ce temps, relié au temps de fluorescence, diminue lorsqu'on augmente l'intensité de pompe, permettant d'atteindre l'état stationnaire plus rapidement. De plus comme on l'a noté également dans le premier chapitre, l'inversion de population maximale, à une longueur d'onde de pompe fixée, augmente avec l'intensité de pompe, jusqu'à saturer à une valeur égale à  $n_{2trP}$  (figure I.9). On retient alors que plus l'intensité de pompe est élevée, plus la dynamique d'inversion de population est rapide et plus cette inversion est grande.

Pour les amplificateurs multipassage, le nombre de passages est limité. Pour extraire suffisamment d'énergie, on cherche à obtenir un gain non négligeable, donc une inversion de population élevée. La zone pompée étant large, on choisit des diodes laser de très forte puissance crête, sachant qu'aujourd'hui des diodes laser de quelques kW de puissance crête sont disponibles.

Cependant, ces très fortes puissances crêtes de pompe sont synonymes d'une importante charge thermique dans le cristal (puissance moyenne élevée). Afin de limiter cette charge thermique on doit utiliser un pompage impulsionnel et limiter la cadence du système (dans notre cas à 100 Hz).

On illustre l'intérêt d'utiliser une forte intensité de pompe dans des conditions expérimentales liées aux expériences présentées par la suite. Le cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub>, dopé à 2,5 %, est positionné à l'angle de Brewster avec pour épaisseur traversée par le faisceau 1 mm. On utilise une diode laser émettant à 979 nm, sur une zone de 1,5 mm de diamètre, une puissance crête dans un cas de 400 W ( $I_P=13$  kW/cm<sup>2</sup> à l'angle de Brewster) et dans l'autre 1 kW ( $I_P=32,5$  kW/cm<sup>2</sup> à l'angle de Brewster). L'évolution de l'inversion de population pour quelques millisecondes de temps de pompage est représentée sur la figure II.37.

On remarque tout d'abord que pour un même temps de pompage l'inversion de population est toujours supérieure avec une puissance de pompe de 1 kW, le gain de l'amplificateur sera plus grand et cela diminuera le nombre de passages. Le schéma de l'amplificateur sera alors simplifiée. De plus, on peut considérer dans ce cas, qu'au bout de deux millisecondes de temps de pompage, on a atteint l'inversion de population maximale. Cela correspond à une puissance moyenne de 20 W à une cadence de 10 Hz, et 200 W à 100 Hz. Lorsque la cadence augmente les problèmes liés à la charge thermique réapparaissent. On privilégiera alors l'utilisation de cristaux fins, traités pour être utilisés en miroirs actifs (cristal fin avec un traitement haute réflexion pour la longueur d'onde de pompe et signal pour être utilisé comme un miroir), avec un refroidissement efficace par l'arrière.

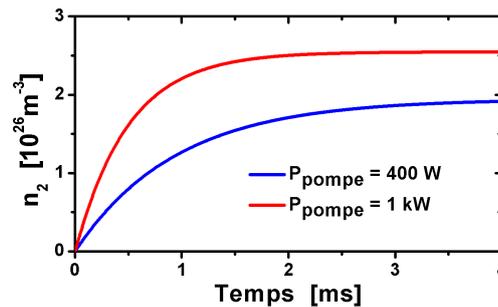


FIGURE II.37 – Évolution de l'inversion de population  $n_2$  en fonction du temps pour différentes puissances de pompe, en l'absence d'émission stimulée. Le cristal est de l'Yb:CaF<sub>2</sub> dopé 2,5 %, positionné à l'angle de Brewster pour une épaisseur traversée de 1 mm, la zone pompée a un diamètre de 1,5 mm.

### II.3.2 Amplificateurs multipassage Yb:CaF<sub>2</sub> basse cadence

On présente dans cette partie un amplificateur multipassage Yb:CaF<sub>2</sub>. Cet amplificateur est développé dans le cadre du projet Apollon 10 PW. L'objectif de ce projet est le développement d'une source générant des impulsions de 10 PW ( $10^{15} \text{ W}$ ) de puissance crête, soit des durées de 15 fs pour une énergie de 150 J.

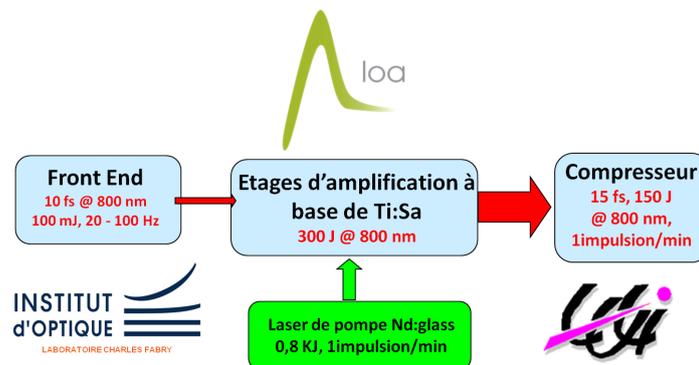


FIGURE II.38 – Projet Apollon 10 PW, dont l'objectif final est l'obtention d'impulsions de puissance crête 10 PW, soit une durée de 15 fs pour une énergie de 150 J. Plusieurs laboratoires sont impliqués dans le projet : le Laboratoire Charles Fabry, le Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA) et le Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses (LULI).

Au laboratoire Charles Fabry, le "front end" de cette source est développé et repose sur des étages d'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence (OPCPA en anglais). Ces étages sont pompés à 515 nm. Le schéma est présenté sur la figure II.39. On détaille ensuite sur la figure II.40, la partie pompe de l'OPCPA (1030 nm doublé). Pour cette partie, des systèmes pompés par diodes laser sont développés, avec des milieux à gain dopés à l'ytterbium. Dans l'étage nanoseconde (impulsions étirées à 2 ns), une étape consiste à obtenir des impulsions de 200 mJ à la cadence de 100 Hz. Pour cet amplificateur, un choix a été fait de travailler avec l'Yb:CaF<sub>2</sub>, puisque ce matériau permet le stockage de beaucoup d'énergie, possède de bonnes propriétés thermiques et un gain spectral large. Cet amplificateur sera injecté à terme par un signal étiré à 2 ns ( $\Delta\lambda=4 \text{ nm FWHM}$ ) d'énergie 20 mJ à la cadence de 100 Hz.

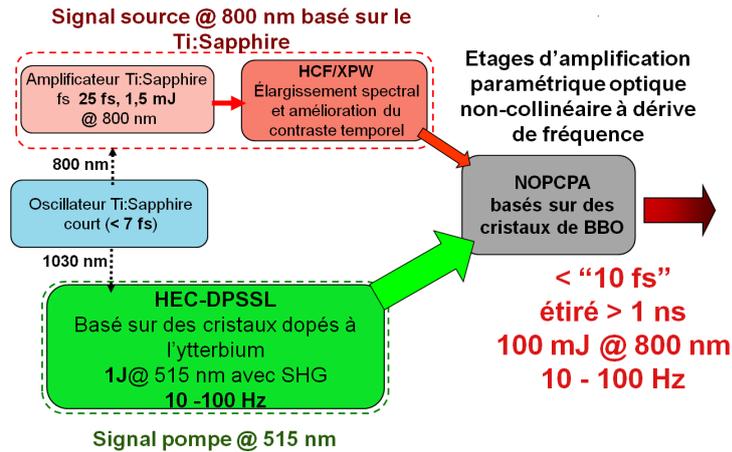


FIGURE II.39 – "Front end" du projet Apollon, dont l'objectif final est l'obtention d'impulsions de puissance crête 10 PW, soit une durée de 15 fs pour une énergie de 150 J.

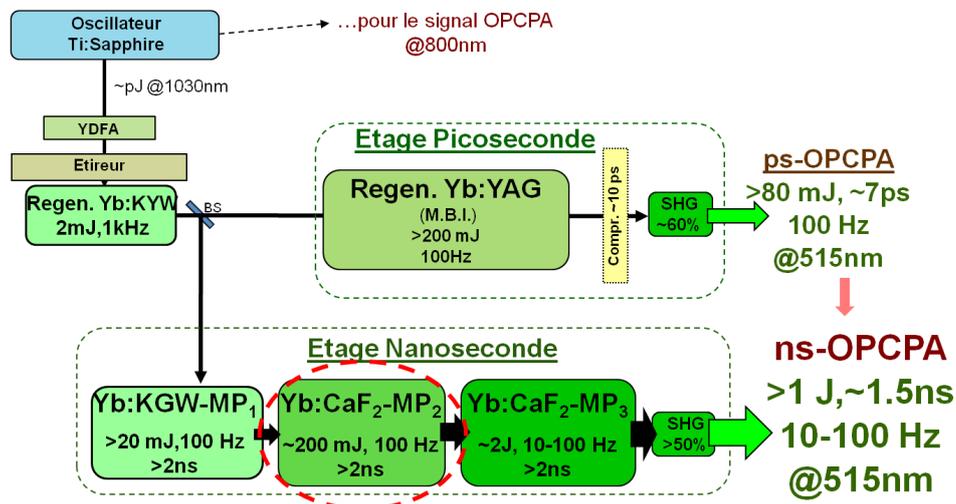


FIGURE II.40 – Description du signal pompe de l'OPCPA pour le "Front end" du projet Apollon

Plusieurs étapes sont nécessaires pour la réalisation de cet amplificateur. On présente les résultats préliminaires obtenus permettant de s'approcher des performances souhaitées. Dans un premier temps, les cristaux disponibles sont des cristaux massifs, non traités, dopés pour une partie à 2,5 % et l'autre à 4,5 %. Les seuils de dommage liés à la puissance moyenne de pompe pour des cristaux de quelques mm d'épaisseur ont été estimés autour de 100 W pour les cristaux dopés 2,5 % et de 60 W pour ceux dopés 4,5 % (cristal casse). Comme on l'a déjà fait remarquer dans la partie précédente la puissance moyenne de pompe augmente fortement avec la cadence du système, même si le pompage est impulsif. On décide alors tout d'abord de travailler à plus basse cadence, 10–30 Hz, avec cette architecture de cristaux. Avec des cristaux mieux refroidis (miroirs actifs), on pourra par la suite augmenter la cadence de l'amplificateur. Par ailleurs, pour les premières expériences présentées par la suite, une seule diode laser de pompe est disponible pour l'amplificateur MP1 (Yb:KGW) et MP2 (Yb:CaF<sub>2</sub>). On ne peut donc pas injecter 20 mJ d'énergie dans l'amplificateur Yb:CaF<sub>2</sub>, mais on doit se contenter dans un premier temps de 2 mJ provenant d'un amplificateur régénératif Yb:KYW de la société Amplitude Systèmes.

### II.3.2.1 Amplificateur produisant une énergie de 50 mJ à 20 Hz

Le schéma de l'amplificateur est présenté sur la figure II.41, avec un système d'imagerie pour le signal laser réalisé avec des miroirs de rayon de courbure de 3 m. Des rétroreflecteurs permettent le décalage vertical et horizontal du faisceau amplifié. La lentille thermique de l'Yb:CaF<sub>2</sub> étant négative, pour la compenser on éloigne les rétroreflecteurs des miroirs courbes par rapport à la position sans pompe, c'est-à-dire sans lentille thermique. Le signal pompe est imagé pour obtenir une taille de faisceau "top hat" dans le cristal de 1,5 mm de diamètre, la partie non absorbée est renvoyée dans le cristal. La puissance crête maximale de la diode est de 400 W, ce qui correspond à une intensité de pompe pour ce cristal à l'angle de Brewster, d'environ 13 kW/cm<sup>2</sup>.

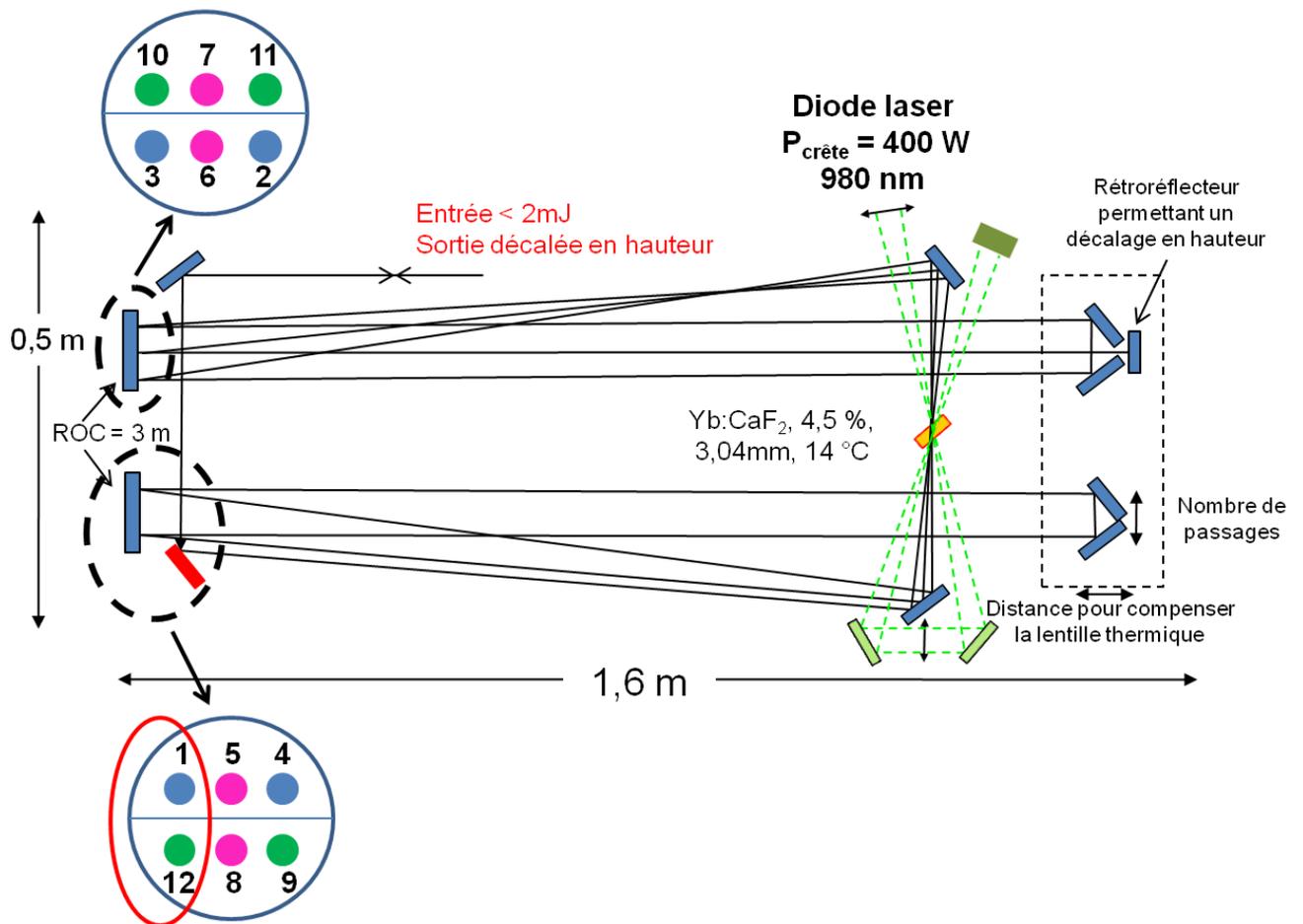


FIGURE II.41 – Schéma de l'amplificateur multipassage Yb:CaF<sub>2</sub>. On indique la propagation du faisceau amplifié en numérotant les réflexions sur les miroirs courbes (rayon de courbure 3 m) pour 3 allers-retours dans le cristal (chaque couleur correspond à un aller-retour dans le cristal). Le miroir rouge permet l'injection et l'extraction du faisceau dans l'amplificateur.

Le cristal utilisé est dopé à 4,5 %, d'épaisseur 3,04 mm, positionné à l'angle de Brewster et refroidi à une température de 15 °C. La longueur de cristal traversée par le signal est de 3,7 mm. Le "waist" du faisceau injecté est de 0,75 mm au niveau du cristal.

On réalise des simulations de l'amplificateur pour une énergie injectée de 1 mJ (figure II.42). L'énergie de la pompe est de 1,5 J et on estime que 80 % du signal pompe est absorbé en prenant en compte les pertes liées aux réflexions sur le cristal du faisceau non polarisé de la pompe. L'énergie absorbée est alors de 1,2 J.

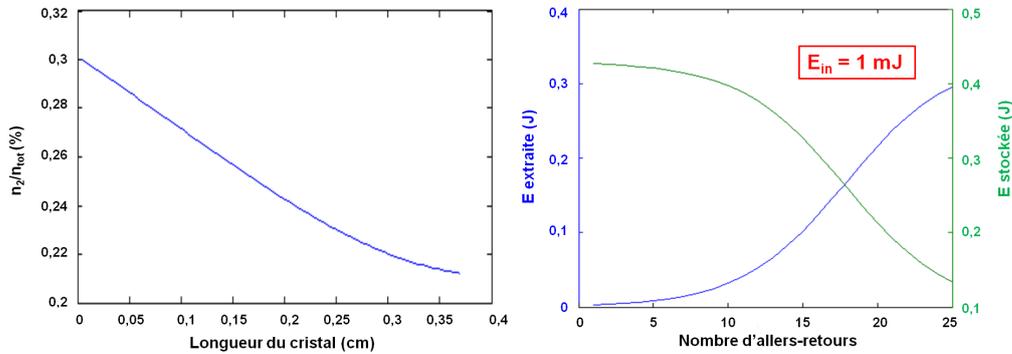


FIGURE II.42 – Simulation de l'amplificateur Yb:CaF<sub>2</sub> (cristal 4,5 % 3 mm à Brewster) pour une énergie injectée de 1 mJ.  $P_p=400$  W,  $E_p=1,5$  J,  $E_{abs}=1,2$  J,  $w_l=0,75$  mm et pertes<sub>AR</sub>=5,5 %. A gauche, on calcule l'inversion de population dans le cristal et on en déduit son gain petit-signal. A droite on calcule les énergies stockée et extraite en fonction du nombre d'allers-retours dans l'amplificateur.

La simulation indique que dans ces conditions l'énergie stockée est d'environ 400 mJ et le gain petit-signal de 1,44. L'énergie extraite peut atteindre 300 mJ pour 25 allers-retours dans le cristal et commence alors à saturer. L'objectif pour cet amplificateur est l'extraction de 200 mJ, ce qui semble correspondre à une vingtaine d'allers-retours dans l'amplificateur. On calcule alors une fluence sur le cristal de 6,5 J/cm<sup>2</sup>.

On aligne l'amplificateur et le nombre maximum d'allers-retours dans le milieu à gain que l'on peut réaliser est de 11 (limitation liée à la taille des optiques). Pour ce nombre d'allers-retours et une impulsion injectée de 1 mJ, la figure II.42 donne une impulsion extraite d'environ 30 mJ. Dans les mêmes conditions on simule l'amplificateur pour une impulsion injectée de 2 mJ (fig II.43). On déduit alors une énergie extraite supérieure à 50 mJ .

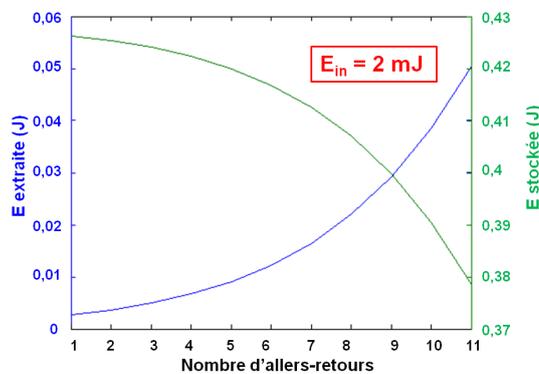


FIGURE II.43 – Simulation de l'amplificateur Yb:CaF<sub>2</sub> (cristal 4,5 % 3 mm à Brewster) pour une énergie injectée de 2 mJ.  $P_p=400$  W,  $E_p=1,5$  J,  $E_{abs}=1,2$  J,  $w_l=0,75$  mm et pertes<sub>AR</sub>=5,5 %.

La figure II.44 donne l'évolution de la taille du faisceau dans l'amplificateur pour 11 allers-retours. On vérifie donc que pour cet amplificateur, il n'y a pas de zone de forte focalisation des faisceaux (vide pas nécessaire). Le faisceau pompe et signal se superposent bien au niveau du cristal ("waist" de 0,75 mm). On mesure les pertes liées aux réflexions sur les nombreuses optiques, cela correspond en moyenne à un coefficient de réflexion de 99,5 % pour chaque optique. Pour chaque aller-retour, il y a 12 réflexions sur les optiques correspondant à des pertes de 5,5 %, et pour 11 allers-retours, soit 121 réflexions, les pertes totales sont de 45 %.

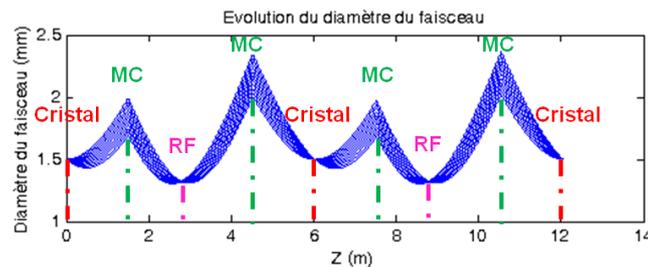


FIGURE II.44 – Évolution de la taille du faisceau amplifié dans l'amplificateur pour 11 allers-retours (chaque aller-retour = trait bleu), en négligeant la lentille thermique (cadence 10 Hz). Pour cette simulation, le cristal est positionné en  $Z=0, 6$  et  $12$  m. La distance entre les miroirs courbes et les rétroreflecteurs est de 151 cm. RF : rétroreflecteur, MC : miroir courbe.

On commence les expériences à la cadence de 10 Hz, en injectant un signal d'énergie 1 mJ, centré à la longueur d'onde de 1030 nm, de durée 2 ns. En observant le faisceau sortant de l'amplificateur avec et sans pompe, on vérifie qu'à cette cadence la lentille thermique est négligeable.

A la puissance de pompe crête maximale, 400 W, on étudie l'influence du temps de pompage sur les performances (figure II.45). On remarque que l'énergie extraite est maximale pour un temps de pompage de 3,75 ms, correspondant bien au temps où l'inversion de population, et donc l'absorption de la pompe, est saturée (figure II.37). Le temps caractéristique  $\tau_{eff}$  pour cette intensité de pompe est de 0,95 ms, le temps de pompage est alors quatre fois plus élevé. L'énergie extraite maximale est de 30 mJ en accord avec la simulation.

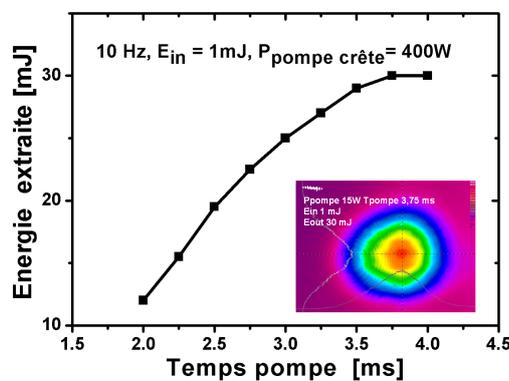


FIGURE II.45 – Évolution de l'énergie extraite en fonction du temps de pompage, pour une puissance crête de pompe de 400 W à la cadence de 10 Hz et 11 allers-retours dans le milieu à gain. Le signal injecté a une énergie de 1 mJ. On insère le profil du mode laser pour une puissance moyenne de pompe de 15 W ( $P_{crête} = 400$  W  $T_{pompe} = 3,75$  ms).

On choisit donc de travailler avec un temps de pompage de 3,75 ms. On étudie ensuite l'évolution de l'énergie extraite et du gain de l'amplificateur pour différentes énergies du signal injecté à 10 et 20 Hz (figure II.47). En changeant la cadence on modifie les distances des composants de l'amplificateur afin de compenser la lentille thermique. La distance entre les miroirs courbes et les rétrorélecteurs est de 151 cm à la cadence de 10 Hz et 158 cm à 20 Hz. On estime la lentille thermique pour une cadence de 20 Hz, à  $-30$  m (figure II.46).

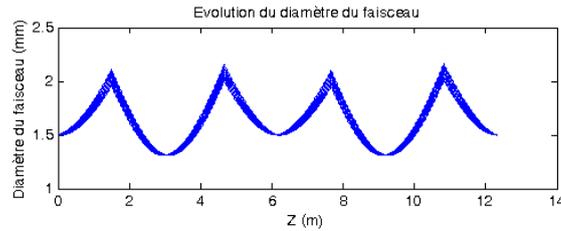


FIGURE II.46 – Évolution de la taille du faisceau amplifié dans l'amplificateur pour 11 allers-retours à la cadence de 20 Hz, avec une lentille thermique de  $-30$  m. Le cristal est positionné en  $Z=0, 6,16$  et  $12,32$  m. La distance entre les miroirs courbes et les rétrorélecteurs est de 158 cm.

Le gain global de l'amplificateur est du même ordre de grandeur pour ces deux cadences (figure II.47). Il est d'environ 30 pour un signal injecté de faible énergie, soit un gain par aller-retour d'environ 1,36. Il diminue ensuite lorsque l'on augmente cette énergie, de façon plus importante à 10 Hz. Les légères différences entre ces deux cadences peuvent s'expliquer par une longueur d'onde de pompe qui varie légèrement. On remarque par ailleurs que l'énergie extraite n'est pas saturée, elle atteint environ 50 mJ pour 2 mJ injectée, avec une efficacité optique-optique de 3,3 % (1,5 J de pompe).

Par ailleurs la fluence maximale sur les optiques dans l'amplificateur est inférieure à  $2 \text{ J/cm}^2$ , environ 10 fois inférieure au seuil de dommage. Sur le cristal elle est d'environ  $1,6 \text{ J/cm}^2$ , inférieure à son seuil de dommage (cristal à l'angle de Brewster). On n'est donc pas limité par l'énergie crête pour cette durée d'impulsion.

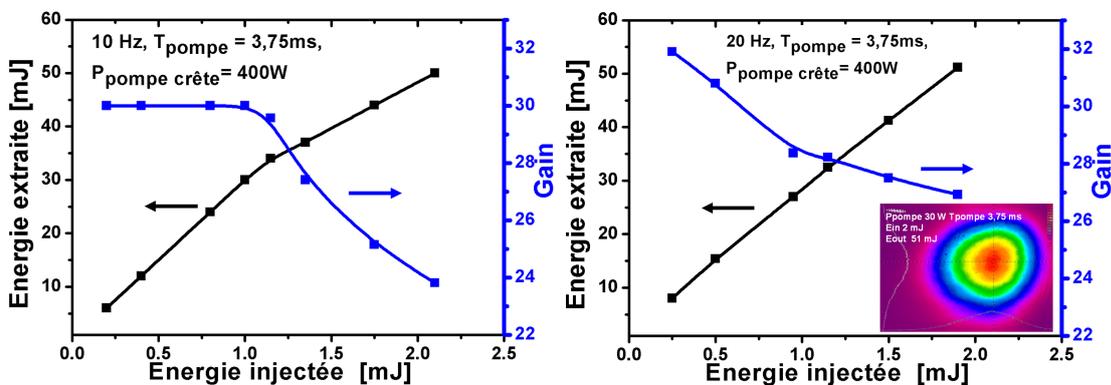


FIGURE II.47 – Évolution de l'énergie extraite et du gain de l'amplificateur en fonction de l'énergie injectée, pour une puissance crête de pompe de 400 W à la cadence de 10 et 20 Hz et 11 allers-retours dans le milieu à gain. On insère le profil du mode laser en sortie d'amplification à la cadence de 20 Hz, pour une puissance moyenne de pompe de 30 W, une énergie extraite de 51 mJ.

On décide ensuite d'observer le comportement de l'amplificateur pour des cadences plus élevées. On remarque sur la figure II.48 qu'à 30 Hz l'énergie extraite diminue par rapport à 20 Hz, toutes les autres conditions étant les mêmes. On note alors que le faisceau amplifié se déforme (figure II.48) à cause des effets thermiques dans le cristal, le faisceau de pompe et le faisceau amplifié ne se superposent plus bien dans le cristal, diminuant le gain de l'amplificateur. En augmentant la cadence à 50 Hz, même si l'on diminue le temps de pompage pour limiter la puissance moyenne de pompe, la déformation s'accroît. On vérifie donc que pour pouvoir travailler à plus haute cadence il faudrait mieux gérer les effets thermiques, nécessitant un autre conditionnement des cristaux (contact, épaisseur, dopage).

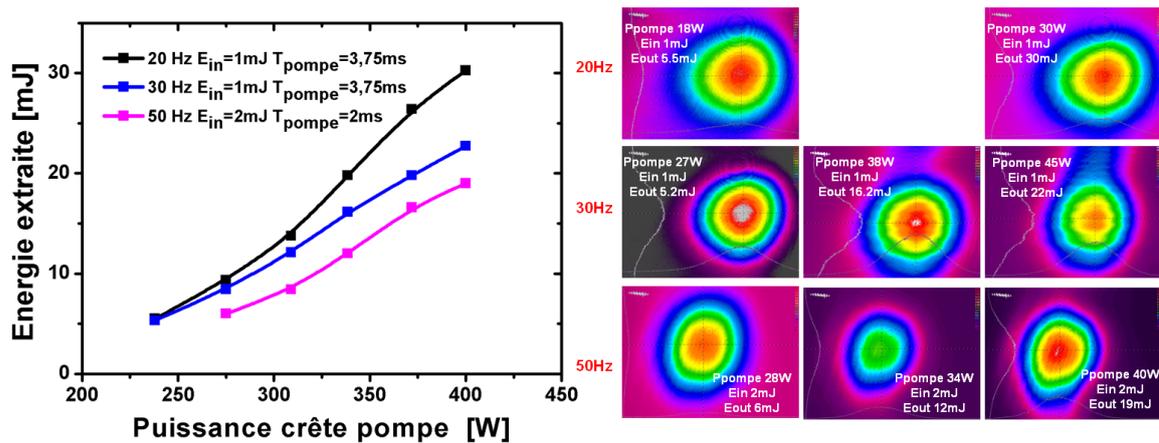


FIGURE II.48 – A gauche : Évolution de l'énergie extraite en fonction de la puissance de pompe crête. A 20 et 30 Hz pour une énergie injectée de 1 mJ, un temps de pompage de 3,75 ms ; et à 50 Hz pour une énergie injectée de 2 mJ, un temps de pompage de 2 ms. A droite : Évolution du profil spatial des impulsions à différentes cadences pour différentes puissances moyennes de pompe. Le temps de pompage est de 3,75 ms à 20 et 30 Hz ; de 2 ms à 50 Hz.

Enfin, après environ une demi-heure de fonctionnement à 50 Hz et 40 W de puissance moyenne de pompe, le cristal s'est fracturé. Les cycles d'élévation en température du matériau sont responsables de cette fracture. L'Yb:CaF<sub>2</sub> est en effet très sensible aux chocs thermiques.

On retient de ces premières expériences la limitation à la cadence de 20 – 30 Hz, afin de limiter les effets thermiques. A 20 Hz, en injectant 2 mJ on obtient après 11 allers-retours du signal dans le milieu à gain une énergie extraite de 50 mJ, ces résultats sont en accord avec nos simulations (figure II.49). Le gain global correspondant pour l'amplificateur est de 27, soit un gain par aller-retour de 1,35. L'énergie apportée par la pompe est de 1,5 J, l'efficacité optique-optique est alors de 3,3 %.

On souligne également que l'énergie extraite n'est pas saturée et que la fluence du faisceau amplifié est inférieure au seuil de dommage du cristal, on pourrait donc extraire davantage d'énergie en augmentant le nombre de passages du signal dans le milieu à gain.

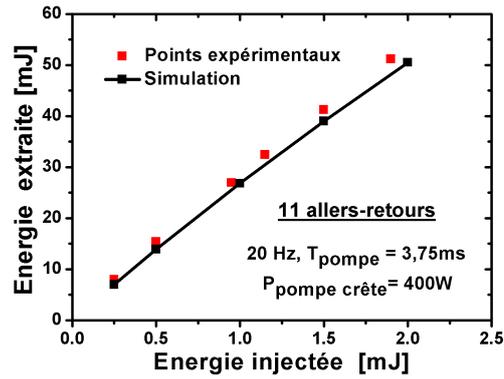


FIGURE II.49 – Comparaison entre les valeurs expérimentales et la simulation à une cadence de 20 Hz pour une puissance de pompe crête de 400 W, un temps de pompage de 3,75 ms et 11 allers-retours dans le milieu à gain.

### II.3.2.2 Amplificateur produisant une énergie de 100 mJ à 30 Hz

Dans cette partie, le cristal dopé à 4,5 % d'épaisseur 3 mm endommagé est remplacé par un cristal dopé à 2,5 %, d'épaisseur 5 mm, non traité. La longueur traversée par un faisceau lorsque le cristal est positionné à l'angle de Brewster est de 6,1 mm. La monture du cristal est refroidie à 14 °C.

On choisit de travailler à la cadence de 30 Hz en diminuant légèrement le temps de pompage à 3 ms pour diminuer les effets thermiques ( $P_{pmoy}=36$  W,  $E_p=1,2$  J). On commence tout d'abord par positionner le cristal dans l'amplificateur précédent, avec 11 allers-retours pour le signal dans le milieu à gain. On trace l'évolution de l'énergie extraite en fonction de la puissance de pompe (figure II.50) et de l'énergie injectée (figure II.50).

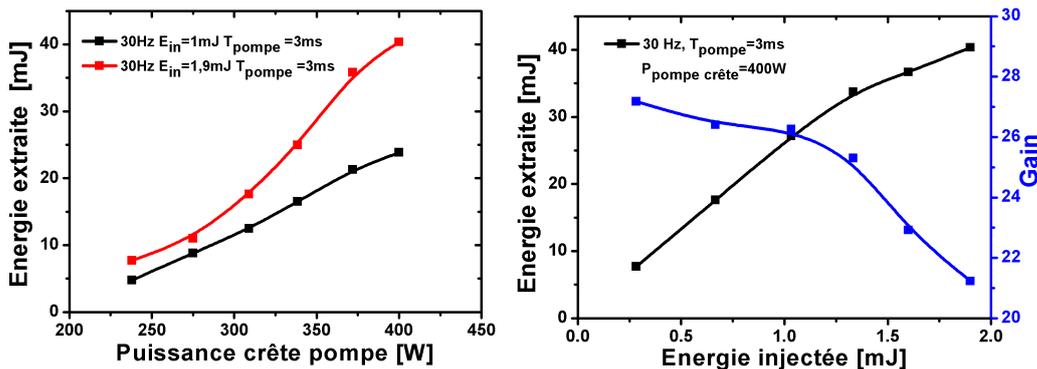


FIGURE II.50 – A 30 Hz, 11 allers-retours dans le milieu à gain et un temps de pompage de 3 ms. A gauche : Évolution de l'énergie extraite en fonction de la puissance de pompe crête pour une énergie injectée de 1 et 1,9 mJ. A droite : Évolution de l'énergie extraite et du gain de l'amplificateur en fonction de l'énergie injectée pour une puissance de pompe crête de 400 W.

Ce cristal moins dopé mais plus long, permet d'obtenir des résultats similaires à ceux présentés dans la partie précédente. En effet à la cadence de 30 Hz, le gain par aller-retour pour une impulsion injectée d'énergie 1,9 mJ est de 1,32. L'énergie extraite est alors de 40 mJ et n'est pas saturée.

On décide dans ce cas d'augmenter le nombre de passages pour extraire davantage d'énergie (figure II.51). Après les 11 allers-retours dans l'amplificateur, le faisceau est décalé en hauteur par rapport au faisceau injecté. En renvoyant ce faisceau dans l'amplificateur, tout en faisant une imagerie pour obtenir la bonne taille dans le cristal, on double le nombre de passages dans l'amplificateur. Le faisceau parcourt le même trajet dans l'amplificateur mais en sens inverse. Afin de s'éloigner du bord des miroirs on diminue dans un premier temps le nombre d'allers-retours, à 9. Puis on renvoie le faisceau, pour obtenir 18 allers-retour dans le milieu à gain. Dans ce cas, le faisceau incident et le faisceau éjecté se superposent, on les sépare en positionnant un isolateur.

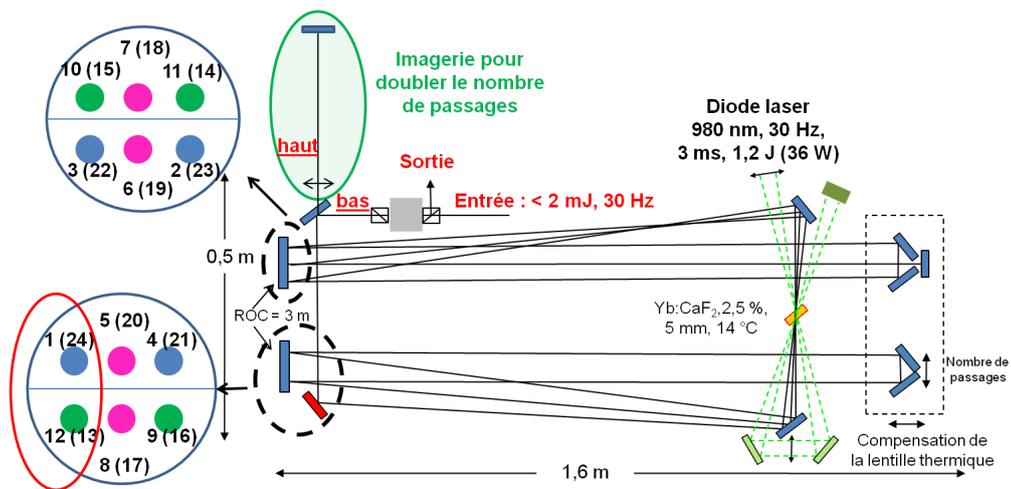


FIGURE II.51 – Schéma de l'amplificateur multipassage Yb:CaF<sub>2</sub> avec un système d'imagerie pour doubler le nombre de passages dans le milieu à gain. La propagation du faisceau est indiquée en numérotant les réflexions sur les miroirs courbes, pour 6 allers-retours. L'isolateur permet de séparer l'entrée et la sortie de l'amplificateur.

La simulation de l'amplificateur avec ce nouveau cristal, estime que l'énergie stockée est de 400 mJ (fig II.52). De plus, pour une impulsion injectée de 2 mJ, après 18 allers-retours dans l'amplificateur, la simulation donne une énergie extraite d'environ 190 mJ. La saturation de l'énergie extraite apparaît aux alentours de 300 mJ, pour 25 allers-retours dans l'amplificateur.

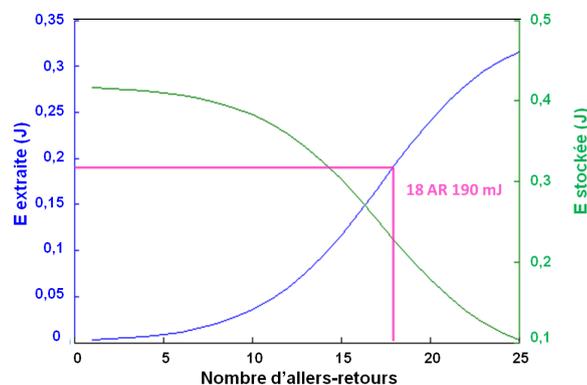


FIGURE II.52 – Simulation de l'amplificateur Yb:CaF<sub>2</sub> (cristal 2,5 % 5 mm à Brewster) pour une énergie injectée de 2 mJ.  $P_p=400$  W,  $E_p=1,2$  J,  $E_{abs}=0,9$  J,  $w_l=0,75$  mm et pertes<sub>AR</sub>=5,5 %.

On mesure l'énergie extraite après 9 et 18 allers-retours dans le milieu à gain pour différentes énergies injectées, figure II.53.

Pour 9 allers-retours et des énergies injectées de 0,1 à 2 mJ, le gain total dans l'amplificateur est d'environ 15, soit un gain par aller-retour de 1,35. Ce gain, pour ce nombre d'allers-retours, ne diminue pas puisque l'énergie extraite n'est pas saturée.

Pour 18 allers-retours, une énergie injectée de 0,1 mJ, le gain par aller-retour est toujours de 1,36. Rapidement cependant, on remarque une diminution du gain par aller-retour si l'énergie injectée augmente, puisque l'énergie extraite sature. Pour une énergie injectée de 1,3 mJ, on extrait 103 mJ (3,1 W), mais la fluence de l'impulsion endommage la surface du cristal (3,4 J/cm<sup>2</sup>). On a alors atteint pour cette durée d'impulsion de 1,9 ns le seuil de dommage du matériau non traité, environ 7 J/cm<sup>2</sup> (cristal à Brewster, mode gaussien, waist de 0,75 mm). Dans ce cas le gain total de l'amplificateur est de 79, soit un gain par aller-retour d'environ 1,28. De plus, l'énergie apportée par la pompe durant les 3 ms est de 1,2 J (puissance moyenne de 36 W), l'efficacité optique-optique est alors de 8,6 %.

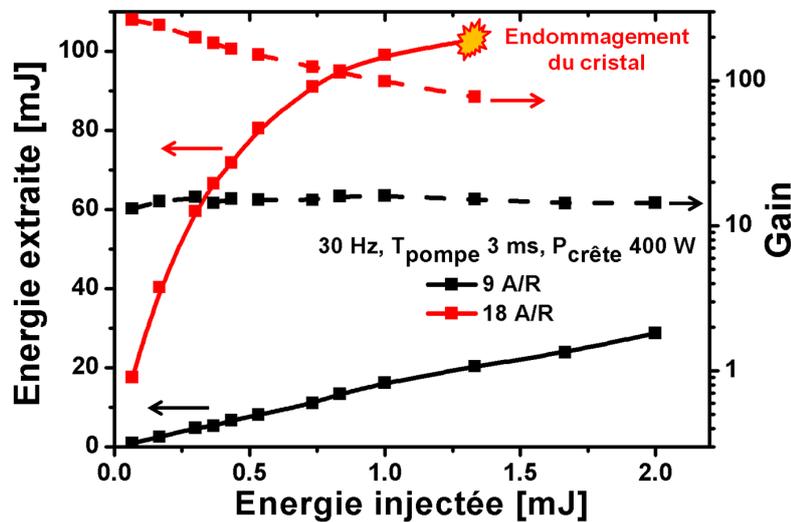


FIGURE II.53 – Évolution de l'énergie extraite (trait plein) et du gain (tirets) de l'amplificateur en fonction de l'énergie injectée pour 9 (noir) et 18 (rouge) allers-retours dans le milieu à gain, à 30 Hz pour une puissance crête de pompe de 400 W, et un temps de pompe de 3 ms.

Avec cet amplificateur on extrait plus de 100 mJ, limité par l'endommagement du cristal, mais qui semble être proche de la saturation de l'énergie extraite. Nos simulations donnent pour ce nombre de passages et une énergie injectée de 1,3 mJ une énergie extraite d'environ 160 mJ (figure II.54). La saturation de l'énergie est estimée à l'approche de 300 mJ extrait (environ 25 allers-retours). On explique cette différence par un recouvrement entre le faisceau de pompe et le faisceau amplifié non optimal. En effet, le faisceau de pompe a une grande ouverture numérique (0,22) et son multiplexage angulaire entraîne des angles supérieurs à 10°. L'utilisation de miroirs dichroïques simplifierait la propagation du faisceau de pompe mais il n'existe pas de solution commerciale avec une tenue au flux suffisante. L'utilisation de cristaux plus dopés et plus fins permettrait d'améliorer également ce recouvrement.

Pour extraire davantage d'énergie avec ce type d'amplificateur, on peut augmenter la taille des faisceaux dans le cristal, cela permet également de diminuer la fluence sur le cristal pour s'éloigner du seuil de dommage. Cependant, cela augmente les angles, diminuant le recouvrement des faisceaux et donc l'efficacité de l'amplificateur.

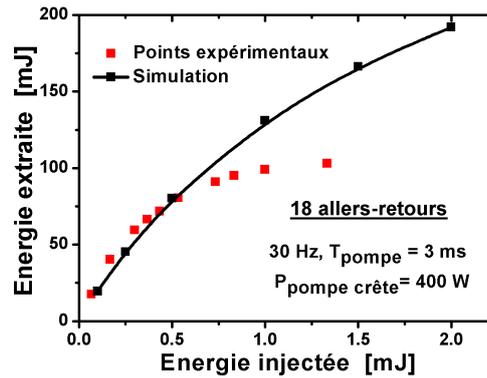


FIGURE II.54 – Comparaison entre les valeurs expérimentales et la simulation à une cadence de 30 Hz pour une puissance de pompe crête de 400 W, un temps de pompage de 3 ms et 18 allers-retours dans le milieu à gain.

Enfin, on compare le spectre injecté dans l'amplificateur et le spectre de l'impulsion à 100 mJ, figure II.55. La largeur du spectre reste identique (pas de rétrécissement spectral par le gain, ni d'effets non-linéaires) mais l'on observe une modification de sa forme dont l'origine n'est pas clairement identifiée (spectre de gain de l'Yb:CaF<sub>2</sub> pour cette intensité de pompe).

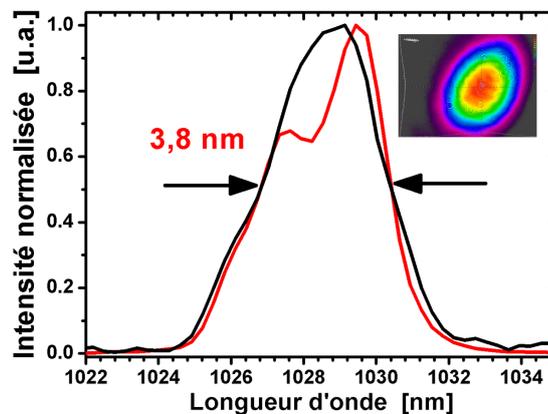


FIGURE II.55 – Spectre de l'impulsion injectée dans l'amplificateur d'énergie 1,3 mJ (en noir), et de l'impulsion extraite après 18 allers-retours d'énergie 100 mJ (en rouge), à 30 Hz pour une puissance crête de pompe de 400 W, et un temps de pompage de 3 ms. On insère également une image du mode laser en sortie d'amplification, légèrement elliptique.

L'amplification avec un cristal à l'angle de Brewster semble essentiellement limitée par la superposition entre les faisceaux de pompe et signal dans le cristal. Ce mauvais recouvrement pourrait expliquer la saturation de l'énergie que l'on observe autour de 100 mJ alors que l'énergie apportée par la pompe est de 1,2 J. De plus, une autre limite apparaît avec l'endommagement du cristal non traité, pour une fluence de 3,4 J/cm<sup>2</sup>. Ce seuil de dommage pour une impulsion de durée 2 ns est faible, et ne semble pas s'expliquer par la qualité de surface du cristal puisque le polissage semble être de bonne qualité. Il a été cependant remarqué, que le seuil de dommage du cristal pouvait varier avec l'orientation de sa maille cristalline. Une étude est aujourd'hui en cours pour valider ce principe et optimiser l'orientation de la maille cristalline.

Nous proposons une autre solution pour extraire davantage d'énergie en s'éloignant du seuil de dommage du cristal, la combinaison cohérente de faisceaux. Des expériences sont présentées dans la partie suivante afin de valider l'intérêt de ce concept.

### II.3.2.3 Combinaison cohérente passive de faisceaux

#### Validation du principe

Le principe de combinaison cohérente de faisceaux a été récemment démontré en régime femtoseconde avec des amplificateurs à fibre [Seise 10, Daniault 11a]. Pour ce type de milieu amplificateur en régime impulsif, l'énergie de l'impulsion est responsable de l'apparition d'effets non-linéaires, dégradant sa qualité et limitant fortement l'énergie des systèmes fibrés. Afin de diminuer l'énergie de l'impulsion dans le milieu amplificateur, on sépare l'impulsion pour qu'elle soit amplifiée dans plusieurs amplificateurs, dont on combine de façon cohérente les sorties. L'énergie est alors répartie dans plusieurs milieux à gain. Ce concept a permis d'obtenir un record en termes d'énergie extraite d'un milieu amplificateur fibré, 3 mJ au lieu de 2 mJ auparavant [Klenke 11].

Les premières démonstrations en régime femtoseconde repose sur une combinaison dite "active", avec l'introduction d'un modulateur de phase dans chaque amplificateur et une contre-réaction. Par ailleurs de très récents résultats obtenus au Laboratoire Charles Fabry, démontrent la combinaison cohérente cette fois-ci de manière "passive" en régime femtoseconde d'amplificateurs fibrés [Daniault 11b, Zaouter 12]. Celle-ci repose sur l'introduction du milieu amplificateur dans un interféromètre de type Sagnac. L'impulsion est séparée en deux, et chacune de ses répliques parcourt le même chemin optique mais en sens inverse. Le principe est présenté sur la figure II.56. La lame demi-onde dans l'interféromètre permet aux deux impulsions de traverser le milieu à gain avec la même polarisation.

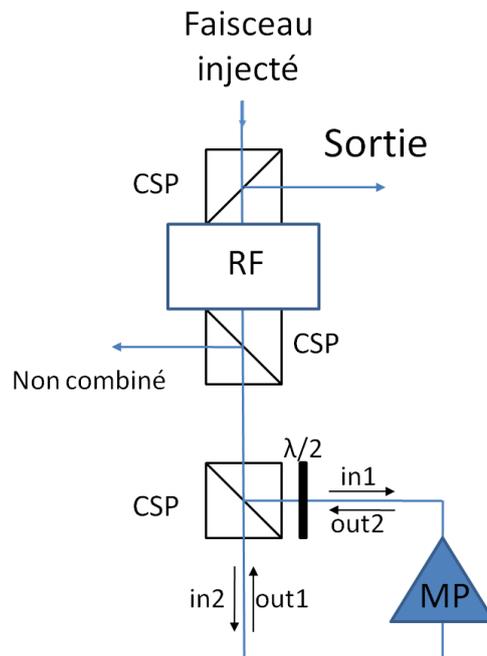


FIGURE II.56 – Principe de la combinaison cohérente passive. L'amplificateur est inséré dans un interféromètre de type Sagnac. Les faisceaux d'entrée, de sortie et non combinés sont séparés grâce à un isolateur optique. CSP : cube séparateur de polarisation, RF : rotateur de Faraday.

On reprend ce principe pour répondre cette fois-ci à une limitation liée à une architecture avec des cristaux massifs, qui est le seuil de dommage du milieu à gain. On a observé l'endommagement du cristal en surface pour une fluence sur le cristal d'environ  $3,5 \text{ J/cm}^2$ . En séparant l'impulsion en deux, on peut alors espérer extraire deux fois plus d'énergie avant d'atteindre ce seuil.

On cherche donc à valider ce concept avec l'amplificateur  $\text{Yb:CaF}_2$  que nous avons déjà présenté. Les conditions de pompage sont les mêmes que précédemment ( $P_{\text{crite}} 400 \text{ W}$  pendant  $3 \text{ ms}$ ), à la cadence de  $30 \text{ Hz}$ . On insère un polariseur pour séparer l'impulsion injectée en deux, et on allonge un bras de l'interféromètre pour éviter le croisement des deux impulsions dans le milieu à gain ( $1,5 \text{ m}$ ), figure II.57. Ainsi, lorsqu'une impulsion traverse le cristal, l'impulsion se propageant en sens inverse se réfléchit sur un miroir courbe. L'amplificateur permet à chacune des impulsions de faire 9 allers-retours dans le milieu à gain. On ne peut pas doubler le nombre de passages car dans ce cas un effet laser apparaît.

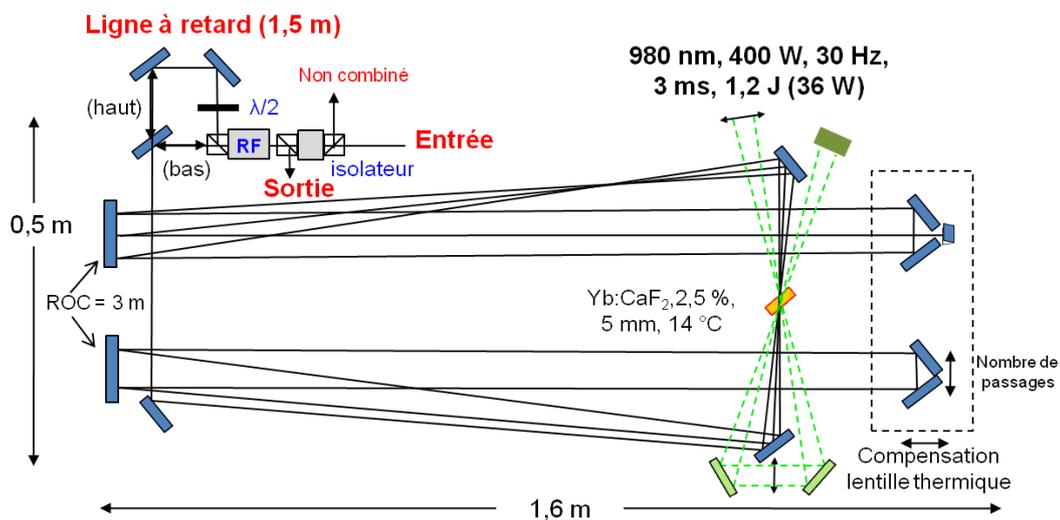


FIGURE II.57 – Schéma de l'amplificateur  $\text{Yb:CaF}_2$  avec le principe de combinaison cohérente. L'amplificateur est inséré dans un interféromètre de type Sagnac. Un isolateur permet d'extraire l'impulsion amplifiée. On positionne un rotateur (RF) pour éviter au faisceau amplifié de traverser un cube séparateur de polarisation de l'isolateur (pertes importantes). La lame de phase permet aux deux impulsions de traverser le cristal avec la même polarisation.

On injecte un signal de  $1,7 \text{ mJ}$ , que l'on sépare en deux faisceaux de  $0,85 \text{ mJ}$ . Après amplification, ces deux faisceaux sont combinés avec une efficacité de  $95 \%$ , pour obtenir en sortie un faisceau de  $26 \text{ mJ}$ . Lorsque l'on compare l'amplification du même signal ( $0,85 \text{ mJ}$ ) dans la partie précédente, dans les mêmes conditions, on obtient  $14 \text{ mJ}$  en sortie, ce qui est en accord avec ce que l'on obtient pour cette expérience.

On a alors validé l'intérêt de ce principe, avec l'obtention d'une bonne efficacité de combinaison. Dans notre cas, on souhaite extraire plus de  $100 \text{ mJ}$ , on comprend que pour y parvenir avec le principe de combinaison cohérente et le même amplificateur, il faut injecter davantage d'énergie.

### Amplificateur Yb:CaF<sub>2</sub> de haute énergie

Pour ces expériences, on a désormais à notre disponibilité une diode d'1 kW de puissance crête, pour pomper l'amplificateur Yb:CaF<sub>2</sub>. La diode laser de puissance crête 400 W est alors utilisée pour le pompage d'un amplificateur multipassage Yb:KYW, permettant la génération d'impulsions d'énergie 22 mJ étirées à une durée d'environ 1,5 ns (figure II.58).

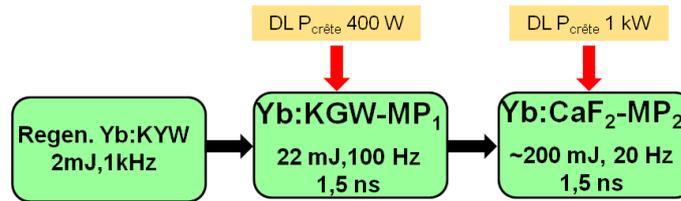


FIGURE II.58 – Schéma de l'étage nanoseconde du signal pompe de l'OPCPA.

On travaille avec un cristal dopé 2,5 % d'épaisseur 5 mm positionné à l'angle de Brewster. La cadence est de 20 Hz, et le temps de pompage de 2,4 ms, permettant d'atteindre l'inversion de population maximale pour cette intensité de pompe. On a alors une puissance moyenne de pompe de 48 W et une énergie apportée de 2,4 J. Avec cette diode, le faisceau de pompe dans le cristal a un diamètre de 2 mm, et l'on modifie le faisceau incident pour obtenir un faisceau amplifié de waist 0,85 mm dans le cristal (fig II.59). L'amplificateur est aligné pour que chaque impulsion fasse 9 allers-retours dans le milieu amplificateur.

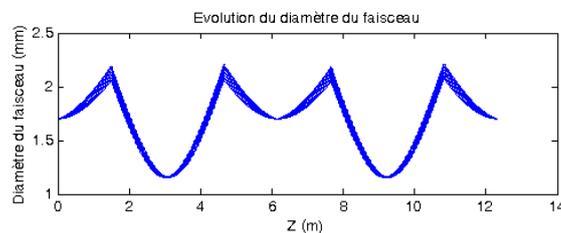


FIGURE II.59 – Évolution de la taille du mode laser dans l'amplificateur pour 9 allers-retours et une lentille thermique de -30 m.

On présente les résultats obtenus figure II.60, à la cadence de 20 Hz. Avec une énergie incidente maximale de 22 mJ, soit environ 11 mJ pour chaque impulsion se propageant dans l'amplificateur, on obtient une impulsion après combinaison de 160 mJ. L'énergie non combinée est de 7 mJ, soit une efficacité de combinaison de 96 %. Le gain total du système est supérieur à 7. On n'observe pas d'endommagement du cristal pour cette énergie extraite, sachant que sans le principe de combinaison cohérente, pour cette taille de faisceau, la fluence sur le cristal serait supérieure à 8 J/cm<sup>2</sup> (cristal à Brewster et faisceau gaussien), donc supérieure au seuil de dommage du cristal. L'efficacité optique-optique est de 6,6 %, et l'on observe la saturation de l'énergie extraite plus tôt que précédemment. En effet, l'énergie extraite pour chacune des impulsions semble saturer pour une valeur inférieure à 100 mJ alors que l'énergie stockée est plus élevée que précédemment (estimée à environ 1 J). On émet donc l'hypothèse que dans ce cas, la superposition des faisceaux pompe et signal est moins bonne. En grossissant les faisceaux, les angles deviennent trop grands diminuant le recouvrement. L'utilisation de miroirs actifs devrait considérablement faciliter le recouvrement des faisceaux pompe et signal.

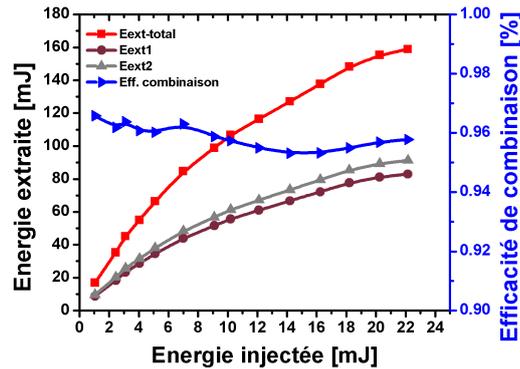


FIGURE II.60 – Résultats expérimentaux obtenus grâce à la combinaison cohérente de faisceaux à la cadence de 20 Hz.

On remarque une très bonne stabilité du système, avec une variation du pointé inférieure à 50  $\mu$ rad et une variation d'énergie inférieure à 1 % rms. La figure II.61 présente le profil spatial du faisceau combiné ainsi que le mode des deux impulsions avant combinaison cohérente. Le faisceau extrait est bien une combinaison des deux impulsions. Enfin, on remarque que le spectre de l'impulsion après amplification pour le maximum d'énergie est très proche du spectre de l'impulsion injectée, figure II.62.

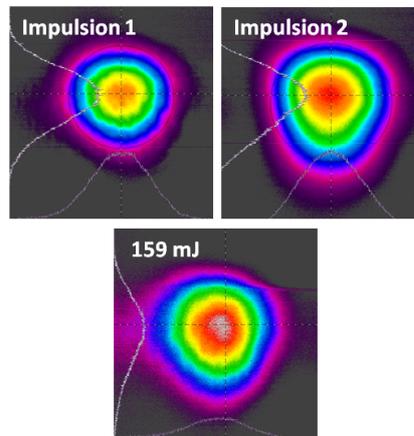


FIGURE II.61 – Mode de chacune des impulsions après amplification et mode de l'impulsion après combinaison à 160 mJ.

La combinaison cohérente passive apporte un réel avantage pour l'extraction d'énergie de cristaux massifs, notamment pour ce type d'amplificateurs de très forte énergie. On note que le système est très stable alors que les bras de l'interféromètre sont d'environ 100 m. L'énergie extraite reste cependant inférieure à nos simulations, et l'on pense que le mauvais recouvrement des faisceaux en est la principale explication.

Dans une prochaine étape, on souhaite développer un autre amplificateur avec des cristaux cette fois-ci utilisés comme miroirs actifs. Dans cette configuration, on pourra tout d'abord obtenir un meilleur refroidissement des cristaux pour permettre d'augmenter la cadence du système, et donc la puissance moyenne de l'amplificateur. De plus, l'alignement et le bon recouvrement des faisceaux devraient être facilités, permettant d'extraire davantage d'énergie et d'améliorer l'efficacité des systèmes.

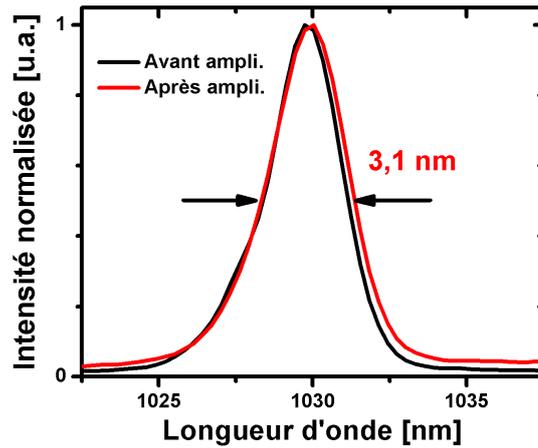


FIGURE II.62 – Spectre de l'impulsion injectée de 22 mJ et extraite de 160 mJ.

On présente un tableau récapitulatif des principaux résultats obtenus avec l'amplificateur multipassage Yb:CaF<sub>2</sub>.

Cadence (Hz)	$E_p$ (J)	$T_p$ (ms)	$P_p$ (W)	A/R	$E_{in}$ (mJ)	$E_{ext}$ (mJ)	$G_{tot}$	$\eta_{opt-opt}$	Schéma
20	1,5	3,75	30	11	2	50	27	3,3	Ampli simple
30	1,2	3	36	18	1,3	103	79	8,6	Ampli avec renvoi
20	2,4	2,4	48	9 + 9	22	<b>160</b>	7,3	6,6	Combi. coh.

TABLE II.2 – Récapitulatif des résultats obtenus pour l'amplificateur multipassage Yb:CaF<sub>2</sub>.

## Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté différents types d'amplificateurs permettant d'atteindre des performances intéressantes pour la génération d'impulsions courtes de forte énergie. Les matériaux utilisés sont des cristaux de fluorures dopés à l'ytterbium.

Les premières expériences en cavité amplificatrice régénérative ont validé le potentiel de ces matériaux pour la génération d'impulsions courtes. L'Yb:CaF<sub>2</sub> permet notamment la génération d'impulsions parmi les plus courtes avec ce type d'amplification, avec des durées de 180 fs à la cadence de 500 Hz et une énergie après compression de 620  $\mu$ J. L'Yb:SrF<sub>2</sub> paraît dans un premier temps moins intéressant, puisque les performances obtenues sont moins bonnes. Les impulsions générées plus longues, 325 fs à 100 Hz, peuvent s'expliquer par un spectre d'oscillateur non optimisé pour le gain du milieu amplificateur. Cependant, on note un point très intéressant pour ces deux matériaux, la complémentarité de leur spectre de gain. Cela pourrait permettre de générer des impulsions d'une centaine de femtosecondes en les associant dans une même cavité. Des premiers résultats prometteurs ont été obtenus en régime déclenché, et la réalisation de l'amplificateur femtoseconde est en cours de réalisation.

En développant un deuxième type d'amplificateur (multipassage), on a mis en évidence la possibilité d'extraire de très fortes énergies du cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub>. On remarque d'ailleurs au-

aujourd'hui un attrait très important pour ce matériau dans le développement de chaînes laser de très forte énergie pompées par diodes laser. Une énergie de 100 mJ à la cadence de 30 Hz a été obtenue avec un amplificateur classique, pour une énergie injectée de 1,3 mJ. Cette expérience est limitée par l'endommagement du cristal à cause de la fluence crête de l'impulsion amplifiée. Pour diminuer cette limitation, la combinaison cohérente de faisceaux a permis avec le même type d'amplificateur de générer une énergie de 160 mJ à la cadence de 20 Hz, sans observer l'endommagement du cristal. Des améliorations sont attendues avec l'utilisation de cristaux sous forme de miroirs actifs, permettant un meilleur refroidissement du milieu à gain et un meilleur recouvrement de la pompe et du signal amplifié. On espère alors pouvoir augmenter la cadence du système à 100 Hz, grâce à la meilleure gestion des effets thermiques, et améliorer l'efficacité du système.

Ainsi, l'intérêt de ces matériaux pour la problématique de génération d'impulsions courtes et énergétiques a été validé. De nombreuses expériences restent à venir pour s'approcher d'énergies de l'ordre du joule à des cadences d'une centaine de Hz, qui est l'objectif du projet Apollon 10 PW.



## Chapitre III

# Puissance et durée : Lasers à disque mince d'Yb:CALGO

Les matériaux dopés à l'ytterbium peuvent être pompés avec de très fortes puissances de pompe, mais l'obtention de forte puissance moyenne en sortie de système n'est pas triviale. Celle-ci requiert une bonne gestion des effets thermiques, notamment dans le milieu à gain comme on l'a déjà mentionné. Différentes géométries pour le milieu à gain ont été présentées dans le premier chapitre, permettant un meilleur refroidissement. Dans ce chapitre, on s'intéresse à la technologie des disques minces en choisissant de travailler avec un matériau jamais testé dans ces conditions, l'Yb:CALGO.

Cette technologie est bien adaptée pour le développement d'oscillateurs femtoseconde de forte puissance moyenne, dont on commencera par rappeler le principe. On présentera ensuite les résultats expérimentaux obtenus en régime continu et femtoseconde à partir des disques minces d'Yb:CALGO.

### III.1 L'oscillateur femtoseconde

#### III.1.1 Blocage des modes en phase

Une cavité laser est caractérisée par ses modes propres longitudinaux, séparés en fréquence par  $\Delta\nu_L$ . Les modes dont l'intensité est supérieure aux pertes de la cavité pourront effectivement osciller. L'écart entre les modes est égal à l'intervalle spectral libre de la cavité  $\Delta\nu_L = c/(2L)$ , avec  $c$  la vitesse de la lumière et  $L$  la longueur optique de la cavité.

Si on ne prend pas de précautions particulières, le laser émet en régime continu. Le spectre d'un oscillateur continu est étroit et constitué de quelques modes longitudinaux, dont la relation de phase est aléatoire. Pour obtenir une impulsion courte, d'après les propriétés de la transformée de Fourier, il faut un spectre de gain large. L'émission laser se faisant sur une grande largeur spectrale, de nombreux modes longitudinaux contribueront à cette émission. Cependant pour fonctionner en régime impulsionnel il est également nécessaire que ces modes longitudinaux aient une relation de phase constante entre eux (figure III.1). Il faut alors assurer le verrouillage des modes en phase ("cw mode-locking") et favoriser ce régime par rapport à d'autres (continu, "Q-switch", "Q-switched mode-locking") (figure III.2). Différentes techniques de verrouillage de modes en phase existent, actives ou passives, nous nous intéressons dans ce chapitre qu'aux techniques passives.

Le laser produit alors un train d'impulsions femtoseconde dont le spectre est le produit du spectre de gain du milieu amplificateur par un peigne de Dirac correspondant aux modes longitudinaux de la cavité. Dans le domaine temporel, ce train d'impulsions est émis avec un temps entre chaque impulsion correspondant au temps d'un aller-retour de la lumière dans la cavité.

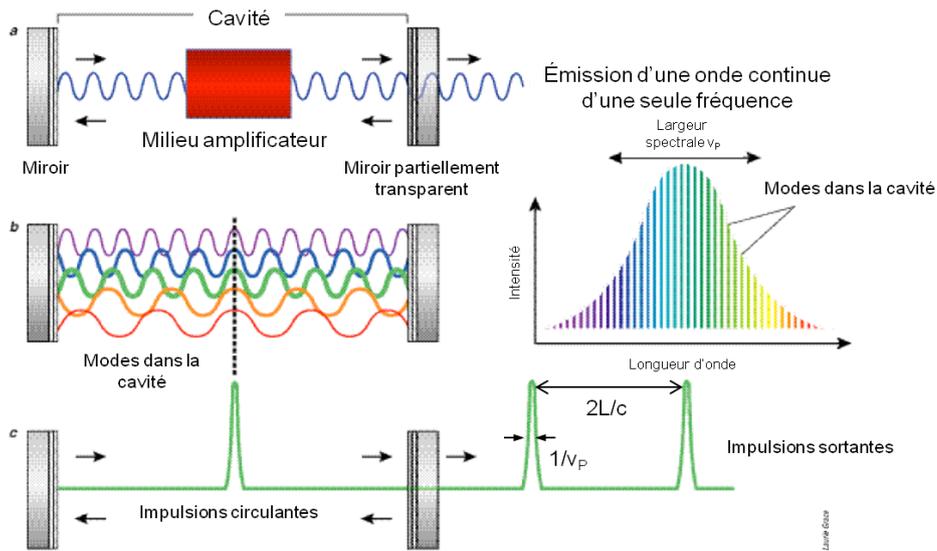


FIGURE III.1 – La lumière se réfléchit, faisant des allers et retours entre les deux miroirs (a) ; elle est amplifiée à chaque passage dans le milieu amplificateur, qui est continuellement excité. Un faisceau continu émerge d'un miroir partiellement transparent situé à une extrémité. Quand de nombreuses longueurs d'onde (ou modes) de lumière se propagent dans la cavité en parfait synchronisme (b), elles s'additionnent pour permettre la création d'une impulsion intense (c). Un peigne d'impulsions émerge alors du miroir partiellement transparent - Extrait de la revue "Pour la science", n°227, nov. 2000 par John-Mark Hopkins et Wilson Sibbett.

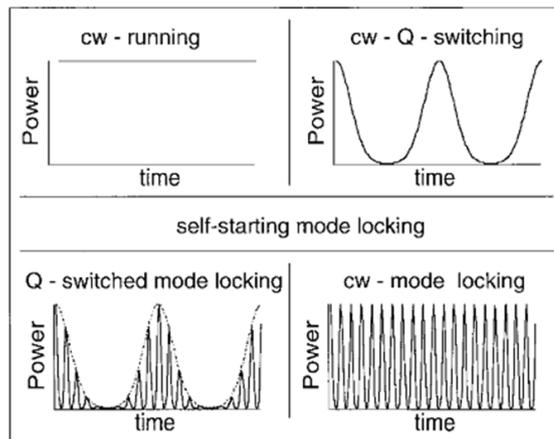


FIGURE III.2 – Différents régimes pouvant se mettre en place dans une cavité laser - Figure extraite de [Keller 96].

Le régime impulsionnel est ainsi caractérisé par un spectre large et une phase constante entre tous les modes longitudinaux. Dans la partie suivante, on détaille le principe de l'oscillateur femtoseconde.

### III.1.2 Le régime soliton en cavité laser

L'impulsion laser femtoseconde doit se reproduire à l'identique après chaque tour dans la cavité. Cependant à chaque passage dans le milieu à gain, elle va s'étaler temporellement à cause de la dispersion de vitesse de groupe et accumuler une phase non-linéaire liée à l'effet Kerr optique (indice non-linéaire positif du milieu à gain,  $\bar{n}_2 > 0$ ). Il faut donc introduire dans la cavité un processus de compensation de la dispersion afin d'obtenir une phase constante pour l'impulsion après chaque aller-retour dans la cavité (prismes ou miroirs à dispersion négative). De plus pour démarrer et stabiliser le régime de verrouillage de modes en phase de façon passive, on insère dans la cavité un absorbant saturable à l'origine de pertes non-linéaires. L'équation de Schrödinger non-linéaire régit la propagation de l'impulsion dans la cavité laser avec  $A(T, t)$  son enveloppe lentement variable [Kärtner 95b] :

$$\begin{aligned}
 & \text{Équation simplifiée du soliton} \\
 T_R \frac{\partial}{\partial T} A(T, t) = & \left( \underbrace{-i \frac{\Phi''_{tot}}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}}_{\text{Dispersion}} + \underbrace{i \delta |A(T, t)|^2}_{\text{Effet Kerr optique}} \right) A(T, t) \\
 & + \left( \underbrace{g - p}_{\text{Gain et pertes}} + \underbrace{D_{g,p} \frac{\partial^2}{\partial t^2}}_{\text{Filtrage spectral}} - \underbrace{q(t, T)}_{\text{Pertes modulables}} \right) A(T, t) \quad (\text{III.1})
 \end{aligned}$$

$T_R$  le temps pour faire un aller-retour dans la cavité,  $T$  le temps sur des durées de l'ordre de  $T_R$ .

Cette équation fait intervenir différents processus modifiant l'amplitude et la phase temporelle de l'impulsion :

- **L'automodulation de phase** générée dans le milieu amplificateur à cause de l'effet Kerr optique, est à l'origine d'une phase non-linéaire pour l'impulsion. Une impulsion brève traversant un milieu d'indice non-linéaire positif, a son front avant qui s'enrichit en composantes "rouges" et son front arrière de composantes "bleues". Son enveloppe temporelle reste inchangée, mais l'impulsion n'est plus limitée par transformée de Fourier. On définit le coefficient non-linéaire :  $\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0 A_L} \bar{n}_2 k_L L_{mat}$  ( $A_L$  l'aire du mode laser dans le milieu non-linéaire,  $k_L$  le nombre de passages dans le milieu non-linéaire pour un aller-retour dans la cavité,  $L_{mat}$  la longueur de matériau non-linéaire traversée).
- **La dispersion totale**  $\Phi''_{tot}$  comprend la dispersion positive  $\Phi''_{mat}$  du matériau et la dispersion négative  $\Phi''_{neg}$  des composants dispersifs ajoutés dans la cavité (miroirs "chirpés", prismes) pour un aller-retour dans la cavité.
- **Le gain saturé**  $g$  du milieu amplificateur.
- **Les pertes** comprenant  $p$  les pertes passives de la cavité,  $D_p$  qui rend compte de l'influence spectrale des pertes ( $= 1/\Omega_f^2$  avec  $\Omega_f$  la largeur de raie des pertes),  $D_g$  le filtrage spectral du gain ( $= g/\Omega_g^2$  avec  $\Omega_g$  la largeur de raie du gain) et  $q$  les pertes non-linéaires de l'absorbant saturable.

La solution stationnaire de l'équation de Schrödinger non-linéaire simplifiée est le soliton temporel, de forme sécante hyperbolique :

$$A = \sqrt{\frac{E_P}{2\tau}} \operatorname{sech} \left( \frac{t}{\tau} \right) \quad (\text{III.2})$$

avec  $E_P$  l'énergie de l'impulsion intracavité et dont la durée  $\tau$  est :

$$\tau = 1,76 \frac{|\Phi''_{tot}|}{\delta E_P} \quad (\text{III.3})$$

On remarque que la durée du soliton est inversement proportionnelle à l'énergie de l'impulsion  $E_P$  pour une dispersion  $\Phi''_{tot}$  donnée, ou qu'elle est proportionnelle à la dispersion pour une énergie fixée.

On présente sur la figure III.3, les différents processus qui interviennent lors du fonctionnement d'un oscillateur femtoseconde.

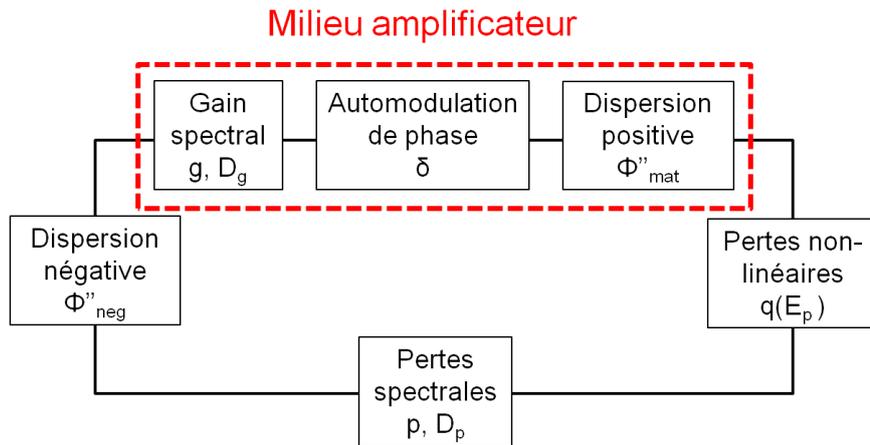


FIGURE III.3 – Principe d'un oscillateur femtoseconde en régime solitonique.

Dans la prochaine partie, on s'intéresse au principe de l'absorbant saturable inséré dans la cavité pour initier et stabiliser le régime de verrouillage de modes en phase.

### III.1.3 L'absorbant saturable

La génération d'impulsions femtoseconde par verrouillage de modes en phase passif avec un milieu amplificateur où le gain est saturé, a d'abord été permise par l'effet Kerr optique dans un cristal de Ti:Sa [Spence 91]. Cet effet à l'origine de l'automodulation de phase, est également responsable de l'apparition d'une lentille de Kerr dans le milieu à gain. Cette lentille de Kerr a tendance à focaliser le faisceau laser. L'effet est proportionnel à la puissance crête du faisceau, et sera significatif uniquement quand le laser fonctionne en régime impulsif ultracourt (inférieur à quelques ps). En positionnant une fente dans la cavité (diaphragme) permettant de créer des pertes sur le signal continu, on favorise alors le régime impulsif (figure III.4). Le gain est alors supérieur aux pertes pour le régime impulsif, permettant la génération d'impulsions courtes. Cet effet non-linéaire instantané est équivalent à un absorbant saturable instantané (figure III.5). Il ouvre une fenêtre de gain très courte, permettant de générer des impulsions ultra-courtes, notamment avec le Ti:Sa dont le spectre de gain est très large (chapitre 1).

Cependant dans notre cas, on souhaite développer des oscillateurs à disque mince avec un faisceau laser large sur le cristal, ne permettant pas de générer des effets non linéaires suffisants pour obtenir une lentille de Kerr significative. On s'oriente alors vers l'insertion dans la cavité d'un absorbant saturable de type semi-conducteur qui permet d'ajuster les pertes saturables. Le principe du SESAM est décrit dans la partie suivante.

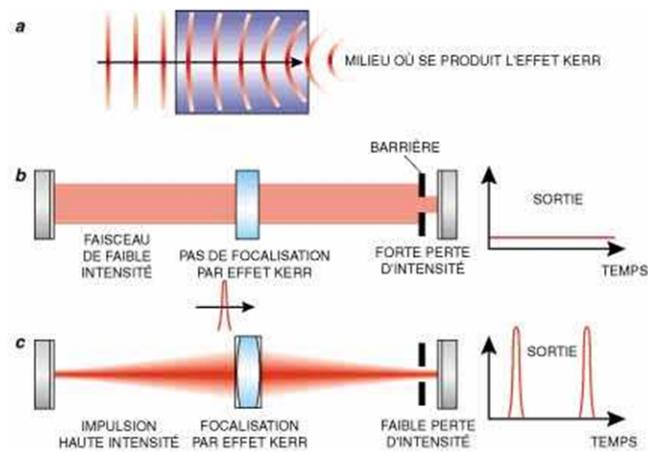


FIGURE III.4 – L'EFFET KERR OPTIQUE entraîne une propagation plus lente de la lumière de forte intensité que de la lumière de faible intensité. Un milieu où se produit l'effet de Kerr agit comme une lentille convergente sur un faisceau de forte intensité (a). Une barrière munie d'un petit trou (b) élimine la partie laser continue, qui ne peut pas gagner suffisamment en intensité pour déclencher l'effet Kerr. Le milieu focalise une impulsion de forte intensité (c), de telle sorte qu'elle traverse le trou et que son amplification est alors maximale - Extrait de la revue "Pour la science", n°227, nov. 2000 par John-Mark Hopkins et Wilson Sibbett.

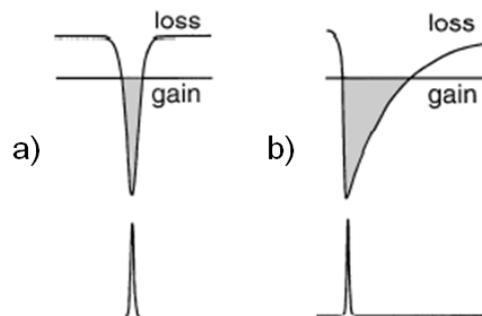


FIGURE III.5 – Méthode de verrouillage de modes en phase passif dans le cas d'un gain saturé. a : Cas d'un absorbant saturable rapide, la lentille de Kerr. b : Cas d'un absorbant saturable lent, le SESAM. Figure extraite de [Kärtner 95b]

### III.1.3.1 Principe général du SESAM

La déplétion de la bande de valence des semiconducteurs entraîne une saturation de leur absorption et donc une réponse non-linéaire en fonction de l'intensité incidente. Cette propriété explique leur utilisation en tant qu'absorbant saturable, c'est à dire comme élément de plus grande transmission pour des fortes intensités, favorisant le régime impulsionnel. Les semiconducteurs sont des matériaux passifs, compacts et dont les caractéristiques peuvent être ajustées. Ils présentent donc un intérêt particulier pour un régime de verrouillage de modes en phase de manière passive.

Cependant, les semiconducteurs introduisent souvent d'importantes pertes, et possèdent de fortes section efficaces d'absorption (environ  $10^{-14}$  cm<sup>2</sup>) en comparaison de celles des matériaux terre rares ( $10^{-20}$  cm<sup>2</sup>). Ainsi, en cavité avec des matériaux terres rares, ils saturent déjà en régime continu, ne présentant alors pas de réponse non-linéaire.

La solution à ces problèmes a été apportée en 1992, par U. Keller [Keller 92]. Le semiconducteur est introduit entre deux miroirs : un miroir de Bragg haute réflexion et un miroir de réflexion ajustable. Cette structure forme alors une cavité Fabry-Perot, dont l'épaisseur de l'absorbant est choisie pour être dans des conditions d'anti-résonance, figure III.7. Dans ces conditions, l'intensité dans la structure est diminuée, ce qui augmente l'énergie de saturation du matériau, diminue les pertes de la cavité et la charge thermique dans la structure, tout en introduisant une dispersion négligeable. L'intervalle spectral libre du SESAM est suffisamment large pour ne pas limiter la bande de gain des matériaux.

Dans notre gamme de longueur d'onde, le miroir de Bragg est constitué d'une alternance de couches de GaAs (haut indice) et AlAs (bas indice), et la couche absorbante de InGaAs.

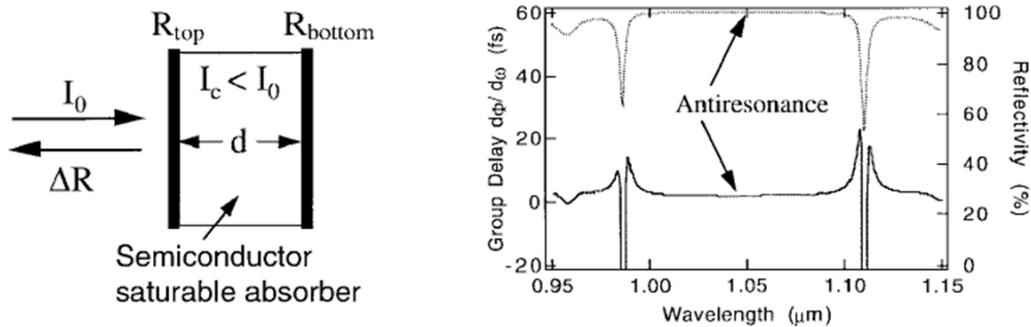


FIGURE III.6 – Principe d'un SESAM [Keller 96] (type A-FPSA, antirésonant). L'épaisseur de l'absorbant est ajustée pour être en condition d'anti-résonance. Le coefficient de réflexion  $R_{top}$  permet de contrôler l'intensité incidente de l'impulsion au niveau de l'absorbant saturable. La courbe montre le coefficient de réflexion classique (courbe pointillée du haut) et la dispersion de vitesse de groupe (trait plein du bas) en fonction de la longueur d'onde - Figure extraite de [Keller 96].

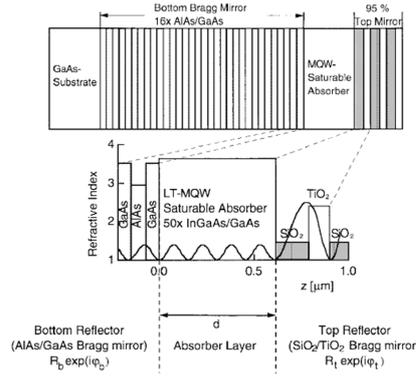


FIGURE III.7 – Exemple de la structure d'un SESAM adapté pour  $1,05 \mu\text{m}$  [Keller 96] (type A-FPSA haute finesse). Le SESAM est constitué d'un miroir de Bragg (16 couches AlAs/GaAs), d'un absorbant saturable d'épaisseur  $\pi d = 4\lambda/2$  et d'un miroir composé de 3 couches  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$  réfléchissant à 95 %. Dans la figure en dessous, l'évolution du champ électrique dans la structure est donnée - Figure extraite de [Keller 96].

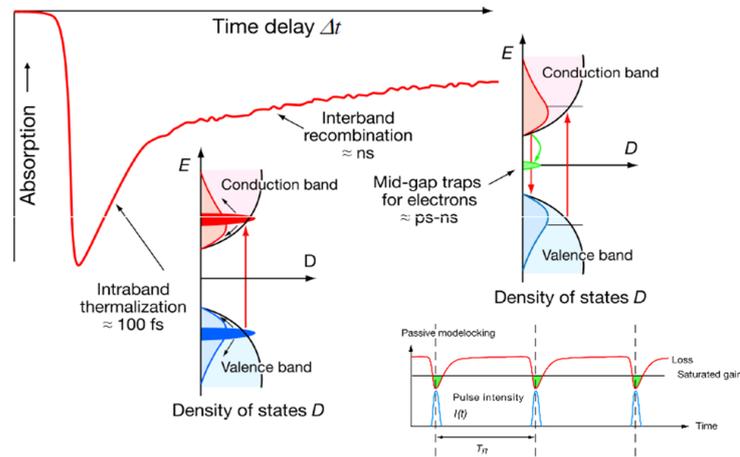


FIGURE III.8 – Évolution de l'absorption d'un SESAM en fonction du temps, lors du passage d'une impulsion - Figure extraite de [Keller 96].

La figure III.8 présente le comportement dynamique du SESAM. L'absorption des photons transfère des électrons de la bande de valence à la bande de conduction. Puis ces électrons se recombinent en formant des paires électrons/trous selon deux processus de recombinaison :

- la thermalisation intrabande, processus rapide ( $\tau_{th} \sim 100 \text{ fs}$ ). Elle dépend de l'épaisseur du puits quantique et correspond à la dynamique de redistribution suivant l'équilibre thermique des niveaux d'énergie peuplés suite à l'absorption d'une impulsion.
- la recombinaison interbande, processus plus lent ( $\tau_a \sim \text{ps-ns}$ ). Elle correspond au temps de relaxation vers la bande de valence. Cependant ce temps doit être suffisamment court ( $\sim 500 \text{ fs-ps}$ ) devant le temps de cavité ( $\sim 10 \text{ ns}$ ) pour permettre au matériau de retrouver son état d'origine à chaque passage de l'impulsion femtoseconde. Afin d'accélérer ce processus on introduit des défauts ou des impuretés dans sa structure, en effet ce processus est inversement proportionnel au taux d'impuretés dans le matériau. On peut également modifier la densité des impuretés avec la température de croissance de ces structures, à plus basse température celle-ci est plus importante ce qui entraîne une recombinaison plus rapide.

### III.1.3.2 Propriétés macroscopiques du SESAM

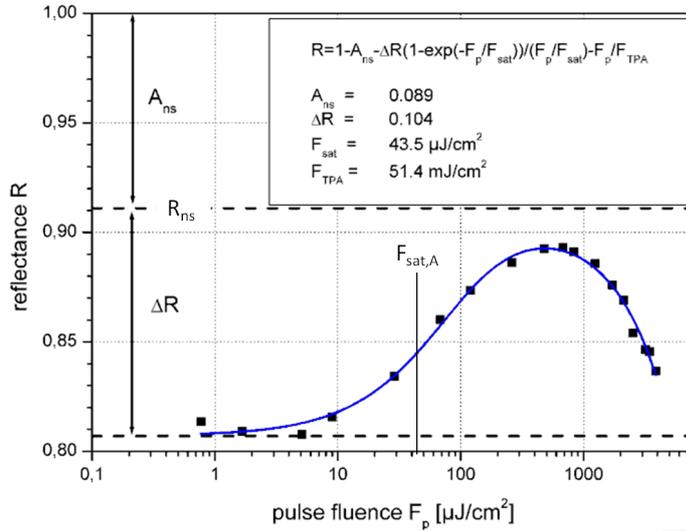


FIGURE III.9 – Mesure de la réflexion non-linéaire d'un SESAM selon la fluence incidente d'une impulsion.  $F_{sat,A}$  est la fluence de saturation,  $\Delta R$  est la profondeur de modulation,  $R_{ns}$  est la réflexion maximale et  $A_{ns}$  sont les pertes non-saturables - Figure extraite de [www.batop.de](http://www.batop.de).

La figure III.9 présente l'évolution de la réflexion non-linéaire d'un SESAM en fonction de la fluence de l'impulsion incidente. Plusieurs paramètres caractérisent cette réflexion :

- $\Delta R$  la profondeur de modulation, qui représente la différence de réflexion maximale du SESAM. Cette valeur est liée à l'épaisseur de l'absorbant saturable.
- $F_{sat,A}$  la fluence de saturation. Elle correspond à la fluence de l'impulsion lorsque la différence de réflexion du SESAM est de  $e^{-1}\Delta R$ . Cette valeur peut être modifiée en changeant l'intensité lumineuse dans la structure, par modification du coefficient de réflexion de la première interface de la structure. Ce coefficient peut varier entre 0 (traitement anti-réflexion) et 100 % (traitement haute réflexion).
- $A_{ns}$  ou  $\Delta R_{ns}$  les pertes non saturables. Ce sont les pertes du SESAM lorsque celui-ci est complètement saturé, elles sont liées à l'absorbant saturable et augmentent avec son épaisseur.
- $R_{ns}$  la réflexion maximale du SESAM lorsqu'il est saturé.
- $F_{TPA}$  ou  $F_2$  la fluence pour laquelle la réflexion du SESAM a diminué de 37 %, en régime femtoseconde cette diminution est liée à l'absorption à deux photons.

L'évolution des pertes non-linéaires  $q(t)$  du SESAM est régit par l'équation différentielle :

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{q - q_0}{\tau_a} - \frac{I(t)}{F_{sat,A}}q(t) \quad (\text{III.4})$$

avec  $q_0$  les pertes non saturées,  $I(t)$  l'intensité de l'impulsion. Pour  $\Delta R \ll 1$  on a  $\Delta R = 1 - e^{-q_0} \sim q_0$ .

Le SESAM est donc un matériau dont les propriétés peuvent être ajustées, permettant de s'adapter à différents types d'oscillateurs.

### III.1.3.3 Durée minimale d'un soliton

La durée du soliton, déterminée par l'équation III.3, est une bonne estimation de la durée de l'impulsion produite par le laser, mais cette modélisation présente des limites. Tout d'abord, l'élargissement spectral de l'impulsion est limité par la bande de gain du matériau. De plus, lorsqu'on stabilise le régime soliton avec un SESAM, une fenêtre temporelle existe après l'impulsion avec un gain par passage positif (SESAM saturé). Un bruit continu ("continuum") peut alors apparaître et déstabiliser le régime soliton, figure III.10. Le spectre de ce signal continu est plus étroit que celui du soliton, les pertes liées au filtrage par le gain sont plus faibles, son gain effectif est donc plus important. Cependant, ce signal subit l'effet de la dispersion de la cavité mais pas de l'automodulation de phase. Il est donc étiré temporellement et une partie de ce signal est absorbé à la traversée du SESAM (partie du continuum traversant le SESAM avant qu'il ne soit saturé), il subit ainsi des pertes importantes. Pour obtenir une cavité stable, le SESAM doit avoir un temps de recombinaison  $\tau_A$  adapté à la plage de durées des impulsions générées, le signal continu ne doit pas atteindre le seuil laser. Il a été ainsi démontré que le régime soliton permet la génération d'impulsions de durées 10 à 30 fois plus courtes que le temps de recombinaison du SESAM [Kärtner 95b, Kärtner 98] et que la durée d'impulsions la plus courte est :

$$\tau_{FWHM} = 1,76 \left( \frac{1}{\sqrt{6}\Omega_g} \right)^{3/4} \left( \frac{\tau_a}{q_0} \right)^{1/4} \frac{g^{3/8}}{\Phi_0^{1/8}} \quad (\text{III.5})$$

avec  $\Omega_g$  la largeur de raie du gain,  $g$  le gain par aller-retour et  $\Phi_0$  le décalage en phase du soliton ( $\sim 10\%$  [Kärtner 95b]). On note alors que les paramètres du SESAM influence la durée du soliton. Pour obtenir des durées courtes, il faut privilégier un temps de recombinaison  $\tau_a$  court sans dégrader la qualité du SESAM (densité d'impuretés limitée) et une profondeur de modulation élevée. Celle-ci est cependant synonyme de pertes non-saturables plus élevées pouvant limiter l'efficacité du système laser, notamment lorsque le gain est faible.

Pour l'Yb:CALGO, on estime  $\Omega_g$  à  $2\pi \times 6.10^{12}$  Hz. Avec un SESAM dont les paramètres sont :  $\tau_a = 500$  fs et  $\Delta R \sim q_0 = 0,5\%$ , et avec  $\Phi_0 \sim 10\%$ ,  $g \sim 10\%$ , on détermine  $\tau_{FWHM} \sim 100$  fs. Avec ce matériau de faible gain et un SESAM de faible profondeur de modulation on estime donc que la durée minimale du soliton est de 100 fs.

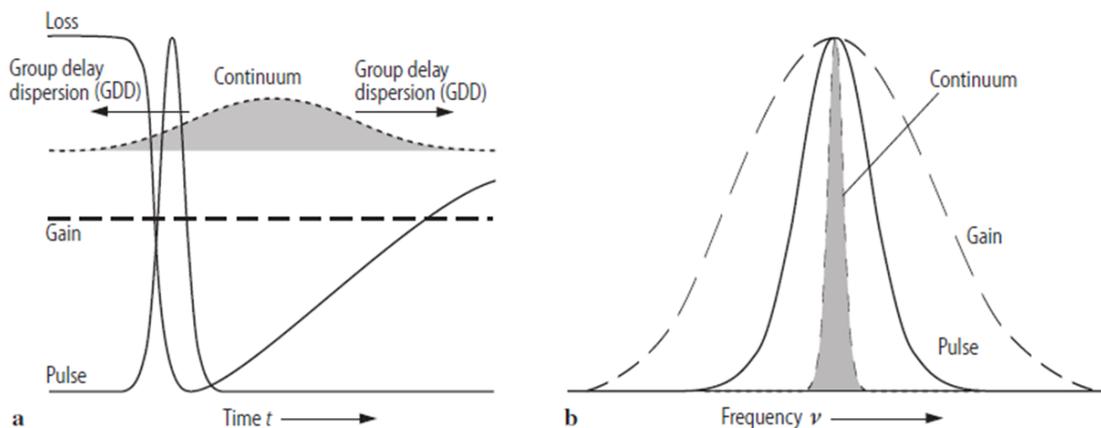


FIGURE III.10 – Principe du régime soliton en cavité laser dans le domaine temporel (a) et fréquentiel (b). Le signal continu est étiré à cause de la dispersion et subit des pertes importantes à la traversée du SESAM, lorsque celui-ci n'est pas encore saturé par l'énergie du soliton (a). Le gain effectif du signal continu de spectre étroit est plus important que celui du soliton de spectre large (b) - extrait du cours U.Keller de l'école d'été "66<sup>th</sup> Scottish Universities Summer Schools in Physics".

### III.1.4 Limitation du régime soliton

En pratique, certains régimes peuvent être mal adaptés et déstabiliser le régime soliton si les paramètres du SESAM ne sont pas adaptés au type d'oscillateur (cadence, puissance) et au milieu amplificateur. En profitant de la flexibilité du choix des paramètres du SESAM on va chercher à stabiliser le soliton.

#### III.1.4.1 Régime à blocage de modes autodéclenché

Le régime à verrouillage de modes autodéclenché (en anglais "Q-switched mode-locking" QML) correspond à une émission d'impulsions brèves, située sous une enveloppe de régime déclenché passif ("Q-switch"). Au maximum de l'enveloppe, les impulsions présentent une plus forte énergie qu'en régime de blocage de modes continu et peuvent endommager le SESAM (et les optiques de la cavité). Pour éviter ce régime, une étude a été menée [Hönninger 99] qui donne une condition pour la stabilité du régime soliton :

$$E_P^2 > E_{sat,L} E_{sat,A} \Delta R \quad (\text{III.6})$$

avec  $E_P$  l'énergie intracavité de l'impulsion,  $E_{sat,L}$  l'énergie de saturation du milieu à gain,  $E_{sat,A}$  l'énergie de saturation du SESAM et  $\Delta R$  la profondeur de modulation du SESAM. On remarque alors que des matériaux comme l'Yb:CaF<sub>2</sub> présentent une forte énergie de saturation et ont tendance à produire ce type de régime plus facilement.

Cependant l'étude [Hönninger 99] montre que cette formule est bien adaptée en régime picoseconde mais qu'en régime femtoseconde, la diminution du gain effectif pour un spectre d'impulsion large favorise la stabilisation du régime soliton. L'énergie de l'impulsion nécessaire à la stabilisation prend alors une valeur plus faible et plus complexe [Hönninger 99] :

$$\left( \frac{g_{eff}}{g} - \frac{dg_{eff}}{dE_P} \right) E_P^2 > E_{sat,L} E_{sat,A} \Delta R \quad (\text{III.7})$$

avec  $g$  le gain spectral du milieu amplificateur et  $g_{eff}$  le gain effectif.

#### III.1.4.2 Régime multi-solitons

Le coefficient de réflexion d'un SESAM augmente avec la fluence de l'impulsion incidente, puis diminue à partir d'une certaine fluence, figure III.11. En régime femtoseconde cette diminution est liée à l'absorption à deux photons, et apparait pour une fluence d'autant plus faible que la durée de l'impulsion incidente est courte [Haiml 04, Grange 05] :

$$F_2 = \frac{\tau_P}{0,585 \int \beta_{TPA}(z) n^2(z) |E(z)|^4 dz} \quad (\text{III.8})$$

avec  $\beta_{TPA}$  le coefficient d'absorption à deux photons en cm/GW des matériaux de la structure du SESAM,  $n$  leur indice de réfraction, et  $E$  le champ électrique normalisé dans la structure.

Ainsi à partir d'une certaine énergie de l'impulsion, les pertes rencontrées à la traversée du SESAM peuvent de nouveau croître. Ces pertes peuvent finalement être moins élevées pour un soliton d'énergie deux fois moins grande et entraîner l'apparition de  $m$  solitons d'énergie  $E_P/m$ . De plus, le spectre de ces solitons d'énergie inférieure est plus étroit, ils subissent alors moins de pertes liées à la limitation du spectre de gain. Ces deux phénomènes favorisent donc le régime multi-solitonique, pour des durées d'impulsions souvent supérieures à la durée minimale présentée dans l'équation III.5.

De plus, ce phénomène d'absorption à deux photons entraîne également un échauffement plus important du SESAM, ce qui peut l'endommager.

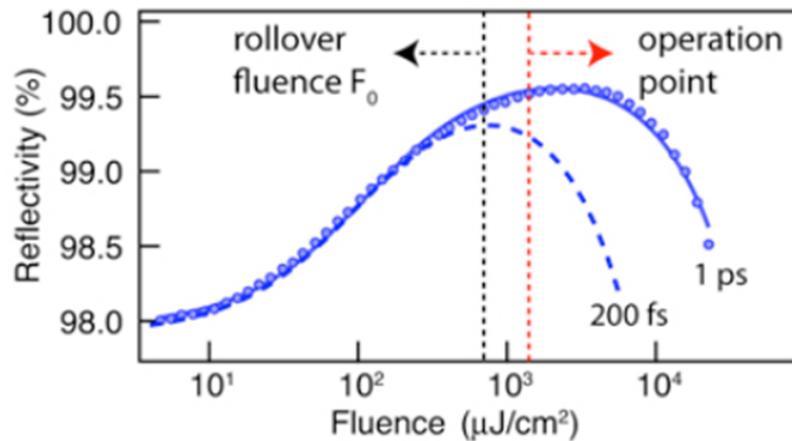


FIGURE III.11 – Données extraites de [Saraceno 11] : Mesure du coefficient de réflexion d'un SESAM pour une impulsion incidente d'1 ps de fluence variable, et estimation de l'évolution de ce coefficient pour une impulsion de 200 fs.

### III.1.5 Oscillateur de forte puissance moyenne

Dans le cas des oscillateurs à disque mince, l'augmentation de la puissance moyenne et donc de la puissance de pompe, s'accompagne d'une augmentation de la taille de la zone pompée. Le même principe peut-être appliqué au SESAM : on augmente la taille du faisceau laser pour préserver la même saturation du SESAM. Cependant, une inhomogénéité du SESAM est observée et les effets thermiques peuvent déstabiliser plus facilement la cavité avec des faisceaux larges. On doit alors limiter la taille du faisceau laser sur le SESAM et dans ce cas, la fluence de l'impulsion sur le SESAM devient très élevée, favorisant le régime multi-solitonique. Pour ce type d'oscillateur, on préfère alors utiliser un SESAM de fluence de saturation plus élevée que pour les oscillateurs standards, ce qui diminue l'intensité du champ électrique dans le SESAM et donc les risques d'endommagement. Pour cela en pratique, on ajoute un traitement à la surface du SESAM qui diminue l'intensité du champ électrique dans la structure. Une étude menée à l'ETH de Zurich [Saraceno 12b], montre qu'un traitement diélectrique est préférable puisqu'il permet également de limiter l'absorption à deux photons (par rapport à des couches de semiconducteurs de  $\beta_{TPA}$  plus élevé).

Par ailleurs, le gain faible de ce type d'oscillateurs (épaisseur faible du milieu à gain) entraîne une sensibilité aux pertes de la cavité plus importante. On cherche alors à limiter au maximum les pertes non saturables du SESAM (liées à l'épaisseur de l'absorbant saturable) synonyme d'une diminution de sa profondeur de modulation, qui doit rester cependant suffisante pour obtenir le régime soliton, typiquement  $\Delta R < 1\%$  (énergie intracavité élevée).

De nombreux oscillateurs à disque mince ont été développés, notamment dans le groupe d'U. Keller à l'ETH de Zurich (chapitre 1). Ce groupe possède une expertise sur la croissance et le "design" des SESAM qui leur a permis de démontrer de très bons résultats avec de forte puissance moyenne.

Au laboratoire Charles Fabry, nous travaillons depuis plusieurs années avec des cristaux d'Yb:CALGO massifs, dont les propriétés semblent avoir un intérêt pour le développement d'oscillateurs à disque mince court de forte puissance moyenne. C'est pourquoi nous avons travaillé dans cette configuration, et avons obtenus des résultats en régime continu et femtoseconde, présentés dans la prochaine partie.

## III.2 Caractérisation des cristaux

Avant cette thèse, le cristal d'Yb:CALGO n'avait jamais été conditionné sous forme de disque mince, or les différentes étapes permettant d'obtenir un cristal collé sur une monture (découpe, polissage, traitement, collage) peuvent contraindre le matériau et l'endommager. Afin de limiter ces risques, une épaisseur de cristal de 350  $\mu\text{m}$ , supérieure à l'épaisseur standard des disques minces (200  $\mu\text{m}$ ), a été choisie. Les cristaux sont coupés selon l'axe  $a$ , dans le plan du cristal nous avons alors accès aux polarisations  $\pi$  et  $\sigma$ . Durant ces différentes étapes, aucun problème d'endommagement n'a été observé, ce qui atteste du grand intérêt de ce matériau pour cette technologie car il présente des propriétés mécaniques proche de l'Yb:YAG (photo d'un cristal collé sur sa monture figure III.12). Pour les expériences, trois boules ont été réalisées, deux boules de dopage dans le bain 2 % (fours différents) et une boule de dopage dans le bain 3,5 %. Des mesures du dopage réel des boules ont été faites, qui indiquent une présence moins importante d'ion ytterbium : un dopage réel de 1.1 % pour la boule 1, de 1.2 % pour la boule 2 et de 1.7 % pour la boule 3. On remarque également une meilleure homogénéité de la boule 2. Cependant on note une différence de dopage au sein des boules : l'ion ytterbium ne s'insère pas facilement dans la matrice, le bain s'enrichit alors en ions ytterbium et la partie basse de la boule (proche du pied, donc représentant la fin du tirage) est plus riche en ions ytterbium. Nous avons testé de manière systématique sept cristaux conditionnés, afin dans un premier temps de comparer les performances laser en fonction du dopage et de la technique de croissance en régime continu, puis de sélectionner les plus performants pour le régime femtoseconde. Ces travaux ont été réalisés en collaboration avec le laboratoire de chimie de la matière condensée de Paris, l'entreprise allemande FEE GmbH et l'Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) de Stuttgart.



FIGURE III.12 – Photo d'un cristal d'Yb:CALGO collé sur une monture en cuivre.

### III.2.1 Cavité laser continu

#### III.2.1.1 Résultats expérimentaux

Pour ces expériences nous utilisons un module de pompe permettant à la pompe de traverser 24 fois le cristal. C'est un module standard, pour la technologie "thin-disk" (provenant d'IFSW). Les cristaux à notre disposition ont été collés sur un support en cuivre, refroidis par eau à la température de 14°C.

Nous utilisons une diode laser de puissance moyenne 90 W, fibrée et dont le diamètre du faisceau en sortie de fibre est de 800  $\mu\text{m}$ . Après un système afocal, un faisceau de diamètre 1,9 mm sur le cristal est obtenu. Dans ce cas l'intensité de pompe est de 3,2 kW/cm<sup>2</sup>.

Le cristal étant fin et relativement peu dopé, le gain est limité. Afin d'augmenter le gain, on développe une cavité permettant d'obtenir 8 passages dans le milieu à gain (figure III.13). Pour cette première cavité la taille du waist du faisceau laser sur le cristal est de 0,45 mm.

Le coupleur optimal présente une transmission de 4 %, et on obtient les résultats présentés sur la figure III.14.

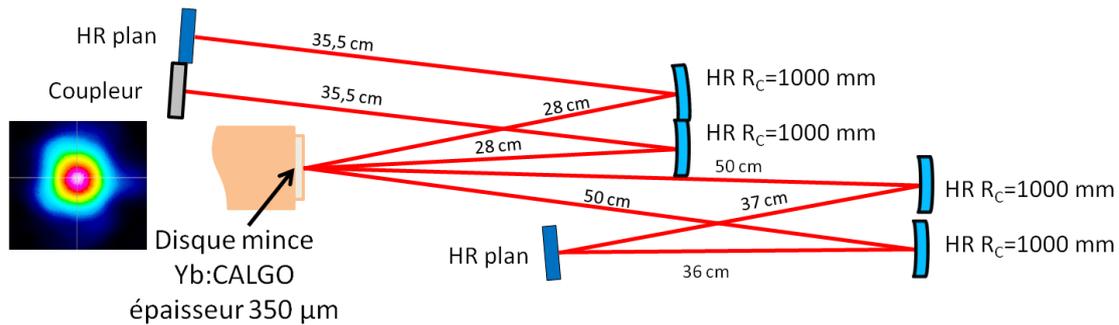


FIGURE III.13 – Schéma de la cavité laser permettant d'obtenir 8 passages de signal dans le milieu à gain. On insère une image du mode pour un cristal issu de la boule 2 et pour une puissance de pompe 90 W .

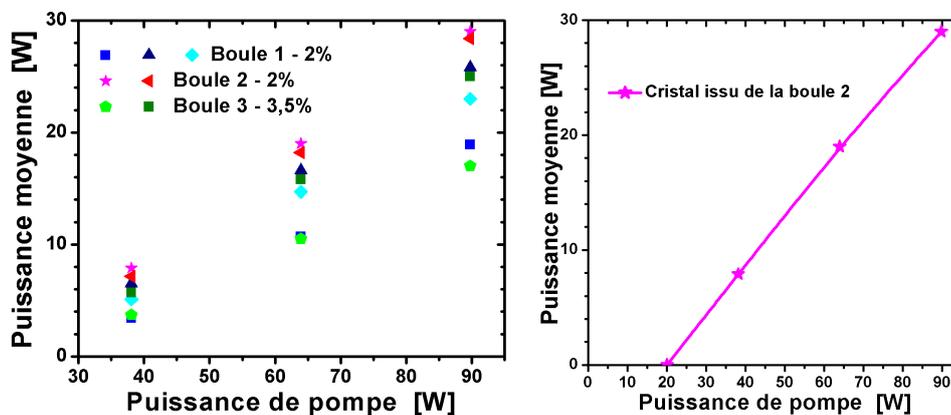


FIGURE III.14 – A gauche : Puissance laser obtenue pour différents cristaux d'Yb:CALGO provenant de boules différentes. Les boules 1 et 2 sont dopées dans le bain 2 % et la boule 3 est dopée dans le bain 3,5 %. A droite : Courbes d'efficacité obtenues avec un cristal issu de la boule 2.

A la puissance de pompe maximale, on obtient des puissances laser entre 17 W et 29 W. On remarque que les cristaux issus de la boule 2 donnent des performances équivalentes, cela est sans doute lié à la meilleure homogénéité de la boule 2. Ils donnent également les meilleures performances. Dans ce cas on obtient une efficacité optique-optique de 32 % et une pente d'efficacité laser de 42 %. Cependant on mesure un  $M^2$  de 1,8, la cavité n'est pas monomode transverse. Afin d'obtenir un faisceau laser monomode, on modifie la cavité pour obtenir un "waist" du faisceau laser plus grand sur le cristal. On développe une nouvelle cavité (figure III.15) permettant d'obtenir sur le cristal un faisceau laser de "waist" 0,6 mm. Le diamètre du faisceau gaussien est toujours plus petit que le faisceau "top-hat" de la pompe pour ne pas avoir de zones non pompées traversées par le signal laser.

On présente sur la figure III.16 les résultats obtenus avec un cristal issu de la boule 2. Le coupleur optimal possède un coefficient de transmission de 5 %, et l'on obtient une puissance laser de 25 W correspondant à une efficacité optique-optique de 26 %. On mesure cette fois-ci un  $M^2$  de 1,2 le signal laser est proche d'un faisceau gaussien. Avec un coupleur de coefficient de transmission 15 % la cavité ne lase plus, on estime alors le gain de la cavité par aller-retour d'environ 1,12.

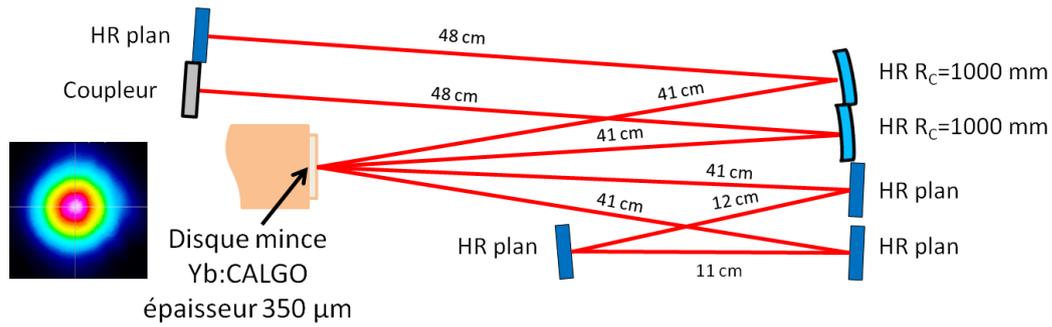


FIGURE III.15 – Schéma de la cavité laser permettant d'obtenir 8 passages de signal dans le milieu à gain avec un "waist" du faisceau laser de 0,6 mm sur le cristal. On insère une image du mode pour un cristal issu de la boule 2 pour 90 W de puissance de pompe.

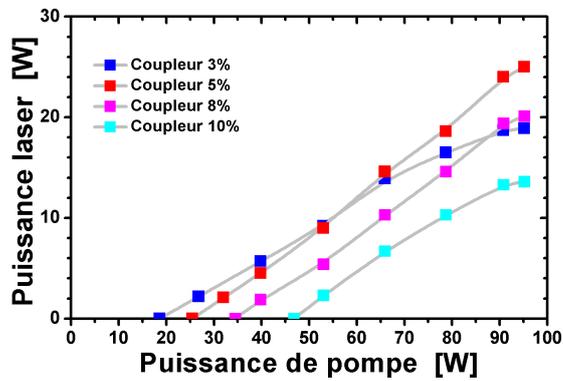


FIGURE III.16 – Puissance laser mesurée avec un cristal issu de la boule 2 pour différents coupleurs, le faisceau laser est proche d'un faisceau gaussien.

Le spectre du signal laser (coupleur 5 %) est représenté sur la figure III.17, il est modulé à cause du phénomène de "spatial hole burning" [Kärtner 95a].

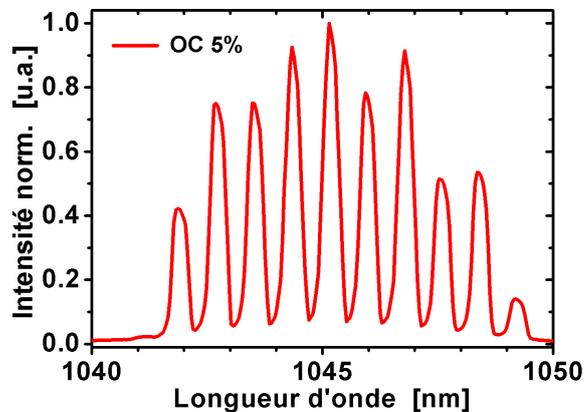


FIGURE III.17 – Spectre du signal laser en régime continu.

### III.2.1.2 Accordabilité

Afin de connaître le potentiel en termes d'accordabilité spectrale de l'Yb:CALGO en configuration "thin-disk", un prisme a été inséré dans la cavité présentée figure III.15 avec un cristal issu de la boule 2. Il permet de sélectionner la longueur d'onde d'émission laser. Ce prisme polarise également le faisceau de la cavité, introduisant des pertes, on choisit alors un coupleur 2 % (figure III.18). Le cristal est orienté pour que l'effet laser soit émis selon la polarisation  $\sigma$  du cristal.

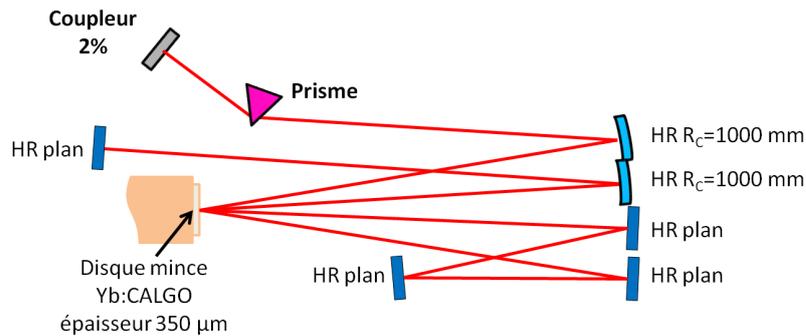


FIGURE III.18 – Schéma de la cavité laser en régime continu permettant grâce au prisme, de mesurer une accordabilité. Le prisme est positionné pour un angle correspondant au minimum de déviation et à l'angle de Brewster.

On obtient une large plage d'accordabilité de plus de 30 nm, de 1018 à 1052 nm (figure III.29), ce qui permet d'envisager la génération d'impulsions de durée inférieure à 100 fs. On remarque que les performances laser sont du même ordre de grandeur entre 1025 et 1045 nm, en accord avec le spectre de gain plat de ce matériau.

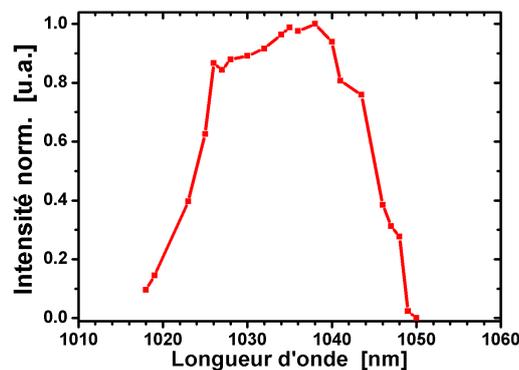


FIGURE III.19 – Accordabilité en longueur d'onde de l'Yb:CALGO en configuration "thin-disk".

### III.2.2 Évaluation des effets thermiques

Nous avons également mesuré la température des cristaux avec et sans effet laser (cavité figure III.15), figure III.20. Avec une caméra thermique imageant la gamme spectrale 8-12  $\mu\text{m}$ , nous avons réalisé une thermographie du cristal.

Ces mesures permettent de valider le bon refroidissement du cristal et les bonnes propriétés thermiques du matériau. Nous remarquons une augmentation notable de la température lorsque

l'effet laser apparaît. Cela s'explique tout d'abord par un défaut quantique plus important avec effet laser (avec  $\lambda_{pompe} = 980$  nm,  $\lambda_{fluomoyenne} = 1011$  nm et  $\lambda_{laser} = 1045$  nm, il passe de 3,1 % à 6,2 %) et par une saturation de l'absorption de la pompe sans effet laser.

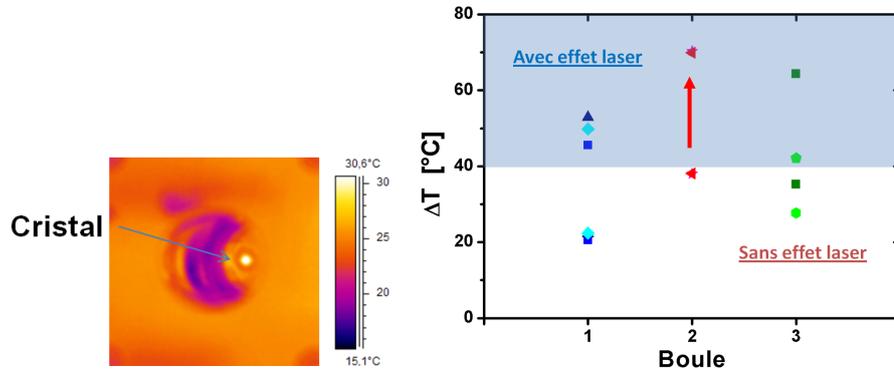


FIGURE III.20 – A gauche : image obtenue avec la caméra thermique. A droite : variation de la température des cristaux des différentes boules avec et sans effet laser pour une puissance de pompe de 90 W, et une température du matériau sans pompage de 14°C.

On vérifie le phénomène de saturation d'absorption du signal de pompe en mesurant le signal de pompe résiduel après 12 passages dans le milieu à gain. On estime le coefficient de réflexion des optiques du module de pompe à 99,7 %, sachant qu'il y a 28 réflexions, cela correspondant pour une puissance de pompe de 90 W à des pertes d'environ 4 W. On en déduit alors la puissance de pompe absorbée, figure III.21. Pour 12 passages dans le milieu à gain, l'absorption du signal de pompe varie alors de 62 % à 82 % selon l'efficacité laser, ce qui démontre bien la saturation de l'absorption sans effet laser. On estime qu'après 24 passages, le signal de pompe résiduel est négligeable avec effet laser.

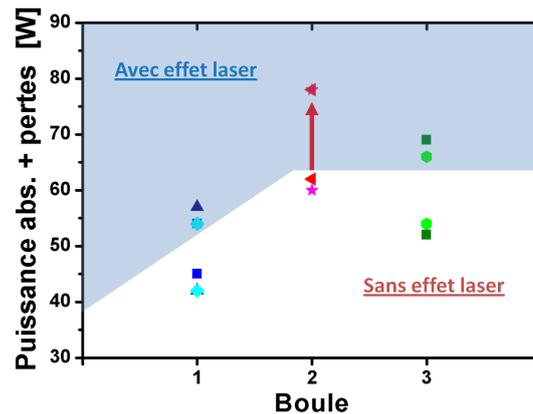


FIGURE III.21 – Mesure de la puissance de pompe absorbée après 12 passages dans le milieu à gain avec et sans effet laser. Les pertes sont liées aux réflexions sur les optiques permettant le recyclage de la pompe.

On note ainsi de fortes différences entre les cristaux, même parfois lorsqu'ils sont issus d'une même boule. Ces différences sont liées à leur qualité cristalline, avec une présence plus ou moins importante de centres diffusants et à leur dopage réel. Les cristaux issus de la boule 2 sont donc de meilleure qualité, on les utilise donc pour les expériences en régime femtoseconde.

### III.3 Résultats expérimentaux en régime femtoseconde

Dans cette partie, on utilise des cristaux issus de la deuxième boule. Les cristaux ont donc une épaisseur de 350  $\mu\text{m}$ , un dopage réel de 1,2 % et possèdent un léger angle ( $\approx 0,1^\circ$  pour éviter les interférences pouvant déstabiliser le régime soliton) entre leurs deux faces. On présente d'abord les performances d'un oscillateur permettant la génération d'impulsions courtes mais avec une puissance moyenne limitée, puis des résultats avec de plus fortes puissances moyennes.

#### III.3.1 Laser femtoseconde de faible puissance moyenne

##### III.3.1.1 Premiers résultats

Pour réaliser un oscillateur femtoseconde, on insère dans la cavité présentée précédemment (figure III.15) des éléments permettant la génération et la stabilisation des impulsions, à savoir un SESAM et des miroirs dispersifs (figure III.22). Dans le bras collimaté du coupleur de sortie (entre le coupleur et un miroir courbe), on insère des miroirs à dispersion négative. Puis dans l'autre bras collimaté, on focalise le faisceau avec un miroir concave de rayon de courbure 400 mm sur le SESAM. Le waist du faisceau laser sur le SESAM est de 250  $\mu\text{m}$ . Pour ces expériences on garde la même diode laser de pompe, avec une puissance moyenne maximale de 90 W à 980 nm, et une intensité de pompe de 3,2 kW/cm<sup>2</sup>. Le waist du faisceau laser sur le cristal est de 600  $\mu\text{m}$ .

Pour cet oscillateur on utilise un coupleur 5 %, un SESAM de fluence de saturation 90  $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ , de profondeur de modulation 0,5 % et de pertes non-saturables de 0,5 % (Batop GmbH), et on ajoute une dispersion négative de 1200 fs<sup>2</sup> par aller-retour. La cadence de l'oscillateur est de 45 MHz.

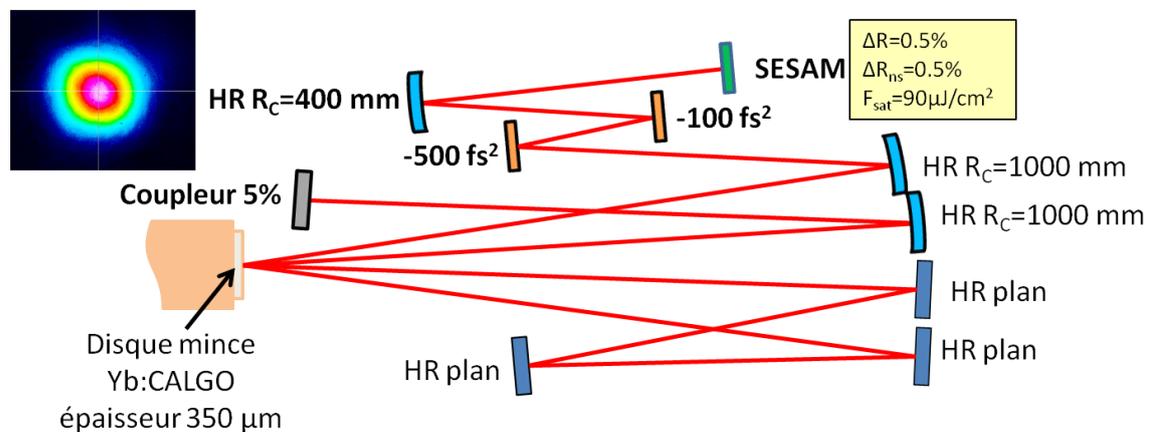


FIGURE III.22 – Schéma de l'oscillateur femtoseconde de cadence 45 MHz. Une image du mode laser est également présentée.

On obtient alors des impulsions d'une durée de 390 fs pour une puissance moyenne de 10,5 W, soit une énergie par impulsion de 0,23  $\mu\text{J}$ . L'efficacité optique-optique est de 11,5 %. La figure III.23 montre le spectre et la trace d'autocorrélation obtenus. Le spectre de l'impulsion est centré à 1047,3 nm, avec une largeur à mi-hauteur de 3,2 nm, correspondant à un produit  $\Delta\nu\tau$  de 0,34. Dans ces conditions expérimentales, peu d'effets non-linéaires sont générés, limitant la durée de l'impulsion.

Par ailleurs, la fluence sur le SESAM est de 2,4 mJ/cm<sup>2</sup>, il est donc très saturé, nous devons être proche du régime multipériodique.

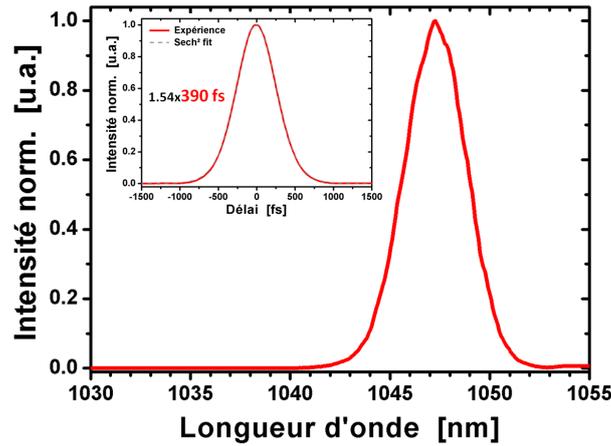


FIGURE III.23 – Spectre et trace d'autocorrélation des impulsions issues de l'oscillateur Yb:CALGO. Le spectre est centré à 1047,3 nm avec une largeur à mi-hauteur de 3,2 nm, correspondant à une durée d'impulsion de 390 fs.

### III.3.1.2 Réduction de la durée des impulsions

#### Création d'effets non-linéaires

Afin de diminuer la durée des impulsions, on insère dans la cavité des éléments permettant la génération d'effets non-linéaires. On positionne alors dans la cavité un polariseur à l'angle de Brewster (figure III.24), d'épaisseur 2 mm, permettant de maintenir la polarisation du signal laser selon la polarisation  $\sigma$  et de générer des effets non-linéaires dans le substrat de verre traversé (le "waist" du faisceau laser est de 300  $\mu\text{m}$  au niveau du polariseur).

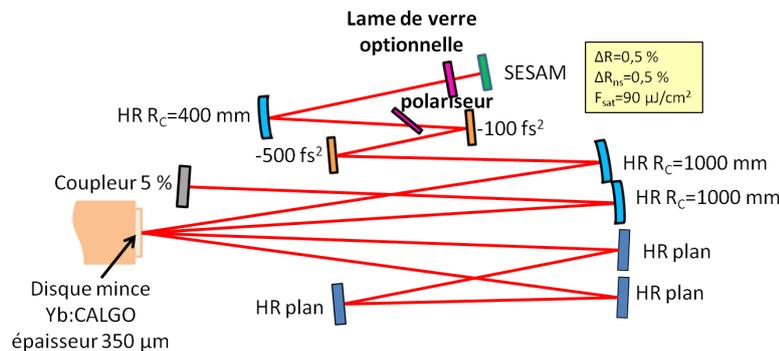


FIGURE III.24 – Schéma de l'oscillateur femtoseconde avec un polariseur et/ou une lame de verre traitée AR pour créer des effets non-linéaires.

Avec le même SESAM que précédemment et un coupleur de 5 %, on obtient des impulsions de durée 285 fs. Le spectre de l'impulsion (figure III.27) est centré à 1046 nm, de largeur à mi-hauteur 5,5 nm, correspondant à un produit  $\Delta\nu\tau$  de 0,43. Ce produit étant élevé, en ajoutant de la dispersion négative on pourrait réduire la durée de l'impulsion. La puissance moyenne est de 6,4 W pour une puissance moyenne de pompe de 74 W. On est alors limité par le régime multi-solitonique. En effet la fluence sur le SESAM est de 1,5  $\text{mJ}/\text{cm}^2$ , moins importante que précédemment mais le spectre étant plus large, les pertes du soliton liées au spectre de gain sont plus importantes.

Puis on insère dans la cavité en plus du polariseur une lame de verre traitée anti-réflexion (AR) d'épaisseur 2 mm pour générer davantage d'effets non-linéaires, elle est positionnée avant le SESAM ("waist" du faisceau laser de 250  $\mu\text{m}$ ). Dans ces conditions on réduit encore la durée des impulsions tout en étant limité, pour une puissance plus faible, par le régime multi-solitonique. On obtient dans ce cas des impulsions de 258 fs pour une puissance moyenne de 4,6 W. Le spectre de l'impulsion (figure III.27) est centré à 1045 nm, pour une largeur à mi-hauteur de 6,5 nm ( $\Delta\nu \cdot \tau$  de 0,45). La fluence sur le SESAM est de 1,04  $\text{mJ}/\text{cm}^2$ , soit un peu plus de dix fois supérieure à sa fluence de saturation. Dans ces conditions, on obtient les impulsions les plus courtes avec ce SESAM.

### Changement de SESAM

Afin d'obtenir des durées d'impulsions encore plus courtes, on décide d'utiliser un SESAM de plus grande profondeur de modulation.

Le SESAM choisi a une profondeur de modulation de 2 %, une fluence de saturation de 50  $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ , et des pertes non saturables de 3 %. Les pertes du SESAM étant plus élevées, on choisit un coupleur de coefficient de transmission 3 %.

Avec le polariseur et la lame de verre dans la cavité, l'oscillateur produit des impulsions de durée 135 fs (trace d'autocorrélation figure III.25) et de puissance moyenne 1,3 W soit une énergie de 29 nJ. Cette diminution de la puissance moyenne est liée au faible gain du milieu amplificateur, l'oscillateur est sensible aux pertes importantes de la cavité (SESAM, polariseur, lame de verre) qui obligent à diminuer la transmission du coupleur. La largeur du spectre à mi-hauteur est de 9,5 nm centré à 1043,5 nm, ce qui correspond à un produit  $\Delta\nu \cdot \Delta t$  de 0,35. L'efficacité optique-optique est de 2 %, notre cavité est très sensible aux pertes (puissance de pompe 66 W). La fluence sur le SESAM est de 0,49  $\text{mJ}/\text{cm}^2$ , soit environ dix fois sa fluence de saturation.

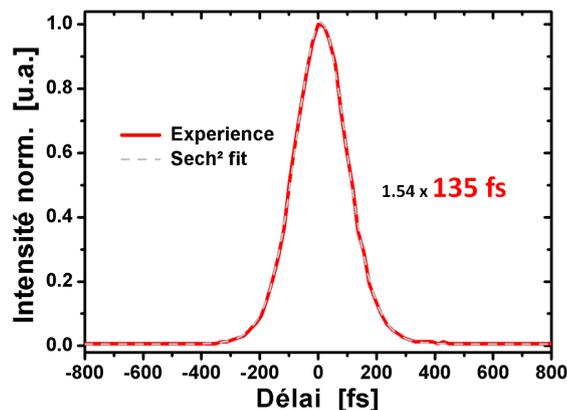


FIGURE III.25 – Trace d'autocorrélation de l'impulsion de durée 135 fs.

Une fois encore, les impulsions les plus courtes sont obtenues pour une fluence sur le SESAM d'environ dix fois la fluence de saturation. Pour des fluences plus élevées, le régime multi-solitons est favorisé (figure III.26). Cependant, on observe également le régime multi-solitons pour des fluences plus élevées et une durée d'impulsions plus longue.

On note également des pertes importantes au niveau du polariseur, 530 mW, indiquant une dépolarisation du signal laser à la traversée du cristal, du fait de son orientation. On représente sur la figure III.27, l'évolution du spectre de l'oscillateur pour les différentes configurations présentées précédemment.

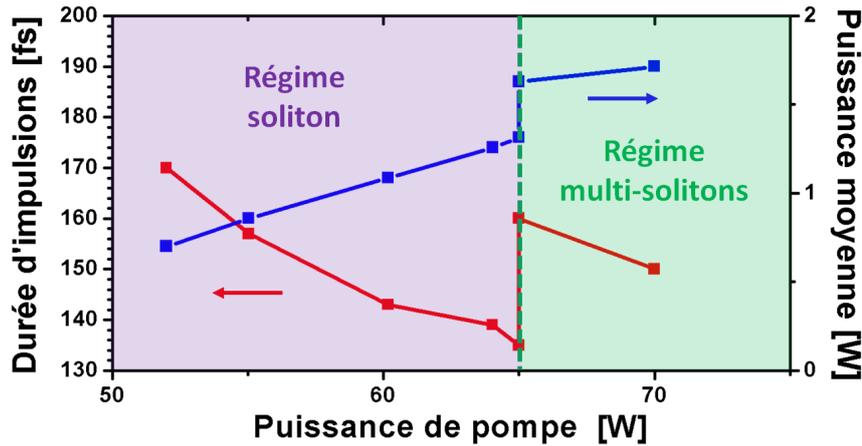


FIGURE III.26 – Évolution de la durée d'impulsions et de la puissance moyenne de l'oscillateur en fonction de la puissance de pompe. On remarque le passage d'un régime solitonique à un régime multi-solitonique pour une durée d'impulsions de 135 fs, la durée d'impulsion et la puissance moyenne augmentent brutalement (spectre plus fin donc moins de pertes spectrales).

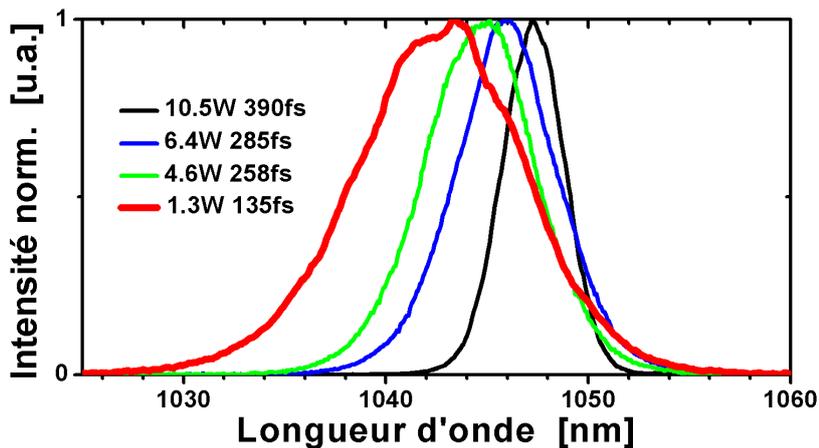


FIGURE III.27 – Évolution des spectres des impulsions pour les différents oscillateurs.

### III.3.1.3 Accordabilité de l'oscillateur

En jouant sur l'orientation du polariseur, on peut modifier les pertes spectrales de la cavité et la polarisation du laser. On représente la cavité de l'oscillateur permettant de générer les impulsions de 135 fs sur la figure III.28, et l'on indique les angles  $\theta$  et  $\Phi$  du polariseur que l'on peut modifier. L'angle  $\theta$  (rotation dans le plan de la figure) modifie les pertes spectrales de la cavité (transmission spectrale du polariseur varie en fonction de  $\theta$ ) et l'angle  $\Phi$  (rotation dans le plan perpendiculaire de la figure) la polarisation du système.

En modifiant l'angle  $\theta$ , on obtient une accordabilité du signal laser entre 1038 et 1045 nm pour une durée d'impulsion inférieure à 160 fs. Puis en modifiant la polarisation du signal laser de  $5^\circ$ , on observe le décalage du spectre de l'impulsion vers les basses longueurs d'onde. On obtient alors des impulsions de 158 fs, dont le spectre est centré à 1032 nm, avec une puissance moyenne de 1,7 W. On représente le spectre de ces impulsions sur la figure III.29.

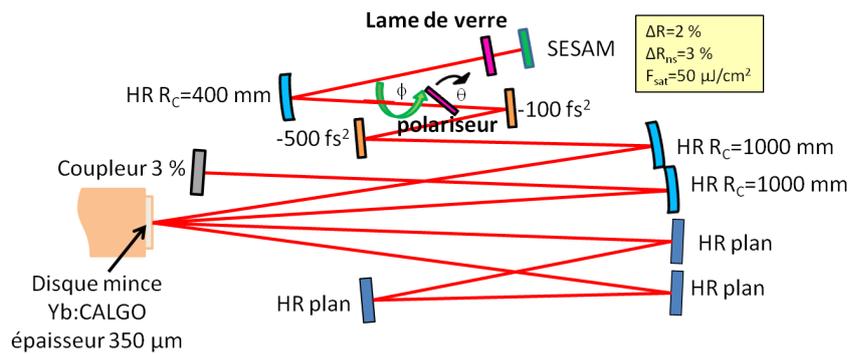


FIGURE III.28 – Schéma de l'oscillateur permettant de générer des impulsions de durée 135 fs à la cadence de 45 MHz. Par rapport au schéma III.24, le coupleur et le SESAM sont différents.

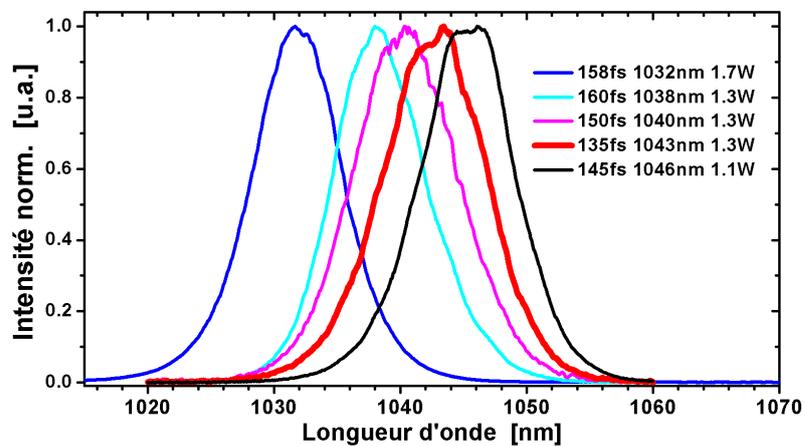


FIGURE III.29 – Spectres de l'oscillateur obtenus en faisant varier l'orientation du polariseur, modifiant les pertes spectrales et la polarisation de l'oscillateur.

### III.3.1.4 Bilan intermédiaire

On rappelle les principaux résultats obtenus dans le tableau suivant III.1. On remarque tout d'abord une forte sensibilité aux pertes de notre oscillateur, qui limite sa puissance moyenne. Afin d'augmenter le gain du système et d'envisager de meilleures efficacités, une des perspectives est d'utiliser des cristaux de CALGO plus dopés en ions ytterbium. Il faut cependant prendre en compte l'évolution de ses propriétés thermiques, puisque dans notre cas le disque est épais pour cette technologie (350 µm).

Les performances en termes de durée sont, quant à elles, très intéressantes, et montrent le potentiel du cristal pour la génération d'impulsions courtes de forte puissance moyenne dans cette configuration.

Enfin on note qu'une des principales limitations de ces systèmes, est le régime multi-solitons lié à une trop forte saturation du SESAM. En le saturant moins, on peut espérer pomper plus fort ces cristaux et obtenir de plus forte puissance moyenne. N'ayant pas de cristaux plus dopés à notre disposition, on va donc travailler dans cette direction, qui est l'objet de la prochaine partie.

Durée (fs)	Coupleur (%)	Dispersion par AR (fs <sup>2</sup> )	SESAM			$F_{SESAM}$ (mJ/cm <sup>2</sup> )	$P_{laser}$ (W)	$E_{impulsion}$ (μJ)	$\eta_{opt-opt}$ (%)
			$\Delta R$	$\Delta R_{ns}$	$F_{sat}$				
135	3	-1200	2,0%	3,0%	50μJ/cm <sup>2</sup>	0,49	1,3	0,029	2
258	5	-1200	0,5%	0,5%	90μJ/cm <sup>2</sup>	1,04	4,6	0,1	5
285	5	-1200	0,5%	0,5%	90μJ/cm <sup>2</sup>	1,5	6,4	0,14	9
390	5	-1000	0,5%	0,5%	90μJ/cm <sup>2</sup>	2,4	10,5	0,23	11,5

TABLE III.1 – Bilan des résultats obtenus à la cadence de 45 MHz.

### III.3.2 Démonstration d'un oscillateur femtoseconde de forte puissance moyenne

#### III.3.2.1 Changement du support du cristal

Afin d'augmenter la puissance de pompe de l'oscillateur, une nouvelle cavité est développée, figure III.30.

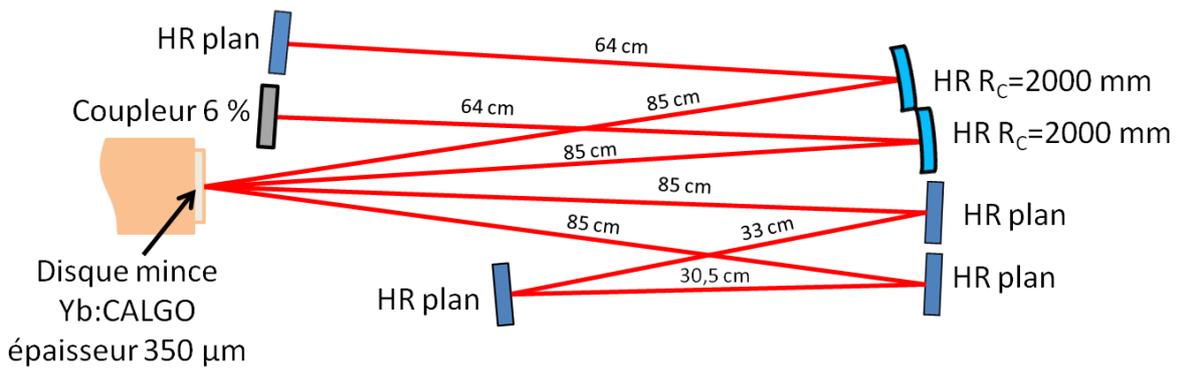


FIGURE III.30 – Cavité laser continu pour la plus forte puissance moyenne.

Nous utilisons une diode laser de pompe délivrant une puissance de 230 W que nous imageons sur le cristal pour obtenir un diamètre de 2,9 mm, soit au maximum une intensité de pompe de 3,5 kW/cm<sup>2</sup>. La cavité laser permet au faisceau de traverser 8 fois le cristal par aller-retour. La taille du waist du faisceau laser sur le cristal est de 1,05 mm.

Nous utilisons le cristal des expériences précédentes (boule 2, 350 μm, dopage réel 1,2 %, diamètre du cristal 6 mm), collé sur une monture en cuivre. Nous observons alors, en augmentant la puissance de pompe, un fort astigmatisme du faisceau laser, qui ne peut pas être compensé par la cavité (figure III.31).

En tournant le cristal on remarque que l'axe de la déformation tourne également du même angle. Ceci indique que cette déformation est liée aux propriétés thermiques du cristal, différentes selon la polarisation  $\pi$  ou  $\sigma$ . Afin d'améliorer l'évacuation de la charge thermique du cristal, on choisit un support en diamant pour le cristal.

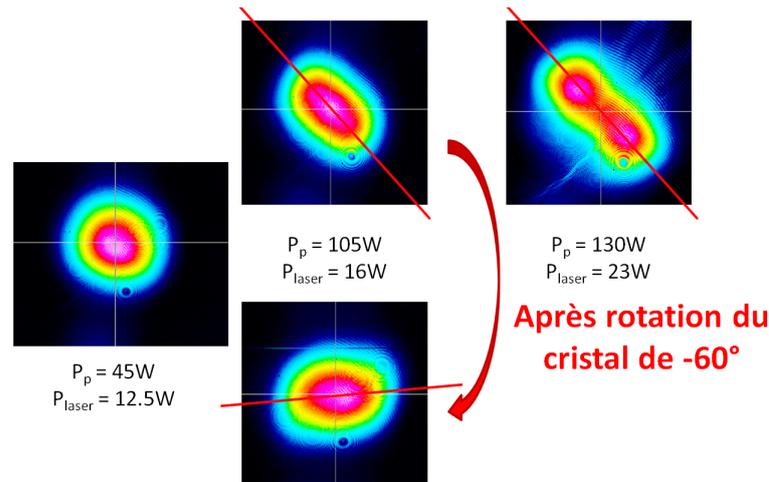


FIGURE III.31 – Observation de la déformation du mode laser lorsque l'on augmente la puissance de pompe (diamètre du faisceau de pompe 2,9 mm).

### III.3.2.2 Résultats en cavité laser multimode

On aligne une cavité linéaire simple, le cristal jouant le rôle de miroir actif et un coupleur plan de transmission 2 %, distants de 500 mm. On mesure dans un premier temps avec une caméra thermique la température de cristaux collés l'un sur un support en cuivre et l'autre en diamant avec effet laser, figure III.32.

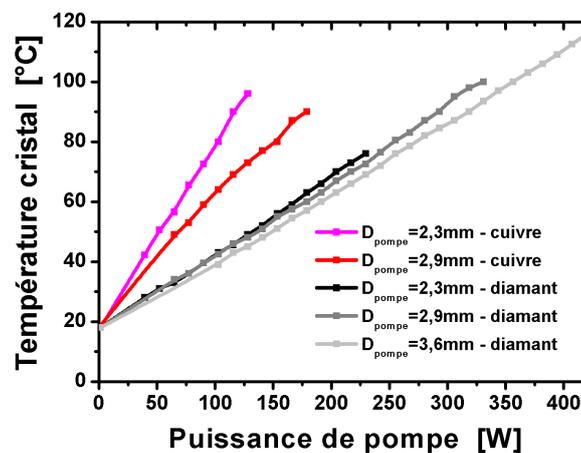


FIGURE III.32 – Évolution de la température de deux cristaux collés sur des montures différentes : cuivre et diamant pour différentes tailles de faisceau de pompe. La température du cristal sans pompe est de 18 °C.

On remarque que le cristal collé sur une monture en diamant peut-être pompé beaucoup plus fort avant d'atteindre une température critique d'environ 100 °C, la charge thermique est donc bien mieux évacuée. Du fait de la coupe du cristal, il est alors très important de limiter les effets thermiques à l'origine d'une lentille asymétrique ne pouvant être compensée par la cavité.

On mesure également la puissance laser obtenue pour cette cavité multimode avec un coupleur de 2 % (figure III.33).

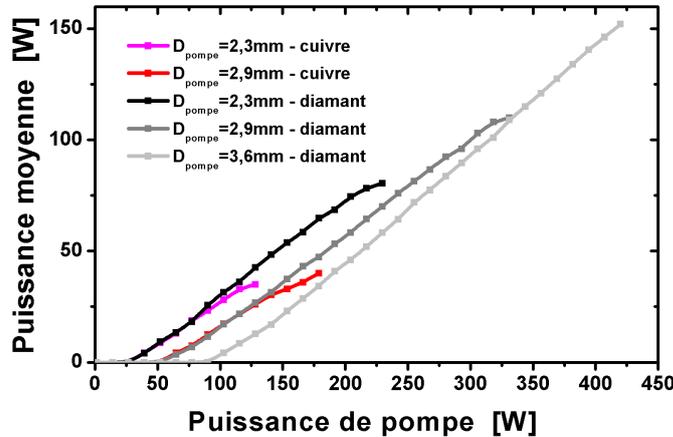


FIGURE III.33 – Comparaison des puissances laser mesurées en régime continu pour deux cristaux refroidis sur des montures différentes (cuivre et diamant), pour des diamètres de faisceau de pompe différents. La cavité est multimode avec un coupleur de transmission de 2 %.

Grâce au meilleur refroidissement du cristal collé sur diamant on peut augmenter la puissance de pompe avant d'observer une baisse de l'efficacité optique-optique. On atteint alors des efficacités de 36 %. Avec un faisceau de pompe de diamètre 3,6 mm (modification de l'afocal entre la sortie fibrée de la diode laser et le cristal), on obtient une puissance laser de 152 W pour 420 W de pompe.

### III.3.2.3 Oscillateur femtoseconde de forte puissance moyenne

On utilise un cristal issu de la deuxième boule, de 350  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, collé désormais sur un support en diamant. On aligne la cavité présentée figure III.30 avec ce cristal, le faisceau de pompe a un diamètre de 2,9 mm. Le coupleur optimal possède un coefficient de transmission de 6 % (figure III.34), et on mesure une puissance laser maximale en régime continu de 48 W (monomode spatial), correspondant à une efficacité optique-optique de 24 %.

On insère ensuite dans cette cavité des miroirs dispersifs et un SESAM pour obtenir le régime de blocage des modes en phase (figure III.35). Le SESAM possède une profondeur de modulation de 0,5 %, des pertes non-saturables de 0,5 % et une fluence de saturation de 90  $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ . On utilise un miroir de rayon de courbure 1250 mm pour focaliser le faisceau laser sur le SESAM avec un waist de 700  $\mu\text{m}$ . La dispersion ajoutée est de -2000  $\text{fs}^2$  par aller-retour et on garde un coupleur de coefficient de transmission 6 %. La cadence de l'oscillateur est de 23 MHz.

Sans lame de verre dans la cavité on obtient un régime de blocage de mode à partir d'une puissance de pompe de 130 W. Pour une puissance de pompe de 230 W, l'oscillateur produit des impulsions de durée 300 fs et de puissance moyenne 28 W. Le spectre des impulsions est centré à 1042 nm (figure III.36) de largeur à mi-hauteur 5 nm, correspondant à un produit  $\Delta\nu \cdot \Delta t$  de 0,41. Le spectre présente une composante continu à 1044 nm. L'énergie des impulsions est alors de 1,3  $\mu\text{J}$ , l'efficacité optique-optique de 13 % et la fluence sur le SESAM de 1,8  $\text{mJ}/\text{cm}^2$ . On mesure un  $M^2$  de 1,1.

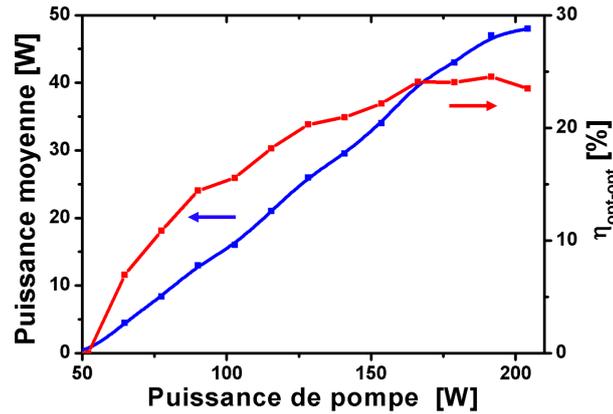


FIGURE III.34 – Évolution de la puissance laser et de l'efficacité optique-optique en fonction de la puissance de pompe, pour un coupleur de 6 % en régime continu.

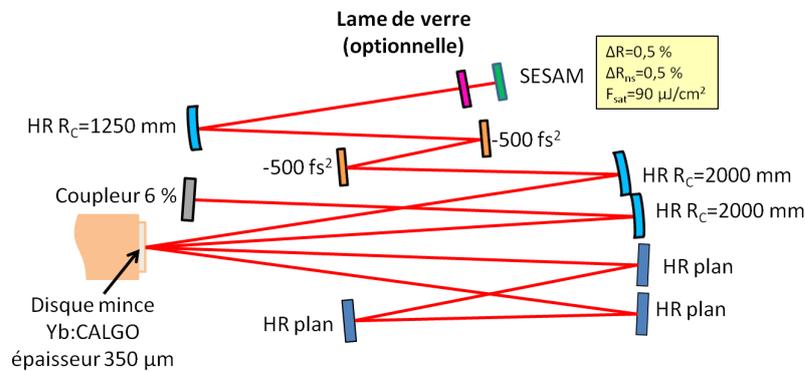


FIGURE III.35 – Schéma de l'oscillateur femtoseconde de forte puissance moyenne. Le diode laser de pompe émet une puissance de 230 W, le diamètre du faisceau de pompe est de 2,9 mm. Le waist du faisceau laser sur le cristal est de 1,05 mm et sur le SESAM de 0,7 mm. Le taux de répétition de l'oscillateur est de 23 MHz.

En introduisant la lame de verre dans la cavité, on crée des effets non-linéaires. Dans ce cas pour une puissance de pompe de 230 W, on génère des impulsions de durée 197 fs et de puissance moyenne 20 W (énergie 0,9  $\mu\text{J}$  et efficacité optique-optique de 9 %). On est alors à la limite du régime multi-solitons, la fluence sur le SESAM est de 1,3  $\text{mJ}/\text{cm}^2$ . Dans ce cas le spectre est centré à 1040,5 nm pour une largeur à mi-hauteur de 6 nm, ce qui correspond à un produit  $\Delta\nu \cdot \Delta t$  de 0,33. On représente sur la figure III.36 les spectres de ces impulsions.

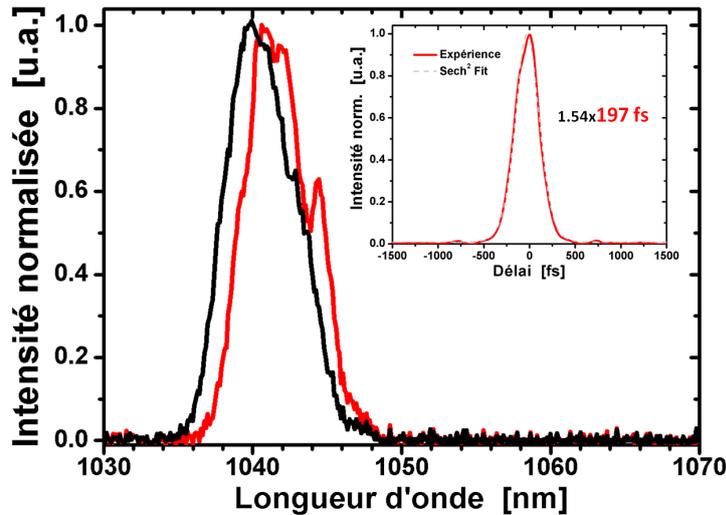


FIGURE III.36 – Spectres des impulsions issues de l’oscillateur Yb:CALGO pompé avec une puissance moyenne de 230 W, en rouge lorsque la lame de silice n’est pas présente dans la cavité, la puissance laser est de 28 W et en noir lorsqu’elle l’est, avec une puissance laser de 20 W. On représente également la trace d’autocorrélation de l’impulsion générée avec une puissance moyenne de 20 W, de durée 197 fs.

On résume les performances des principaux oscillateurs femtoseconde Yb:CALGO développés durant cette thèse, dans le tableau suivant :

Support	Fréq. (MHz)	Durée (fs)	OC (%)	Disp. par AR (fs <sup>2</sup> )	SESAM			$F_{SESAM}$ (mJ/cm <sup>2</sup> )	$P_{las}$ (W)	E (μJ)	$\eta_{opt-opt}$ (%)
					$\Delta R$	$\Delta R_{ms}$	$F_{sat}$				
C	45	135	3	-1200	2,0%	3,0%	50μJ/cm <sup>2</sup>	0,49	1,3	0,029	2
C	45	390	5	-1000	0,5%	0,5%	90μJ/cm <sup>2</sup>	2,4	10,5	0,23	11,5
D	23	197	6	-2000	0,5%	0,5%	90μJ/cm <sup>2</sup>	1,3	20	0,9	9
D	23	300	6	-2000	0,5%	0,5%	90μJ/cm <sup>2</sup>	1,8	28	1,3	13

TABLE III.2 – Bilan des principaux résultats obtenus pour l’oscillateur Yb:CALGO. C :cuivre, D :diamant et OC : coupleur de sortie.

Les premiers résultats pour ce type d’oscillateur avec des cristaux d’Yb:CALGO en disque mince ont été démontrés. Grâce à ses bonnes propriétés mécaniques et thermiques, l’Yb:CALGO semble particulièrement adapté à cette technologie. Des performances très encourageantes en termes de durée d’impulsions et de puissance moyenne ont été obtenues. En comparaison d’autres résultats publiés pour des oscillateurs à disque mince (figure III.37), ce matériau possède une position très intéressante pour le développement d’oscillateurs courts de forte puissance moyenne.

De nouveaux cristaux plus dopés, plus fins, orientés pour obtenir une lentille thermique symétrique, devraient permettre l’amélioration des performances existantes. On peut ainsi espérer diminuer la sensibilité aux pertes de l’oscillateur grâce à un gain plus important, et améliorer l’efficacité optique-optique de nos systèmes. Par ailleurs afin de s’éloigner du régime multi-solitons (lorsque la puissance moyenne augmente et que la durée des impulsions diminue),

on envisage d'utiliser des SESAM de fluence de saturation plus élevée ( $> 100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ), tout en limitant au maximum leurs pertes non-saturables responsables de pertes pour la cavité et d'échauffement pour le SESAM.

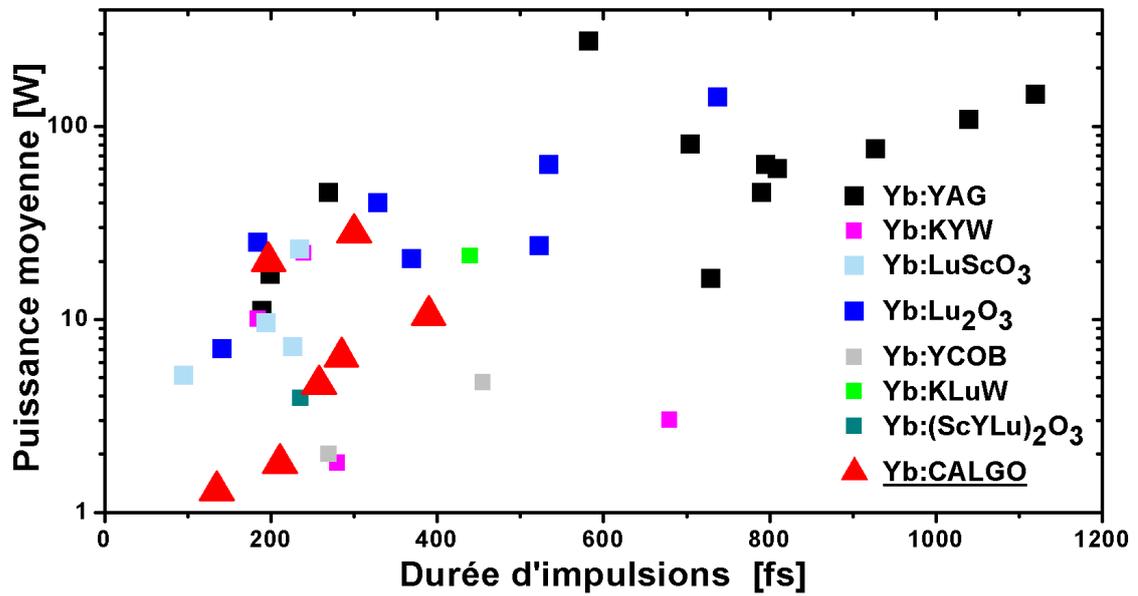


FIGURE III.37 – État de l'art des oscillateurs "thin-disk" de forte puissance moyenne.

### III.4 Vers les amplificateurs régénératifs

Pour cette partie, on reprend la cavité présentée figure III.15, avec une diode laser de puissance moyenne 90 W. On réalise une cavité laser en régime déclenché en y insérant un polariseur et une cellule de Pockels, figure III.38. Ce régime permet d'estimer le potentiel de ce laser en amplificateur, ceci en termes de puissance, d'énergie et de durée éventuellement accessibles. Le cristal est issu de la boule 2, orienté pour obtenir un effet laser selon la polarisation  $\sigma$ .

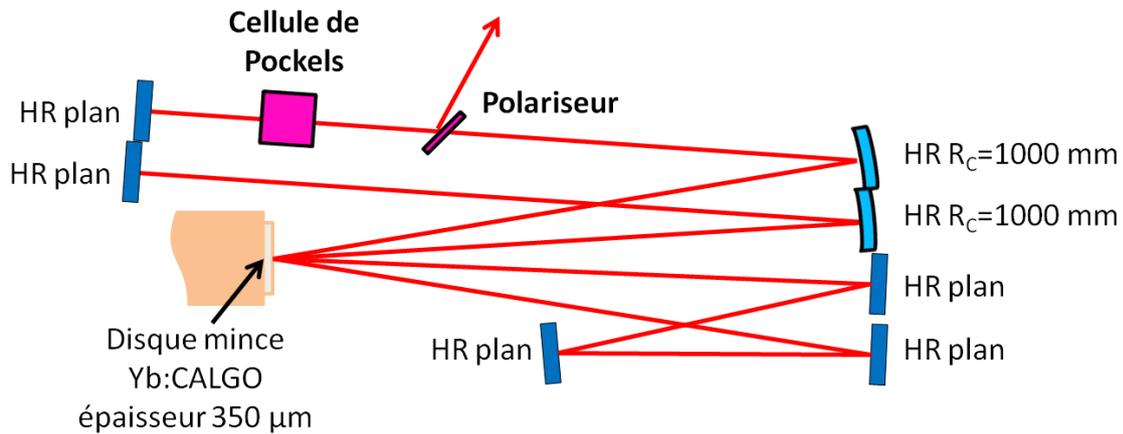


FIGURE III.38 – Schéma de la cavité laser en régime déclenché.

On représente figure III.39, le spectre obtenu en régime déclenché à la cadence de 1 kHz. Ce spectre est modulé comme dans le régime continu à cause du phénomène de "spatial hole burning". Il est centré à 1040 nm avec une largeur à mi-hauteur d'environ 15 nm, attestant de la possibilité d'amplifier des impulsions d'une centaine de femtosecondes.

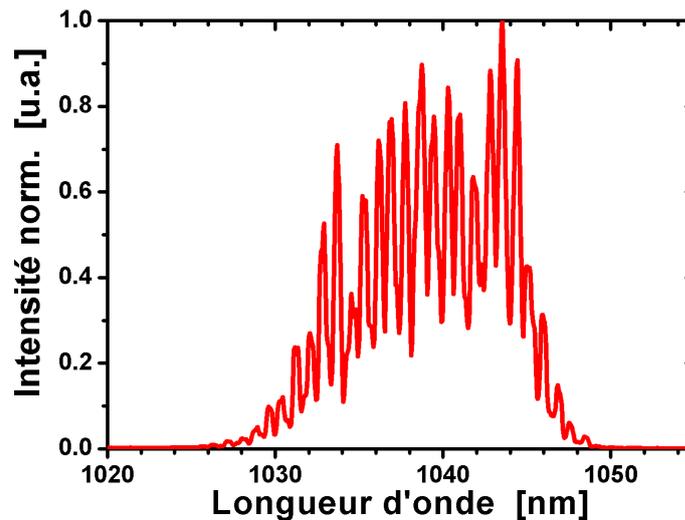


FIGURE III.39 – Spectre d'une impulsion obtenue en régime déclenché à la cadence d'1 kHz.

La figure III.40 montre l'évolution de la puissance moyenne et de l'énergie en fonction de la cadence. À basse cadence ( $< 1$  kHz), nous avons obtenu des énergies supérieures au mJ, et à haute cadence la puissance moyenne augmente pour atteindre 4,5 W à 10 kHz, correspondant

à une efficacité optique-optique de 4,5 %. Cette faible efficacité est liée aux pertes de la cavité, et à une dépolarisation du faisceau laser lors de la traversée du cristal, déjà observée lors de l'insertion du polariseur dans la cavité oscillateur (orientation du cristal). On remarque que les temps d'amplification sont très élevés, supérieurs à 13  $\mu\text{s}$ , correspondant à un nombre d'allers-retours dans la cavité d'environ 700 ! Ce gain très faible de l'amplificateur atteste de pertes importantes liées à la dépolarisation du faisceau laser à la traversée du cristal. La coupe de ce cristal est donc très problématique lorsque des éléments polarisants sont présents dans la cavité.

Le régime multi-périodique apparaît pour des cadences supérieures à 5 kHz, on ne peut alors plus extraire l'impulsion au point d'inflexion (le temps de fluorescence de l'Yb:CALGO, 0,42 ms est bien moins élevé que celui de l'Yb:CaF<sub>2</sub>). On représente sur la figure III.41 le mode laser aux cadences d'1 kHz et 10 kHz, on remarque la présence d'une faible lentille thermique à haute cadence (mode plus petit).

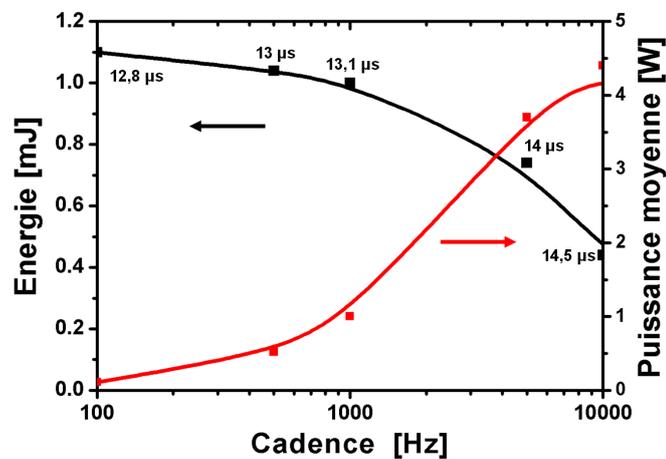


FIGURE III.40 – Évolution de l'énergie de l'impulsion ns et de sa puissance moyenne en fonction de la cadence. À chaque cadence le temps d'amplification est indiqué.

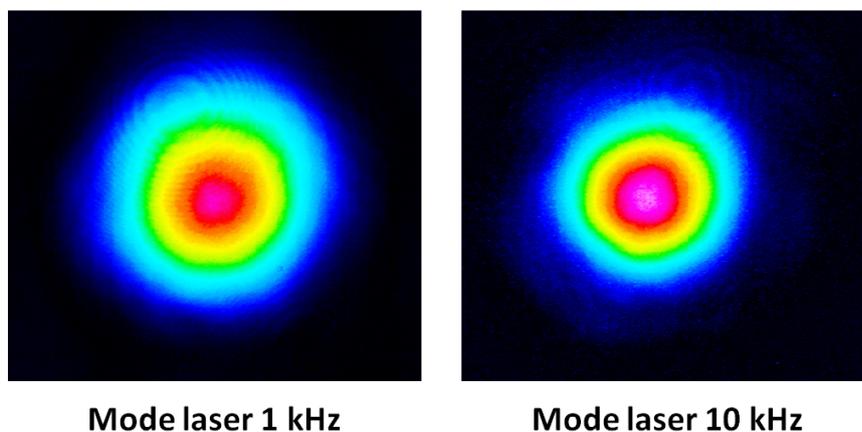


FIGURE III.41 – Représentation du profil du faisceau laser aux cadences d'1 kHz et 10 kHz.

## Conclusion

Un oscillateur de type "thin-disk" avec un cristal d'Yb:CALGO a été développé pour la première fois. Dans un premier temps des impulsions très courtes pour ce type d'oscillateur ont été obtenues (135 fs 1,3 W), avec cependant une puissance moyenne limitée. Puis des résultats à plus forte puissance moyenne ont été démontrés (20 W 200 fs / 28 W 300 fs). On souligne que ce matériau est particulièrement adapté à la technologie disque mince par ses propriétés mécaniques et thermiques. Son potentiel pour la génération d'impulsions courtes et de fortes puissances moyennes a été mis en évidence. Des améliorations sont envisagées pour permettre d'obtenir de meilleures efficacités optique-optique, une moins grande sensibilité aux pertes et à l'introduction d'éléments polarisants dans la cavité, avec l'utilisation de cristaux plus dopés, plus fins et coupés selon l'axe  $c$  (vecteur d'onde du champ électrique parallèle à l'axe optique  $c$  et champ électrique d'orientation  $\sigma$ ).

Par ailleurs cette technologie est bien adaptée pour le développement d'amplificateur de forte puissance moyenne. Les résultats préliminaires présentés en régime déclenché montre la possibilité d'amplifier des impulsions d'une centaine de femtosecondes, mais les pertes liées à la dépolarisation dans le cristal et le faible gain du matériau ont limité les performances du système.

Ainsi l'intérêt de ce cristal pour la génération d'impulsions courtes de forte puissance moyenne à haute cadence a été validé, des expériences prochaines devraient permettre la génération d'impulsions d'une centaine de femtosecondes à des puissances proche de la centaine de watts.

## Chapitre IV

# Durée, puissance, énergie : l'apport de la cryogénie pour l'Yb:CaF<sub>2</sub>

Les propriétés spectroscopiques et thermiques des matériaux sont très dépendantes de la température, celles des matériaux dopés à l'ytterbium particulièrement puisqu'à température ambiante le niveau bas de la transition laser est peuplé thermiquement. Ces modifications ont alors une forte influence sur le gain du matériau et son comportement pour de fortes puissances de pompe.

L'intérêt de la cryogénie est bien connu, mais dans cette partie nous nous intéressons particulièrement à l'Yb:CaF<sub>2</sub>. Nous allons étudier ses modifications spectroscopiques et thermiques à température cryogénique. Nous montrerons expérimentalement, l'intérêt de ce refroidissement pour l'obtention de très fortes puissances moyennes. Puis nous parlerons de la possibilité d'accéder à un effet laser de très faible défaut quantique, grâce aux modifications de ses propriétés spectroscopiques.

### IV.1 Évolution des propriétés spectroscopiques à basse température

A température cryogénique, le champ électrique constitué par les atomes de la matrice CaF<sub>2</sub> perturbe moins l'ion ytterbium limitant l'élargissement des pics d'émission. Les sections efficaces sont alors plus structurées. Les figures IV.1 et IV.2 présentent l'évolution des sections efficaces d'absorption et d'émission de l'Yb:CaF<sub>2</sub> en fonction de la température.

On remarque sur la figure IV.1, que le pic d'absorption à 980 nm augmente d'un facteur 2,7 lorsque l'on refroidit le cristal à la température de l'azote liquide, 77 K. Cependant ce pic devient plus étroit. A 300 K il est centré à 979,7 nm avec une largeur à mi-hauteur de 20 nm, alors qu'à 77 K, le pic se décale vers les hautes longueurs d'onde à 980,9 nm avec une largeur à mi-hauteur de 3 nm. La longueur d'onde du pic d'absorption reste adaptée à la longueur d'onde d'émission des diodes laser. On note également une forte diminution de la réabsorption à la longueur d'onde laser, étant synonyme de gain laser et d'efficacité des systèmes plus importants.

En diminuant la température, la section efficace d'émission devient elle aussi plus structurée. Cette structuration diminue la largeur du spectre de gain et donc peut rendre plus difficile la génération d'impulsions très courtes. Par ailleurs, le pic à 1033 nm est deux fois plus élevé à 77 K qu'à 300 K, la fluence de saturation à cette longueur d'onde passe alors de 73,4 J/cm<sup>2</sup> à 300 K (32 kW/cm<sup>2</sup>) à 39 J/cm<sup>2</sup> à 77 K (17 kW/cm<sup>2</sup>). Cette évolution significative peut simplifier fortement la conception des amplificateurs Yb:CaF<sub>2</sub>, cependant le refroidissement du cristal à cette température peut-être problématique.

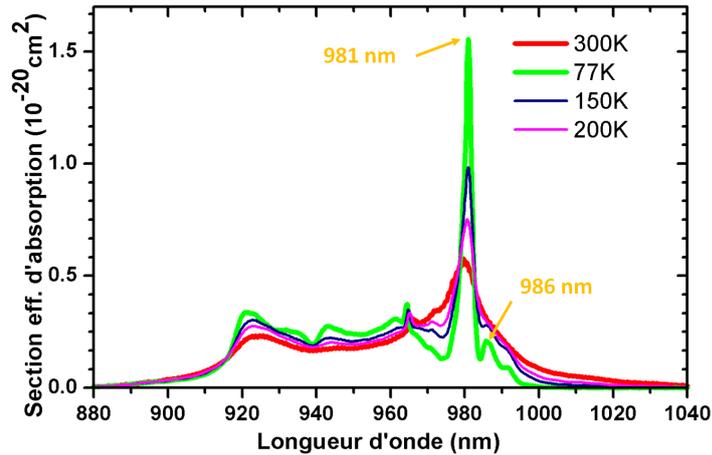


FIGURE IV.1 – Évolution de la section efficace d'absorption de l'Yb:CaF<sub>2</sub> en fonction de la température (données du CIMAP).

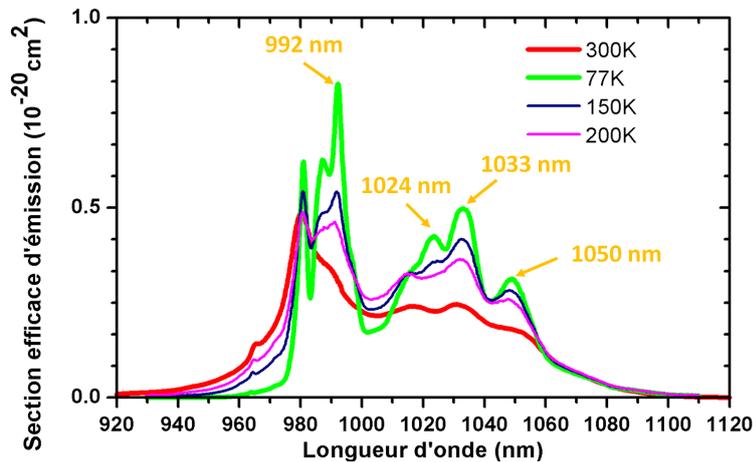
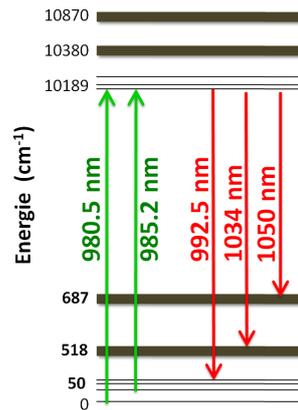


FIGURE IV.2 – Évolution de la section efficace d'émission de l'Yb:CaF<sub>2</sub> en fonction de la température (données du CIMAP).

On remarque également l'apparition d'un pic à 992 nm, permettant d'obtenir un défaut quantique très faible lorsque le cristal est pompé à 981 nm (voire 986 nm), et donc une charge thermique limitée dans le cristal. Ce pic étroit ne permet cependant pas la génération d'impulsions courtes à cette longueur d'onde.

La longueur d'onde moyenne de fluorescence évolue également, elle est de 1004 nm à température ambiante et de 1018 nm à 77 K. Ainsi le défaut quantique de fluorescence est presque 50 % plus élevé à température cryogénique ( $\eta_{fluor} = 2,3$  % à température ambiante et  $\eta_{fluor} = 3,7$  % à 77 K).

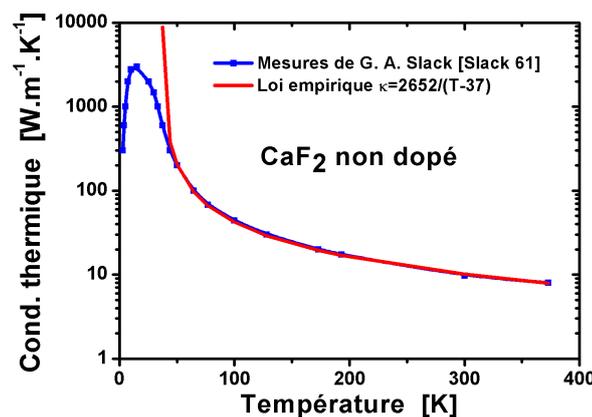
On rappelle le diagramme énergétique de l'Yb:CaF<sub>2</sub> sur la figure IV.3. Les niveaux bas laser se dépeuplent lorsque l'on diminue la température, la longueur d'onde d'émission en régime continu a alors tendance à se décaler de 1050 à 1034 puis 992 nm, où le gain est le plus élevé.

FIGURE IV.3 – Diagramme énergétique simplifié de l'ion ytterbium dans la matrice CaF<sub>2</sub>.

## IV.2 Évolution des propriétés thermiques

Dans le premier chapitre, on a étudié les propriétés thermiques à température ambiante du CaF<sub>2</sub>, et notamment l'évolution de sa conductivité thermique en fonction du dopage. Ces propriétés évoluent avec la température, et dans le cas général en diminuant la température, elles deviennent plus favorables à la forte puissance moyenne.

On représente sur la figure IV.4 l'évolution de la conductivité thermique du CaF<sub>2</sub> non dopé en fonction de la température, mesures issues de [Slack 61]. La conductivité thermique atteint une valeur maximale pour 15 K d'environ 3000 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>. A partir de 50 K, on peut définir une loi empirique donnant l'évolution de la conductivité thermique en fonction de la température :  $\kappa_0 = 2652/(T - 37)$ . A 77 K, la conductivité thermique du cristal non dopé est alors de 68 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>, soit sept fois plus élevée qu'à température ambiante (9,7 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> à 300 K).

FIGURE IV.4 – Évolution de la conductivité thermique du CaF<sub>2</sub> en fonction de la température. Les mesures sont extraites de [Slack 61] et l'on déduit une loi empirique à partir de 50 K.

Le coefficient d'expansion thermique quant à lui, est divisé par plus de 4 à 77 K, pour atteindre une valeur de  $4,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  ( $18,9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  à température ambiante). Cette forte diminution entraîne une forte baisse du coefficient thermo-optique à  $-3,28 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ . Les modifications importantes des propriétés du cristal permettent d'améliorer sa gestion des effets thermiques et sa résistance aux chocs thermiques par un facteur d'environ 30.

Comme on a noté dans le premier chapitre, la conductivité thermique diminue lorsque le dopage du cristal augmente. En diminuant la température, habituellement la conductivité thermique d'un cristal dopé augmente mais moins fortement que lorsqu'il n'est pas dopé. On observe ce comportement avec des cristaux de YAG dopés ou non (figure IV.5). A 100 K, la conductivité thermique du cristal de YAG non dopé est de  $46 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , du cristal de YAG dopé 2 % de  $34 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et pour le cristal de YAG dopé 15 % elle est de  $16,5 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  (mesures issues de [Aggarwal 05]).

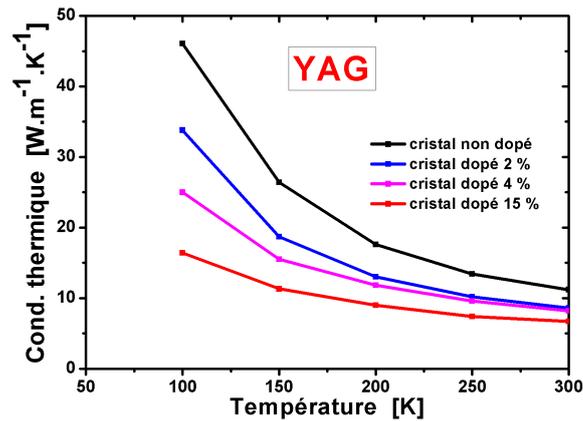


FIGURE IV.5 – Évolution de la conductivité thermique du YAG dopé ou non en fonction de la température. Les données sont extraites de [Aggarwal 05].

Dans le cas du CaF<sub>2</sub> dopé, les figures IV.6 et IV.7 montrent une évolution très particulière de la conductivité thermique à basse température. Les résultats expérimentaux sont issus des références [Popov 08, Cardinali 11]. En effet, pour un dopage en ions ytterbium supérieur à 1 %, la conductivité thermique diminue légèrement lorsqu'on refroidit le cristal. Ce comportement est habituellement observé pour des matériaux amorphes, très désordonnés, et non pas pour des cristaux. L'augmentation de la conductivité thermique en diminuant la température est seulement observée pour des cristaux de CaF<sub>2</sub> ayant un dopage inférieur à 0,1 %. Ce comportement singulier semble lié à l'apparition d'agrégats pour de plus forts dopages.

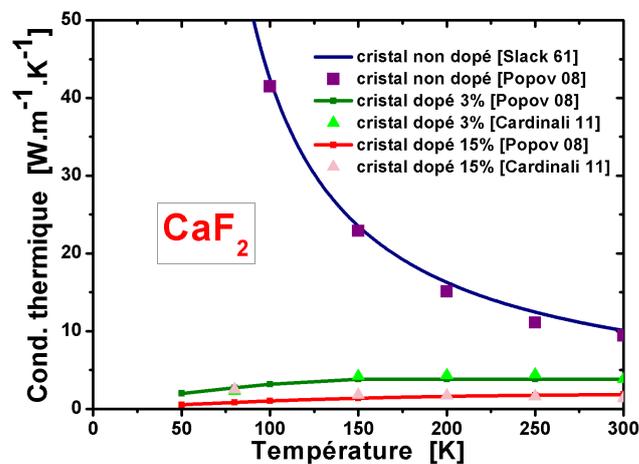


FIGURE IV.6 – Évolution de la conductivité thermique du CaF<sub>2</sub> dopé ou non en fonction de la température. Les données sont extraites de [Slack 61, Popov 08, Cardinali 11].

L'expression I.10 déduite du modèle de P.G. Klemens [Klemens 60], exprimant l'évolution de la conductivité thermique en fonction du dopage, peut être redéfini de la manière suivante [Gaumé 02]

$$\kappa_C = \beta \sqrt{\frac{\kappa_0}{d}} \arctan \left( \frac{\sqrt{\kappa_0 d}}{\beta} \right) \quad (\text{IV.1})$$

avec  $\kappa_0$  la conductivité thermique du cristal non dopé,  $d$  le dopage du cristal et  $\beta$  un facteur constant, égal à 0,28 pour l'Yb:CaF<sub>2</sub> à température ambiante.

Normalement, ce facteur  $\beta$  est quasi-indépendant de la température. Cependant dans le cas du CaF<sub>2</sub>, on remarque sur la figure IV.7, que si l'on ne change pas ce coefficient les points expérimentaux sont très éloignés de la courbe théorique. En prenant à 77 K une valeur de  $\beta$  égale à 0,05, bien différente de la valeur à température ambiante, on retrouve une courbe théorique en accord avec les points expérimentaux. Ainsi le comportement thermique de ce matériau est très atypique.

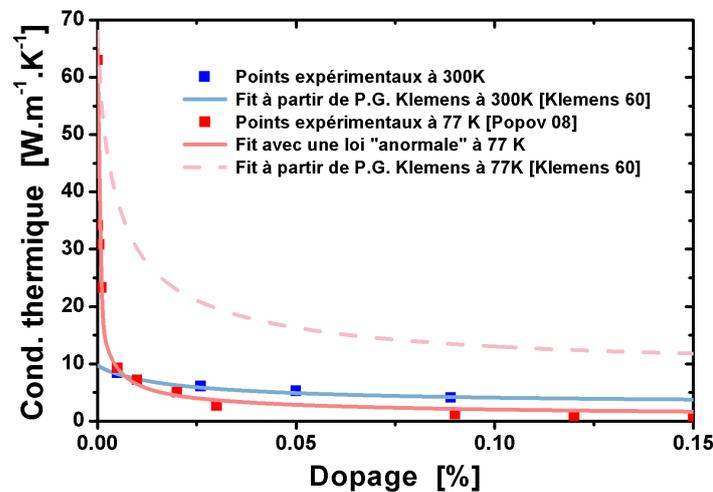


FIGURE IV.7 – Évolution de la conductivité thermique du CaF<sub>2</sub> en fonction du dopage à 77 K et 300 K. Les courbes théoriques sont calculées à partir de l'expression I.10. Les données expérimentales à 77 K sont extraites de [Popov 08].

Le dopage du cristal de CaF<sub>2</sub> est donc un élément important à prendre en compte. La diminution de la température d'un cristal dopé (supérieur à 1 %) n'améliore pas sa conductivité thermique, mais sa résistance aux chocs thermiques augmente cependant d'un facteur proche de 4 pour un dopage d'environ 2,5 %.

L'évolution des propriétés thermiques du CaF<sub>2</sub> dopé avec la température n'est pas aussi bénéfique que ce qui est observé pour d'autres matériaux. Le refroidissement du cristal à des températures cryogéniques permet tout de même l'obtention d'un gain plus élevé (augmentation des sections efficaces d'émission) et une meilleure résistance aux chocs thermiques. Cependant, son spectre de gain devient plus structuré.

Dans la partie suivante, on présente des résultats expérimentaux en régime continu avec un cristal refroidi à la température de l'azote liquide. On souhaite vérifier expérimentalement l'évolution des propriétés du cristal à cette température.

On compare dans le tableau suivant les propriétés du CaF<sub>2</sub> à température ambiante et à 77 K.

CaF <sub>2</sub> non dopé	A 273 K	A 77 K
Conductivité thermique $\kappa$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	9,7	68
Coef. d'expansion thermique $\alpha_T$ (10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )	18,9	4,5
Paramètre de choc thermique $R_T$ (W.m <sup>-1</sup> )	<100> 430 / <111> 705	<100> 12600 / <111> 20500
$\chi(\text{dn/dT})$ (10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )	-10,6	-3
$\chi(\text{stress})=2n^3\alpha_T C_{r,\theta}$ (10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )	-11,0	-2,6
$\chi(\text{dilatation})=(n-1)(1+\nu)\alpha_T$ (10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )	9,8	2,35
$\chi = \chi(\text{dilatation}) + \chi(\text{stress}) + \chi(\text{dilatation})$ (10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )	-11,8	-3,25
CaF <sub>2</sub> dopé 2,5 %	A 273 K	A 77 K
$\lambda_L$ standard (nm)	1053	1034
$\lambda_P$ standard (nm)	979,7	980,9
Sect. eff. d'abs. à $\lambda_P$ (10 <sup>-20</sup> cm <sup>2</sup> )	0,54	1,7
Sect. eff. d'ém. à $\lambda_P$ (10 <sup>-20</sup> cm <sup>2</sup> )	0,48	0,62
Sect. eff. d'ém. à $\lambda_L$ (10 <sup>-20</sup> cm <sup>2</sup> )	0,16	0,49
Sect. eff. d'abs. à $\lambda_L$ (10 <sup>-20</sup> cm <sup>2</sup> )	0,0029	0,00066
Longueur d'onde moyenne de fluo. (nm)	1004	1018
Fluence de saturation à $\lambda_L$ (J/cm <sup>2</sup> )	73,4	39
Intensité de saturation à $\lambda_L$ (kW/cm <sup>2</sup> )	32	17
Conductivité thermique $\kappa$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	5,4	4,9
Paramètre de choc thermique $R_T$ (W.m <sup>-1</sup> )	<100> 239 / <111> 388	<100> 910 / <111> 1480
$\chi$ expérimental (10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )	-17,8	-2,45

TABLE IV.1 – Caractéristiques du CaF<sub>2</sub> non dopé et dopé à 2,5 % à température ambiante et à 77 K [Popov 08, Boudeile 08b, Corning 12]. La mesure du  $\chi$  expérimental à 77 K sera réalisée dans les expériences qui vont être présentées dans la prochaine partie.

## IV.3 Résultats expérimentaux à 77 K

On présente dans cette partie les performances laser en régime continu obtenues avec un cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> refroidi à 77 K. Ce refroidissement doit permettre la génération de forte puissance moyenne.

### IV.3.1 Système de forte puissance moyenne et de fort gain

Pour cette expérience, le cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> est dopé à 2,2 % avec une épaisseur de 5 mm. On le positionne dans un cryostat, en contact avec un doigt froid refroidi par de l'azote liquide à 77 K. La monture du cristal en contact avec le doigt froid est en cuivre, et une feuille d'indium d'épaisseur 200  $\mu\text{m}$  est positionnée entre le cristal et sa monture. Cette feuille d'indium permet d'assurer un bon contact thermique, mais aussi de diminuer les contraintes sur le cristal. En effet lors des variations de température, les coefficients d'expansion thermique du cristal et du cuivre évoluent et peuvent être à l'origine de contraintes importantes.

Les faces du cristal ne sont pas traitées. Lorsqu'on positionne le cristal à l'angle de Brewster il n'y a pas d'effet laser (même avec un coupleur faible). On remarque alors que les contraintes, liées au serrage du cristal dans sa monture, entraînent l'apparition d'une biréfringence importante. Cette biréfringence est à l'origine de la dépolarisation du faisceau laser et de pertes importantes dans la cavité lorsque le cristal est positionné à l'angle de Brewster. Ce phénomène n'a pas été observé à température ambiante puisque le cristal n'était pas serré dans sa monture mais seulement en contact.

On oriente alors le cristal avec un léger angle, de manière à accéder aux réflexions de Fresnel, sans avoir de couplage dans la cavité. La diode laser de pompe émet 245 W à 981 nm, elle est couplée dans une fibre 400  $\mu\text{m}$ . Deux triplets permettent d'obtenir un faisceau de pompe de diamètre 400  $\mu\text{m}$  au niveau du cristal. La cavité est présentée figure IV.8. On mesure une puissance de pompe maximale incidente sur le cristal de 212 W, après les triplets, le miroir dichroïque et la première fenêtre du cryostat (intensité de pompe 153 kW/cm<sup>2</sup>).

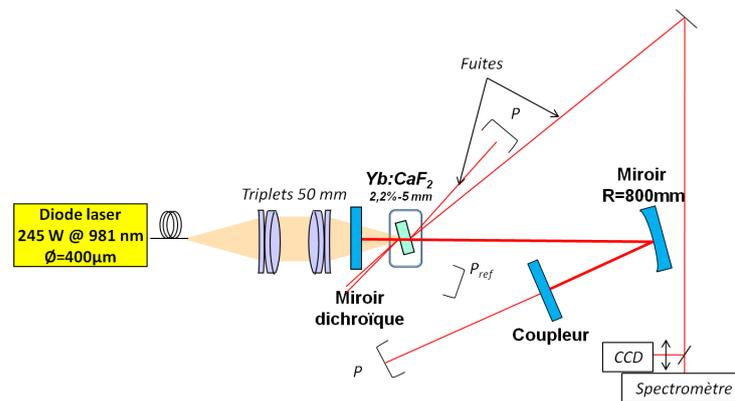


FIGURE IV.8 – Schéma de la cavité avec un cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> refroidi à la température de l'azote liquide (77 K) en régime continu. Les fuites correspondent aux pertes liées aux réflexions de Fresnel.

Au niveau du cristal, le "waist" du faisceau laser est de  $200 \pm 15 \mu\text{m}$  pour une lentille thermique variant de -0,1 m à -3 m (lentille thermique négative avec l'Yb:CaF<sub>2</sub>). On mesure simultanément les puissances après le coupleur et les réflexions de Fresnel, le spectre, l'image du mode et un puissance-mètre de référence permet de mesurer l'absorption avec et sans effet laser.

On mesure tout d'abord pour différents coupleurs la puissance maximale ainsi que la puissance absorbée. On résume les résultats dans le tableau IV.2. Sans effet laser et avec une puissance de pompe de 212 W, la puissance absorbée est de 74 W. L'absorption étant très saturée, elle augmente fortement avec l'effet laser, comme on peut le voir dans la colonne " $P_{abs}$ " du tableau.

Coupleur (%)	Coupleur + Fuites (%)	$P_{abs}$ (W)	$P_{coupleur}$ (W)	$P_{fuites}$ (W)	$P_{totale}$ (W)	$P_{totale}/P_{abs}$ (%)
10	23,6	150	35,7	15,4	97,3	65
20	32,1	135	44	8,2	76,8	57
30	40,5	132	42	4,6	60,4	46
50	57,5	96	21	1,6	27,4	29
60,6	66,6	74	3,5	0,2	4,3	6

TABLE IV.2 – Résultats expérimentaux en régime continu avec un cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> refroidi à 77 K. Les fuites correspondent aux pertes liées aux réflexions de Fresnel.

La puissance laser maximale mesurée est de 97,3 W qui correspond à la puissance laser après le coupleur et la somme des pertes liées aux réflexions de Fresnel. Cette puissance est mesurée pour un coupleur équivalent de 23,6 %. La puissance absorbée dans ces conditions est de 150 W, ce qui correspond à une efficacité puissance laser/absorbée de 65 % et un efficacité optique-optique de 46 %.

On représente sur la figure IV.9, l'évolution de la puissance laser mesurée et de l'efficacité  $P_{totale}/P_{abs}$  en fonction de la puissance absorbée pour un coupleur de 10 % (coupleur équivalent 23,6 %).

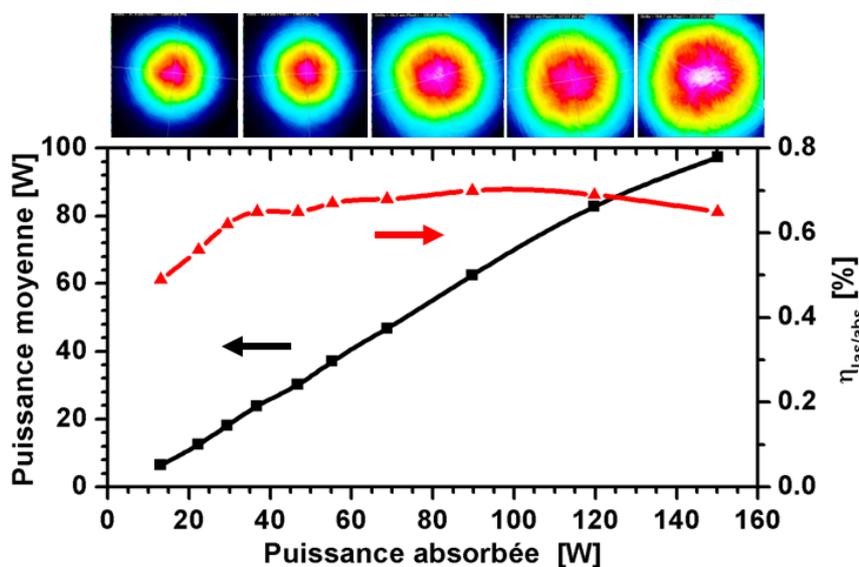


FIGURE IV.9 – Évolution de la puissance laser et du rapport  $P_{totale}/P_{abs}$  en fonction de la puissance absorbée pour un coupleur de 10 % (coupleur équivalent 23,6 %). On représente également l'évolution du mode laser en fonction de la puissance de pompe.

On remarque tout d'abord une évolution linéaire de la puissance laser, qui indique une bonne efficacité du refroidissement du cristal et une possibilité de le pomper avec des puissances de pompe encore plus élevées. L'efficacité quant à elle se stabilise à des valeurs situées entre 60 et 70 %. On représente également l'évolution du mode laser sur cette figure, qui s'élargit avec la puissance de pompe à cause de la lentille thermique négative (inversement proportionnelle au coefficient thermo-optique  $\chi$  négatif pour le  $\text{CaF}_2$ ). On mesure un  $M^2$  pour une puissance de pompe incidente de 130 W de 1,5 ( $M_x^2$ ) et 1,3 ( $M_y^2$ ), et pour 212 W 1,8 ( $M_x^2$ ) et 1,6 ( $M_y^2$ ). La qualité spatiale du mode laser reste de bonne qualité. La longueur d'onde d'émission laser est de 1034 nm.

On estime la lentille thermique du cristal pour une puissance absorbée de 20 W à -2,2 m et pour 150 W à -0,2 m. Ceci permet d'estimer une valeur de  $\chi$  expérimentale à  $-2,45 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ , sachant que théoriquement pour un cristal non dopé cette valeur est de  $-3,25 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ . Notre estimation semble donc en adéquation avec la valeur théorique.

On oriente également le cristal pour coupler les réflexions de Fresnel avec la cavité. Dans ces conditions avec un coupleur 20 % on mesure une puissance en sortie de 62 W (une sortie). Les faces du cristal ne sont cependant pas parfaitement parallèles, on ne peut donc pas coupler simultanément les deux réflexions de Fresnel. On obtient alors moins de puissance moyenne que précédemment avec un coupleur équivalent de 23,6 %.

Avec le logiciel de simulations thermiques LASCAD on estime la température du cristal refroidi à 77 K. Sans effet laser, avec une puissance de pompe incidente de 212 W la puissance absorbée est de 74 W. Dans ce cas le défaut quantique lié à la fluorescence moyenne est de :  $1-981/1018 = 3,6 \%$ . La charge thermique liée aux effets parasites pour les cristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub> est estimée à 0,7 %, sans effet laser la charge thermique est donc de :  $3,6 + 0,7 = 4,3 \%$ . La figure IV.10, montre le résultat de la simulation. La température du cristal est d'environ 135 K au point de focalisation de la pompe et de 120 K en moyenne.

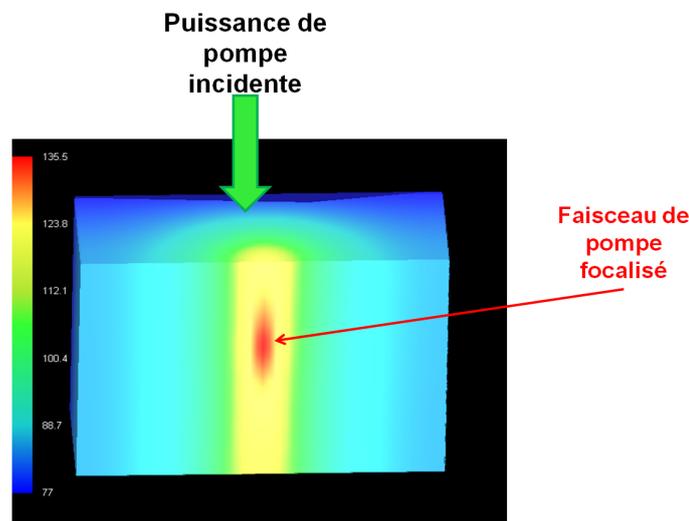


FIGURE IV.10 – Simulation avec le logiciel LASCAD de la température du cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> refroidi à 77 K sans effet laser, pompé avec une puissance incidente de 212 W. Le cristal est coupé longitudinalement en deux. Le cristal absorbe 74 W du signal de pompe et la charge thermique est estimée à 4,4 %.

Avec effet laser, avec le coupleur optimal de 10 % et les pertes de Fresnel, pour une puissance de pompe incidente de 212 W, la puissance absorbée est de 150 W. La puissance du signal laser

est de 97 W à 1034 nm, le défaut quantique est de 5,5 %. Le puissance émise sous forme de fluorescence est de :  $150 - 97 = 53$  W, correspondant à un défaut quantique de fluorescence de 3,6 %. On calcule alors une charge thermique de :  $(5,5 \% \cdot 97/150 + 3,6 \% \cdot 53/150 + 0,7 \%) \cdot P_{abs} = 5,6 \% \cdot P_{abs}$ . La simulation avec le logiciel LASCAD donne alors une température du cristal au point de focalisation de 230 K et en moyenne de 200 K.<sup>1</sup>

On remarque une forte variation de la température du cristal avec ou sans effet laser pour cette puissance de pompe. Le cristal étant sensible aux chocs thermiques il faut donc éviter les variations rapides de température en coupant l'effet laser. De plus, la forte différence de température (77 K sur les bords, 230 K au point de focalisation) au sein du cristal avec effet laser est à l'origine de contraintes importantes pouvant entraîner la fracture du cristal et une lentille thermique déstabilisant la cavité.

La figure IV.11 représente l'évolution de la puissance laser totale (sortie + 4 réflexions de Fresnel) en fonction du coupleur équivalent de la cavité.

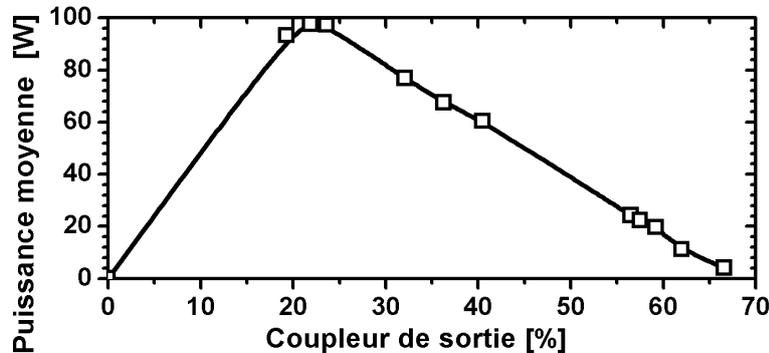


FIGURE IV.11 – Puissance laser totale (sortie + 4 réflexions de Fresnel) en fonction du coupleur équivalent de la cavité.

On déduit de cette courbe le gain petit-signal. En effet, les pertes maximales introduites dans la cavité permettant d'obtenir un effet laser sont de 68 %, cela correspond à un gain petit-signal par aller-retour de 3,1. Le cristal est dopé 2,2 % ( $n_{tot} = 5,4 \cdot 10^{20}$  ions/cm<sup>3</sup>) avec une longueur de 5 mm. Sans effet laser la température du cristal est de 120 K. On connaît la formule du gain petit-signal :  $G_0 = \exp(\sigma_g(\beta, \lambda_0) \cdot n_{tot} \cdot 2 \cdot L) = 3,1$ , avec la section efficace de gain  $\sigma_g(\beta, \lambda_0) = \beta \cdot \sigma_e(\lambda_0) - (1 - \beta) \sigma_a(\lambda_0)$  et  $\beta = n_2/n_{tot}$ . On déduit :  $\sigma_g(\beta, \lambda_0) = 0,21 \cdot 10^{20}$  cm<sup>2</sup> à  $\lambda_0 = 1034$  nm et  $\beta = 0,47$  (à 120 K  $\sigma_e(1034 \text{ nm}) = 0,44 \cdot 10^{-20}$  cm<sup>2</sup> et  $\sigma_a(1034 \text{ nm}) = 1 \cdot 10^{-23}$  cm<sup>2</sup>).

On note alors une très forte saturation de l'absorption sans effet laser, avec  $\beta = 0,47$ . Le rapport  $P_{abs}/P_{tot}$  dans ce cas pour 212 W de pompe est de 34 %, ce qui indique une grande efficacité du phénomène d'absorption, permettant d'obtenir cette forte inversion de population. On remarque par ailleurs qu'à ces températures, on peut obtenir une valeur de  $\beta$  supérieure à 0,5 en pompant à la longueur d'onde correspondant à la "zero-line" (à 77 K  $n_{2trP}/n_{tot} = 0,73$ , à 100 K  $n_{2trP}/n_{tot} = 0,65$ , à 150 K  $n_{2trP}/n_{tot} = 0,63$ ).

Enfin nous avons mesuré l'accordabilité du signal laser en introduisant dans la cavité un prisme (figure IV.12). Le prisme étant positionné à l'angle de Brewster, il polarise la cavité et crée beaucoup de pertes. C'est pourquoi le coupleur optimal est de 2 %.

1. Il faudrait reboucler avec les différents paramètres à 200 K pour converger vers la solution, mais cette valeur reste une bonne approximation puisque la conductivité thermique et la longueur d'onde moyenne de fluorescence varient peu.

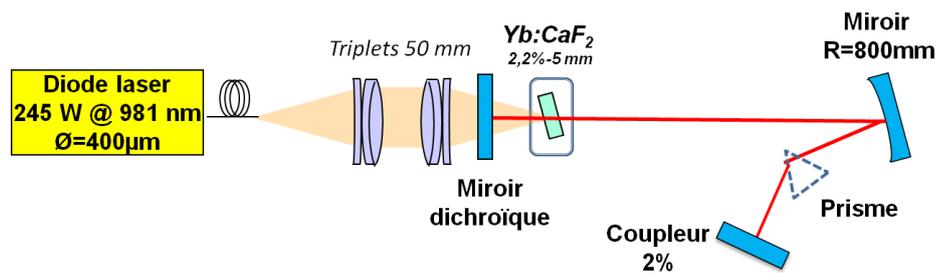


FIGURE IV.12 – Schéma de la cavité en régime continu permettant de mesurer l'accordabilité du signal laser.

La figure IV.13 présente les résultats de cette accordabilité ainsi que le spectre de gain de l'Yb:CaF<sub>2</sub> pour une valeur de  $\beta$  de 0,4 à la température de 100 K (nous n'avons pas les données à 120 K, qui est la température du cristal estimée par le logiciel LASCAD sans effet laser).

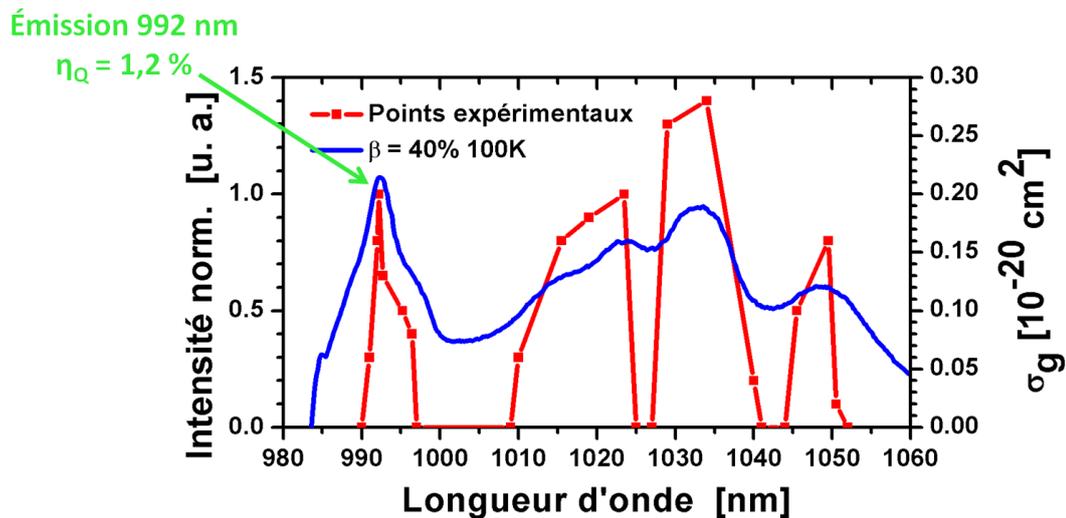


FIGURE IV.13 – Accordabilité du signal laser pour la cavité avec l'Yb:CaF<sub>2</sub> refroidi à 77 K et spectre de gain de ce matériau pour une valeur de  $\beta$  de 0,4 à 100 K.

En comparant ces deux courbes, on remarque que les maximaux de ces courbes correspondent bien : 992, 1020, 1034 et 1050 nm. En ajoutant un élément plus sélectif en longueur d'onde après le prisme (trou) on arrive à laser à 1026 nm. Ainsi le spectre de gain du matériau, bien que plus structuré, reste relativement large entre 1010 et 1040 nm permettant l'amplification d'impulsions femtoseconde.

On note enfin un effet laser à 992 nm, correspondant à un défaut quantique très faible de 1,2 %. L'émission à cette longueur d'onde très intéressante est l'objet de la prochaine partie de ce chapitre.

Pour ces premières expériences, on note un intérêt important du refroidissement du cristal. Cela permet de le pomper avec de très fortes puissances de pompe sans l'endommager, d'obtenir de fortes efficacités  $P_{tot}/P_{abs}$  jusqu'à 70 % et un gain petit-signal très important de 3,1. On remarque aussi que l'accordabilité présentée permet d'envisager l'amplification d'impulsions femtoseconde, cette hypothèse est confirmée par les résultats publiés par le groupe

d'A. Baltuška de Vienne (Autriche), avec l'amplification d'impulsions sub-200 fs à 77 K [Pugžlys 09, Andriukaitis 11]. Cependant, on note la forte saturation d'absorption sans effet laser, qui limite l'efficacité optique-optique et l'énergie stockée. Pour diminuer cet effet, plusieurs solutions sont envisagées, nécessitant à chaque fois un compromis. On peut augmenter la taille du faisceau de pompe, permettant de stocker davantage d'énergie mais entraînant une diminution du gain. Des cristaux plus longs peuvent être choisis nécessitant une diode laser moins divergente, ou des cristaux plus dopés mais dont les propriétés thermiques seront altérées. Enfin, du fait de la faible valeur de la conductivité thermique du CaF<sub>2</sub> dopé à 77 K, on note de fortes variations de la température du cristal avec et sans effet laser, et même des variations importantes dans le cristal. Ces fortes variations peuvent entraîner la fracture du cristal ou une lentille thermique déstabilisant la cavité. Il faut donc pour ce cristal particulièrement réfléchir à son refroidissement, afin d'éviter des gradients thermiques trop importants.

Ces résultats encourageants permettent d'envisager le développement d'amplificateurs femto-seconde de fort gain et de forte puissance moyenne avec des cristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub> refroidis à température cryogénique.

Dans la prochaine partie on s'intéresse à l'émission laser à 992 nm, permettant de développer un système de très faible charge thermique.

### IV.3.2 Système laser de très faible défaut quantique

On a observé dans la partie précédente un effet laser à 992 nm, alors que dans la cavité le miroir dichroïque pour transmettre la pompe est à l'origine de pertes spectrales importantes à cette longueur d'onde. Dans cette partie on souhaite développer un système "quasi-deux niveaux", pompé à 981 nm et émettant à 992 nm. Le système aurait alors une charge thermique limitée.

Pour cette expérience on utilise toujours le cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> dopé 2,2 % d'épaisseur 5 mm ( $n_{tot} = 5,4$  ions/cm<sup>3</sup>). On le positionne en incidence normale dans la cavité présentée figure IV.14. Afin d'obtenir un effet laser à 992 nm, on n'utilise pas un miroir dichroïque standard (il n'en existe pas avec ces spécificités) mais un miroir plan traité haute transmission (HT) entre 980 et 1100 nm de diamètre 25 mm, sur lequel on colle un petit miroir plan traité haute-réflexion (HR) entre 980 et 1100 nm de diamètre 2 mm. On présente ce miroir sur la figure IV.15. On mesure des pertes de 4 % pour le signal pompe à la traversée du miroir HT (le diamètre du faisceau de pompe sur le miroir HT est d'environ 20 mm) et le miroir HR n'introduit pas de pertes spectrales sur la gamme de longueurs d'onde nous intéressant.

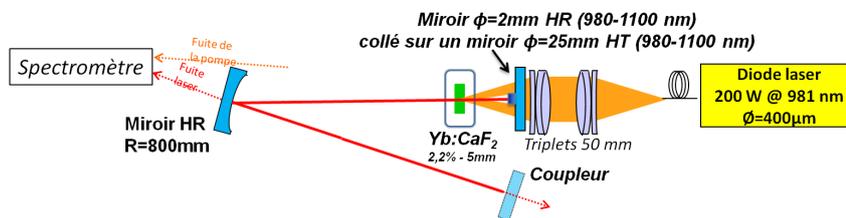


FIGURE IV.14 – Schéma de la cavité laser Yb:CaF<sub>2</sub> en régime continu pour l'émission à 992 nm.

On mesure une puissance de pompe incidente sur le cristal de 180 W. Le cristal est refroidi à 77 K et on mesure sans effet laser une puissance de pompe absorbée de 50 W. La longueur d'onde de fluorescence est de 1018 nm, la charge thermique sans effet laser est comme dans l'expérience précédente de 4,3 %. Avec un logiciel de simulations LASCAD, on estime dans ces conditions (sans effet laser) que la température du cristal est d'environ 110 K.

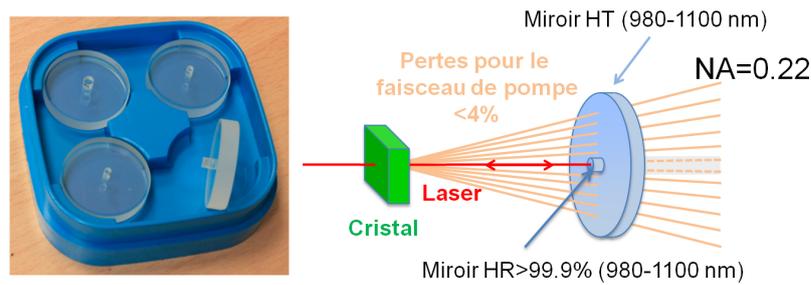


FIGURE IV.15 – A gauche : Photo de miroirs dichroïques adaptés pour une longueur de pompe à 981 nm et un effet laser à 992 nm. A droite : Principe du miroir dichroïque.

Cependant à cette température, même en utilisant des coupleurs de transmission élevée synonyme de gain important (spectre de gain se déplace alors vers les courtes longueurs d'onde) l'émission laser reste à 1034 nm. On visualise sur la figure IV.16, le section efficace de gain à 100 K et 150 K pour une inversion de population correspondant à  $\beta = n_2/n_{tot} = 0,4$  (cette valeur d'inversion de population sans effet laser pour une puissance de pompe incidente de 180 W est déterminée par la suite). On trace également sur cette figure l'évolution des sections efficaces de gain à 992 nm et 1034 nm en fonction de la température pour cette inversion de population. D'après ces courbes, on remarque qu'à 110 K on se situe à l'intersection entre les courbes de gain à 992 et 1034 nm. Afin de déplacer la longueur d'onde d'émission à 992 nm il faudrait donc mieux refroidir le cristal (avec la même inversion de population).

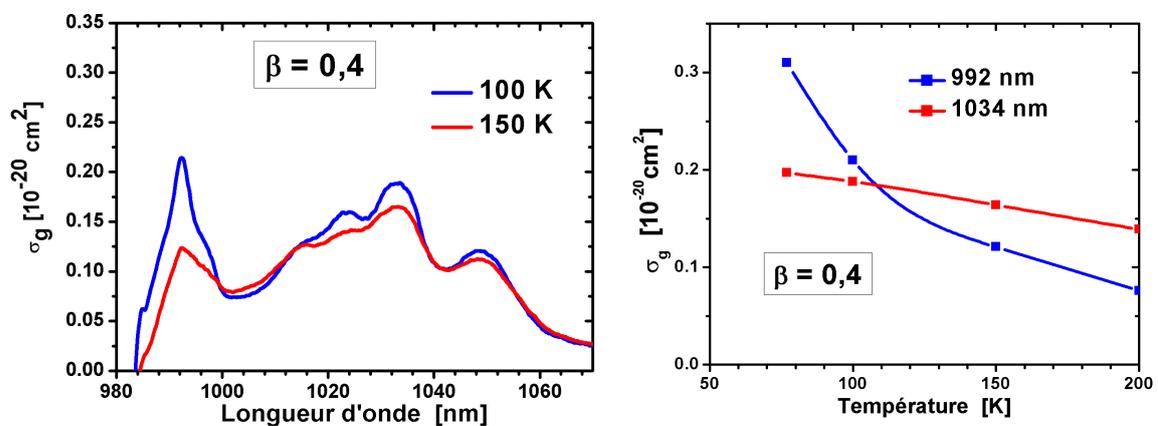


FIGURE IV.16 – A gauche : Courbes de sections efficaces de gain à 100 K et 150 K pour une valeur d'inversion de population correspondant à  $\beta = n_2/n_{tot} = 0,4$ . A droite : Sections efficaces de gain à 992 nm et 1034 nm pour différentes températures  $\beta = n_2/n_{tot} = 0,4$ .

Afin de forcer l'émission laser à 992 nm, on introduit dans la cavité des miroirs dichroïques, traités haute réflexion entre 980 et 1000 nm, et haute transmission entre 1020 et 1050 nm (figure IV.17).

Dans ces conditions on obtient un effet laser entre 992 et 997 nm selon la transmission du coupleur utilisé. La figure IV.18 présente l'évolution de la puissance laser pour une puissance incidente de 180 W en fonction du coupleur utilisé, ainsi que la longueur d'onde d'émission du laser.

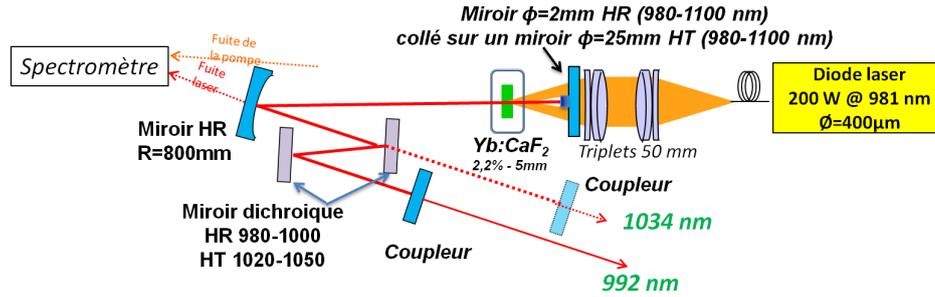


FIGURE IV.17 – Schéma de la cavité laser en régime continu permettant de laser à 992 nm.

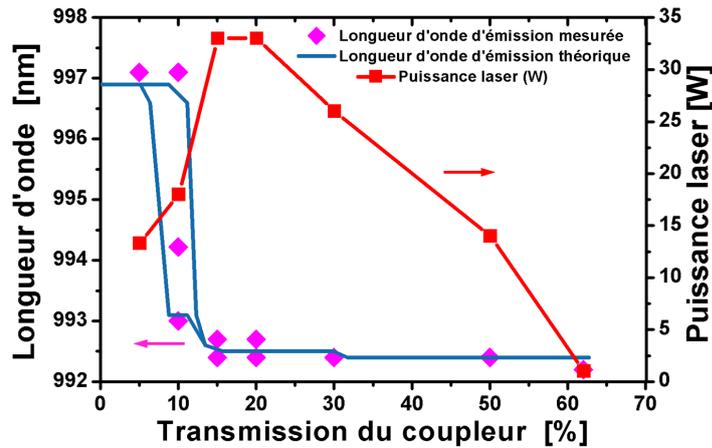


FIGURE IV.18 – Puissance laser obtenue en fonction du coupleur utilisé avec la longueur d'onde d'émission correspondante.

On observe sur cette figure que pour une faible valeur d'inversion de population (faible coupleur) l'émission laser est à 997 nm, puis elle se décale vers 992 nm pour une forte valeur d'inversion de population.

On mesure un gain petit-signal de 2,7 (pertes maximales introduites 62 %), correspondant à  $\beta \approx 0,4$  pour un cristal à 110 K sans effet laser (à 110 K  $\sigma_e(992 \text{ nm}) = 0,65 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$  et  $\sigma_a(992 \text{ nm}) = 0,13 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ ).

Avec le coupleur optimal de 15 %, on obtient une puissance laser de 33 W pour 93 W de puissance de pompe absorbée (figure IV.19). L'efficacité optique-optique est de 18 % et l'efficacité laser/absorbée est de 35 %.

Avec ce coupleur, la longueur d'onde d'émission laser est de 992,7 nm et la longueur d'onde de pompe de 980,7 nm. Le défaut quantique lié à l'effet laser est alors de 1,2 % et le défaut quantique de fluorescence est toujours de 3,6 %. On estime que la charge thermique est de :  $(1,2 \% \cdot 33/93 + 3,6 \% \cdot (93-33)/93 + 0,7 \% ) \cdot P_{abs} = 3,5 \% \cdot P_{abs}$ . L'effet laser permet alors de diminuer la charge thermique dans le cristal, limitant donc son échauffement (mais la puissance absorbée est plus importante, forte saturation d'absorption sans effet laser). L'efficacité laser impacte directement la charge thermique, qui est limitée dans notre expérience par l'absence de traitements sur le cristal. Il est essentiel de prendre en compte la charge thermique liée au défaut quantique de fluorescence, afin de ne pas sous évaluer les effets thermiques.

Avec le logiciel de simulation LASCAD on estime que la température du cristal dans ces conditions (avec effet laser) est en moyenne de 120 K. Les variations de température dans le cristal sont donc beaucoup plus réduites que dans l'expérience précédente.

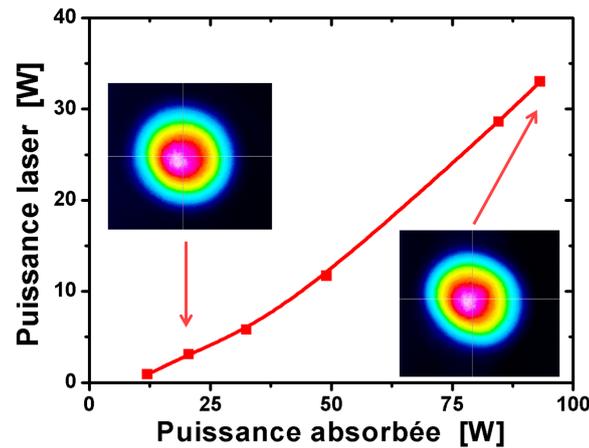


FIGURE IV.19 – Puissance laser obtenue en fonction de la puissance de pompe absorbée avec un coupleur de 15 %. Le profil spatial du mode est également représenté à basse et haute puissance de pompe absorbée.

Enfin sur la section efficace d'absorption de la figure IV.1, on remarque un pic d'absorption à 986 nm. On modifie alors la longueur d'onde d'émission de la diode laser (en la chauffant pour atteindre 986 nm). Avec un coupleur 15 %, on obtient un effet laser à 992,9 nm, le défaut quantique est alors de 0,7 % (figure IV.20). La puissance absorbée est de 35 W et la puissance laser de 4 W, correspondant à une efficacité puissance absorbée/puissance laser de 11 %.

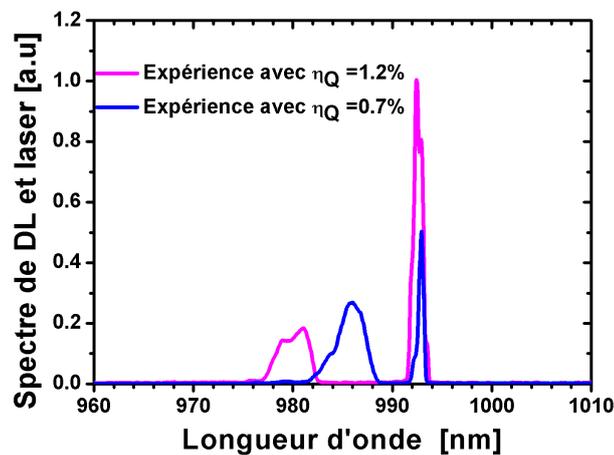


FIGURE IV.20 – Spectre d'émission de la diode laser et du faisceau laser correspondant à un défaut quantique laser de 1,2 % et 0,7 %.

Le pic d'émission à 992 nm permet de développer des systèmes avec un défaut quantique particulièrement faible, synonyme d'effets thermiques limités, et d'accéder à de nouvelles longueurs d'onde d'émission laser (doublage, triplage). Afin d'augmenter la puissance de pompe absorbée, une amélioration du système pourrait consister en un recyclage du faisceau de pompe, permettant ainsi d'améliorer l'efficacité globale optique du laser.

## Conclusion

Le refroidissement du cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> à température cryogénique apporte de nombreux avantages : un gain plus important, une énergie stockée plus élevée (moins de réabsorption à la longueur d'onde laser), une meilleure gestion des effets thermiques, un spectre d'émission qui reste large, l'accès à des longueurs d'onde d'émission avec un très faible défaut quantique. Cependant le conditionnement du cristal est délicat puisque ce matériau est très sensible aux contraintes notamment à cause des effets de dépolarisation, et l'efficacité globale du système est limitée. Il faut donc prendre en compte tous les paramètres et le refroidissement à des températures intermédiaires est peut-être une solution moins contraignante. Cette solution est tout de même forte intéressante pour l'amplification d'impulsions courtes à des très fortes énergies ( $\approx$  J), c'est d'ailleurs dans cette voie que s'oriente le projet POLARIS (présentation de J. Körner à la conférence HEC DPSSL 2012).

# Conclusion générale et perspectives

Ce travail de thèse a été réalisé dans le cadre d'un projet de l'Agence Nationale de la Recherche, issu de la collaboration entre plusieurs laboratoires de recherche (le Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique de Caen, le Laboratoire de Chimie de la Matière Condensée de Paris et le laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique à Palaiseau) et une entreprise Amplitude Systèmes. L'objectif de ce projet est le développement de nouvelles sources pompées par diodes laser délivrant des impulsions ultrabrèves. Un accent est porté sur l'obtention de fortes puissances moyennes et des durées courtes.

Des travaux antérieurs menés au Laboratoire Charles Fabry avaient mis en évidence des propriétés particulièrement intéressantes des cristaux de fluorures ( $\text{CaF}_2$  et  $\text{SrF}_2$ ) et de CALGO dopés à l'ytterbium pour la génération d'impulsions ultra-courtes de forte puissance moyenne. La croissance de ces matériaux étant maîtrisée par les laboratoires partenaires du projet, le développement de nouvelles sources pompées par diodes laser s'est donc orienté vers l'utilisation de ces cristaux.

Une particularité des cristaux de fluorures est leur long temps de fluorescence, permettant de stocker facilement l'énergie. Le développement d'un amplificateur régénératif  $\text{Yb:CaF}_2$  a mis en évidence le potentiel du cristal pour la génération d'impulsions courtes et énergétiques, avec l'obtention à 500 Hz d'impulsions d'énergie 620  $\mu\text{J}$  et de durée inférieure à 200 fs. L' $\text{Yb:SrF}_2$  quant à lui a permis l'obtention d'impulsions plus longues, 325 fs avec une énergie de 850  $\mu\text{J}$  à la cadence de 100 Hz. La durée des impulsions est cependant limitée dans ce cas par le spectre de l'oscillateur inadapté au spectre de gain du matériau. On remarque également que ces deux matériaux ont des spectres de gain larges et complémentaires, dans une même cavité ils pourraient permettre l'amplification d'impulsions de durée inférieure à 100 fs. Nous avons ainsi montré l'intérêt de ces matériaux pour le développement d'amplificateurs d'impulsions ultracourtes aux énergies de l'ordre du mJ et à haute cadence. En effet, ces amplificateurs inédits permettent d'obtenir des impulsions plus courtes que les amplificateurs commerciaux classiques à base d' $\text{Yb:KYW}$  et ouvre une nouvelle gamme de produits potentiels.

Par ailleurs, les cristaux d' $\text{Yb:CaF}_2$  peuvent être élaborés en grande dimension avec une bonne qualité cristalline. Cette spécificité présente un avantage important pour le développement d'amplificateurs de très forte énergie où la taille des faisceaux peut atteindre plusieurs mm à la traversée du milieu à gain. De nombreux projets s'intéressent à ce matériau disponible désormais commercialement, notamment le projet Apollon 10 PW. Le "front-end" de ce projet est développé au Laboratoire Charles Fabry, et repose sur des étages d'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence (OPCPA). Pour obtenir le faisceau de pompe pour l'OPCPA (1030 nm doublé), un amplificateur multipassage  $\text{Yb:CaF}_2$  a été développé. Après plusieurs étapes, des impulsions d'énergie 160 mJ de durée 1,5 ns avant compression (spectre de largeur à mi-hauteur égale à 3 nm) à la cadence de 20 Hz ont été générées. Ces impulsions ont été obtenues grâce au principe de combinaison cohérente passive de faisceaux, permettant de diminuer la puissance crête de l'impulsion lors de la traversée du milieu à gain et donc de repousser le seuil d'endommagement. Ces résultats représentent la première démonstration de ce concept appliqué aux cristaux massifs, et proposent une solution inédite pour limiter les problèmes d'endommagement liés à l'énergie des impulsions. L'efficacité de recombinaison et la

stabilité de l'amplificateur sont également des atouts non négligeables pour le développement de ces chaînes laser. C'est une première étape et certains points restent encore à améliorer : au niveau de la gestion des effets thermiques qui limite la cadence maximale, et au niveau du recouvrement des faisceaux pompe et laser limitant l'efficacité. L'utilisation de cristaux sous forme de miroir actif pourrait simplifier l'acheminement de la pompe et apporter des améliorations notables pour la gestion des effets thermiques.

L'Yb:CALGO est un cristal qui a de bonnes propriétés thermiques et spectroscopiques, présentant un intérêt pour le développement d'oscillateurs laser de très forte puissance moyenne. Pour l'obtention de très fortes puissances la technologie à disque mince a été privilégiée. Elle permet une bonne gestion des effets thermiques, tout en limitant la génération d'effets non-linéaires. Cette technologie a permis notamment le développement d'oscillateurs de très forte énergie et puissance moyenne. Cependant les matériaux utilisés ne possédaient pas un spectre de gain aussi large que celui de l'Yb:CALGO, pouvant alors permettre d'obtenir des durées plus courtes. Durant cette thèse la réalisation de cristaux d'Yb:CALGO sous forme de disque mince a été réalisée pour la première fois. Grâce à leurs propriétés mécaniques proches de celles du YAG, les différentes étapes permettant l'obtention des cristaux collés sur un support se sont déroulées sans incident, attestant ainsi une bonne adéquation de ce matériau pour la technologie "thin-disk". En régime continu, avec des cristaux collés sur un support en diamant, une puissance laser de 150 W a été obtenue pour 420 W de puissance de pompe (faisceau multimode spatialement). En régime femtoseconde, des impulsions courtes ont d'abord été obtenues à basse puissance moyenne (support en cuivre). Un oscillateur de cadence 45 MHz a permis la génération d'impulsions de durée 390 fs et de puissance moyenne 10,5 W. Dans une autre configuration, des impulsions de 135 fs et de puissance 1,3 W ont été obtenues. Ces performances en termes de puissance moyenne sont limitées par des pertes par dépolarisation importantes pour de forte puissance de pompe et l'apparition d'une lentille thermique asymétrique (liée à l'orientation du cristal). Afin de continuer à travailler avec ces cristaux, un support en diamant permettant de mieux évacuer la chaleur a été privilégié. Des résultats avec de plus forte puissance moyenne ont alors été obtenus. Un oscillateur générant des impulsions de durée 300 fs à la cadence de 23 MHz, d'énergie 1,3  $\mu$ J correspondant à puissance moyenne de 28 W a été développé. En créant davantage d'effets non-linéaires dans la cavité, des impulsions d'une durée de 200 fs à la même cadence, de puissance moyenne 20 W et d'énergie 0,9  $\mu$ J ont été produites. L'efficacité de ces oscillateurs est limitée par le gain faible du matériau, les pertes importantes de la cavité (SESAM, lame de verre...) mais également l'effet de dépolarisation observé à la traversée du cristal à cause de son orientation. Afin de dépasser ces limites, de nouveaux cristaux plus dopés permettant d'obtenir davantage de gain, orientés de façon à ne plus subir des effets de dépolarisation et permettant de compenser la lentille thermique, seront prochainement testés.

Enfin, une étude des propriétés de l'Yb:CaF<sub>2</sub> à température cryogénique a été menée. Des améliorations importantes des propriétés du cristal ont été observées en termes de gain, et d'efficacité laser. Dans ces conditions, le cristal supporte des puissances de pompe très élevées, il faut cependant améliorer son conditionnement pour limiter les pertes par dépolarisation apparaissant lorsqu'il est contraint dans une monture. Le gain spectral reste large, et permet l'amplification d'impulsions courtes. Le refroidissement du cristal a également permis l'émission laser à des longueurs d'onde inédites proche de la longueur d'onde de pompe, limitant la charge thermique dans le cristal. L'intérêt de l'Yb:CaF<sub>2</sub> en cryogénie avait été pressenti par de nombreuses équipes internationales, mais paradoxalement aucune étude laser n'avait jamais été réalisée. Nous avons ainsi démontré pour la première fois le potentiel et surtout les limitations du refroidissement de ce cristal à 77 K, pour les lasers de forte puissance moyenne.

Les résultats obtenus durant cette thèse démontrent un fort intérêt des cristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub> et d'Yb:CALGO pour la génération d'impulsions courtes, énergétiques et de forte puissance

moyenne.

Des énergies significatives ont été obtenues avec le cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub>. Cependant, un travail important reste à venir pour atteindre des énergies proche du joule. Le refroidissement du cristal apporte des améliorations notables au système mais son efficacité globale doit être pris en compte. On a mis en évidence des propriétés thermiques particulières de ce cristal à basse température dont il faut désormais tenir compte pour améliorer le conditionnement du cristal. Ces sources ont déjà un intérêt important pour une utilisation sur des marchés scientifiques (pompe des OPCPA notamment). Des améliorations sont cependant attendues afin d'augmenter la cadence et l'efficacité de ces amplificateurs laser.

Les premiers résultats démontrés avec la technologie à disque mince avec un cristal d'Yb:CALGO sont prometteurs. Une montée en puissance significative des oscillateurs est attendue avec les nouveaux cristaux montés sur des supports en diamant. Enfin, le nouvel objectif à atteindre est désormais le développement d'amplificateurs régénératifs de plusieurs dizaines de watts de puissance moyenne.



# Liste des publications et conférences de l'auteur

## Revue scientifique avec comité de lecture

S. Ricaud, F. Druon, D. N. Papadopoulos, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, M. Delaigue, Y. Zaouter, A. Courjaud, P. Georges, et E. Mottay. *Short pulse and high repetition rate diode-pumped Yb:CaF<sub>2</sub> regenerative amplifier*. Optics Letters, vol. 35, no. 14, pages 2415-2417, 2010.

S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, E. Mottay, P. Georges, et F. Druon. *Highly efficient, high-power, broadly tunable, cryogenically cooled and diode-pumped Yb:CaF<sub>2</sub>*. Optics Letters, vol. 35, no. 22, pages 3757-3759, 2010.

S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, F. Balembois, P. Georges, A. Courjaud, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, et F. Druon. *High-power diode-pumped cryogenically-cooled Yb:CaF<sub>2</sub> laser with extremely low quantum defect*. Optics Letters, vol. 36, no. 9, pages 1602-1604, 2011.

(Article invité) 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:CaF<sub>2</sub> and Yb:SrF<sub>2</sub> : Review of spectroscopic and thermal properties and their impact on femtosecond and high power laser performance*. Optical Materials Express, vol. 1, no. 3, pages 489-502, 2011.

S. Ricaud, A. Jaffres, P. Loiseau, B. Viana, B. Weichelt, M. Abdou-Ahmed, A. Voss, T. Graf, D. Ritz, M. Delaigue, E. Mottay, P. Georges, et F. Druon. *Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> Thin-Disk Laser*. Optics Letters, vol. 36, no. 21, pages 4134-4136, 2011.

S. Ricaud, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, E. Mottay, P. Georges, et F. Druon. *Diode-pumped regenerative Yb:SrF<sub>2</sub> amplifier*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 106, pages 823-827, 2012.

S. Ricaud, K. Wentsch, A. Jaffres, A. Suganuma, B. Viana, P. Loiseau, B. Weichelt, M. Abdou-Ahmed, A. Voss, T. Graf, D. Ritz, C. Hönninger, E. Mottay, P. Georges, et F. Druon. *Femtosecond Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> thin-disk oscillator*. Optics Letters, vol. 37, no. 19, pages 3984-3986, 2012.

R. Moncorgé, P. Camy, J.L. Doualan, A. Braud, J. Margerie, L. P. Ramirez, A. Jullien, F. Druon, S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, et P. Georges. *Pure and Yb<sup>3+</sup> doped fluorites (Ca, Sr, Ba)F<sub>2</sub> : a renewal for the future high intensity laser chains*. Journal of Luminescence, 2011.

## Autres publications

A. Lyberis, A. J. Stevenson, A. Suganuma, S. Ricaud, F. Druon, F. Herbst, D. Vivien, P. Gredin, et M. Mortier. *Effect of Yb<sup>3+</sup> concentration on optical properties of Yb:CaF<sub>2</sub> transparent ceramics*. Optical Materials, vol.34, pages 965-968, 2012.

## Congrès internationaux

S. Ricaud, M. Delaigue, A. Courjaud, F. Druon, P. Georges, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, et E. Mottay. *Broadband Yb:CaF<sub>2</sub> regenerative amplifier for millijoule range ultrashort pulse amplification*. Photonics West 2010, Oral.

S. Ricaud, M. Delaigue, A. Courjaud, F. Druon, P. Georges, P. Camy, A. Benayad, J. L. Doualan, R. Moncorgé, et E. Mottay. *Broadband Yb:CaF<sub>2</sub> Regenerative Amplifier for Millijoule Range Ultrashort Pulse Amplification*. Advanced Solid State Photonics (ASSP), 2010, Poster.

S. Ricaud, M. Delaigue, A. Courjaud, F. Druon, P. Georges, A. Benayad, J-L Doualan, P. Camy, R. Moncorgé, et E. Mottay. *Short pulse and high repetition rate diode-pumped Yb:CaF<sub>2</sub> regenerative amplifier*. Conference on Lasers and Electr-Optics (CLEO US), 2010, Oral.

S. Ricaud, F. Druon, D. N. Papadopoulos, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, M. Delaigue, Y. Zaouter, A. Courjaud, P. Georges, et E. Mottay. *Short pulse and high repetition rate Yb:CaF<sub>2</sub> diode-pumped regenerative amplifier*. Europhoton Hambourg, Allemagne, 2010, Oral.

S. Ricaud, F. Druon, D. N. Papadopoulos, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, M. Delaigue, Y. Zaouter, A. Courjaud, P. Georges, et E. Mottay. *Yb:CaF<sub>2</sub> diode-pumped regenerative amplifier : study and optimization of pulse duration versus repetition rate*. International Conference on Ultrahigh Intensity Laser (ICUIL), 2010, Oral.

S. Ricaud, F. Druon, D. N. Papadopoulos, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, M. Delaigue, Y. Zaouter, A. Courjaud, P. Georges, et E. Mottay. *Yb:CaF<sub>2</sub> regenerative amplifier for broadband seed*. High Energy Class Diode Pumped Solid State Lasers (HEC DPSSL) 6th Workshop, 2010, Poster.

S. Ricaud, F. Druon, D. N. Papadopoulos, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, M. Delaigue, A. Courjaud, Y. Zaouter, P. Georges, et E. Mottay. *Short pulse and high repetition rate diode-pumped Yb:CaF<sub>2</sub> regenerative amplifier*. LASE- Photonics West, 2011, Oral.

S. Ricaud, F. Druon, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Georges, A. Courjaud, P. Camy, J. L. Doualan, et R. Moncorgé. *Diode-pumped, cryogenically cooled Yb:CaF<sub>2</sub> for high efficient and high power laser*. LASE- Photonics West, 2011, Oral.

S. Ricaud, P. Goldner, B. Viana, B. Weichelt, M. Abdou-Ahmed, E. Mottay, P. Georges, et F. Druon. *Continuous-wave of Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> thin disk laser*. Advanced Solid State Photonics (ASSP), 2011, Poster.

S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, E. Mottay, P. Georges, et F. Druon. *High power Yb:CaF<sub>2</sub> laser at cryogenic temperature*. Advanced Solid State Photonics (ASSP), 2011, Oral.

S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, F. Balembois, P. Georges, A. Courjaud, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, et F. Druon. *High-power quasi-two-level laser with Yb:CaF<sub>2</sub>*

---

at 77 K emitting at 993 nm. Advanced Solid State Photonics, (ASSP), 2011, Oral Postdeadline.

F. Druon, S. Ricaud, D.N. Papadopoulos, A. Pellegrina, M. Hanna, P. Camy, J.L. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, et P. Georges. *Yb doped Fluorides for High Power and Short-Pulse Laser Applications*. Advances in Optical Materials (AIOM), 2011, Conférence invitée.

Y. Zaouter, I. Martial, S. Ricaud, J. Didierjean, C. Hönninger, E. Mottay, P. Georges, et F. Balembois. *Direct amplification of ultrashort pulses in  $\mu$ -pulling down Yb:YAG single crystal fibers*. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO US), 2011, Oral.

S. Ricaud, B. Weichelt, P. Goldner, B. Viana, M. Abdou-Ahmed, A. Voss, T. Graf, D. Ritz, E. Mottay, P. Georges, et F. Druon. *Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> thin disk laser in continuous-wave wave*. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO Europe), 2011, Oral.

S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, E. Mottay, P. Georges, et F. Druon. *Yb:CaF<sub>2</sub> laser at cryogenic temperature*. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO Europe), 2011, Oral.

R. Moncorgé, P. Camy, J.L. Doualan, A. Braud, J. Margerie, L. P. Ramirez, A. Jullien, F. Druon, S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, et P. Georges. *Pure and Yb<sup>3+</sup> doped fluorites (Ca, Sr, Ba)F<sub>2</sub> : a renewal for the future high intensity laser chains*. 16th International Conference on Luminescence (ICL'11), 2011, Conférence invitée.

S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, E. Mottay, P. Georges, et F. Druon. *Performance of Yb:CaF<sub>2</sub> at cryogenic temperature*. Ultrafast Optics (UFO), 2011, Oral.

S. Ricaud, A. Jaffres, P. Loiseau, B. Viana, B. Weichelt, M. Abdou-Ahmed, A. Voss, T. Graf, D. Ritz, M. Delaigue, E. Mottay, P. Georges, et F. Druon. *Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> Thin-Disk*. Photonics West – LASE, 2012, Oral.

M. Delaigue, S. Ricaud, C. Hönninger, et E. Mottay. *Sub-picosecond laser amplifier with >1 mJ pulse energy and 33 W average power*. Photonics West – LASE, 2012, Oral.

D. N. Papadopoulos, S. Ricaud, A. Pellegrina, L. P. Ramirez, M. Hanna, P. Georges, et F. Druon. *Yb-doped-based high-energy and broadband multipass amplifiers at 100 Hz*. Advanced Solid State Photonics (ASSP), 2012, Oral.

S. Ricaud, A. Jaffres, A. Suganuma, P. Loiseau, B. Viana, B. Weichelt, M. Abdou-Ahmed, A. Voss, T. Graf, D. Rytz, M. Delaigue, E. Mottay, F. Druon et P. Georges. *1  $\mu$ m Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> thin disk laser material*. Advanced Solid State Photonics (ASSP), 2012, Poster.

G. Machinet, F. Guichard, R. Dubrasquet, J. Boulet, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, S. Ricaud, P. Georges, F. Druon, D. Descamps, et E. Cormier. *Kerr lens mode-locking of Yb:CaF<sub>2</sub>*. Advanced Solid State Photonics (ASSP), 2012, Poster.

S. Ricaud, A. Jaffres, A. Suganuma, B. Viana, P. Loiseau, B. Weichelt, K. Wentsch, M. Abdou-Ahmed, A. Voss, T. Graf, D. Ritz, C. Hönninger, E. Mottay, P. Georges, et F. Druon. *CW and femtosecond Yb:CALGO thin disk oscillator*. Europhoton Stockholm, 2012, Oral.

D. N. Papadopoulos, S. Ricaud, L. Daniault, F. Friebel, A. Pellegrina, M. Hanna, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, P. Georges, et F. Druon. *High energy and broadband Yb:CaF<sub>2</sub> multipass amplifier*. Europhoton Stockholm, 2012, Oral.

G. Machinet, F. Guichard, P. Sevillano, R. Dubrasquet, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, S. Ricaud, P. Georges, F. Druon, D. Descamps, et E. Cormier. *Soft aperture Kerr-lens mode-locked laser with Yb:CaF<sub>2</sub>*. Europhoton Stockholm, 2012, Poster.

## Congrès national

S. Ricaud, B. Weichelt, P. Goldner, B. Viana, M. Abdou-Ahmed, D. Ritz, E. Mottay, P. Georges, et F. Druon. *Montée en puissance de l'Yb:CALGO : architecture à disque mince*. Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique (JNCO), 2011, Oral.

## Dépôt de Brevet

S Ricaud, F. Druon, A. Courjaud, P. Camy, J.L. Doualan. *Amplificateur optique et laser incorporant un tel amplificateur*. Date de dépôt en France : 18 Aout 2010, N° de dépôt : 10 56650. Déposant : AMPLITUDES SYSTEMES (FR).

# Bibliographie

- [Aggarwal 05] R. L. Aggarwal, D. J. Ripin, J. R. Ochoa, et T. Y. Fan. *Measurement of thermo-optic properties of  $Y_3Al_5O_{12}$ ,  $Lu_3Al_5O_{12}$ ,  $YAlO_3$ ,  $LiYF_4$ ,  $LiLuF_4$ ,  $BaY_2F_8$ ,  $KGd(WO_4)_2$ , and  $KY(WO_4)_2$  laser crystals in the 80–300 K temperature range.* Journal of Applied Physics, vol. 98, no. 10, page 103514, 2005.
- [Agnesi 12] A. Agnesi, A. Greborio, F. Pirzio, G. Reali, J. A. der Au, et A. Guandalini. *40-fs  $Yb^{3+}:CaGdAlO_4$  laser pumped by a single-mode 350-mW laser diode.* Opt. Express, vol. 20, no. 9, pages 10077–10082, Apr 2012.
- [Andriukaitis 11] G. Andriukaitis, D. Kartashov, D. Lorenc, A. Pugžlys, A. Baltuška, L. Giniūnas, R. Danielius, J. Limpert, T. Clausnitzer, E.-B. Kley, A. Voronin, et A. Zheltikov. *Hollow-fiber compression of 6 mJ pulses from a continuous-wave diode-pumped single-stage  $Yb,Na:CaF_2$  chirped pulse amplifier.* Opt. Lett., vol. 36, no. 10, pages 1914–1916, May 2011.
- [Baer 10] C. R. E. Baer, C. Kränkel, C. J. Saraceno, O. H. Heckl, M. Golling, R. Peters, K. Petermann, T. Südmeyer, G. Huber, et U. Keller. *Femtosecond thin-disk laser with 141 W of average power.* Opt. Lett., vol. 35, no. 13, pages 2302–2304, Jul 2010.
- [Balčiūnas 12] T. Balčiūnas, G. Y. Fan, G. Andriukaitis, A. Pugžlys, et A. Baltuška. *High-power top-hat pulses from a Yb master oscillator power amplifier for efficient optical parametric amplifier pumping.* Opt. Lett., vol. 37, no. 13, pages 2547–2549, Jul 2012.
- [Basiev 08] T. T. Basiev, M. E. Doroshenko, P. P. Fedorov, V. A. Konyushkin, S. V. Kuznetsov, V. V. Osiko, et M. S. Akchurin. *Efficient laser based on  $CaF_2$ - $SrF_2$ - $YbF_3$  nanoceramics.* Opt. Lett., vol. 33, no. 5, pages 521–523, Mar 2008.
- [Bauer 12] D. Bauer, I. Zawischa, D. H. Sutter, A. Killi, et T. Dekorsy. *Mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator with 41  $\mu$ J pulse energy at 145 W average infrared power and high power frequency conversion.* Opt. Express, vol. 20, no. 9, pages 9698–9704, Apr 2012.
- [Baumgartl 12] M. Baumgartl, C. Lecaplain, A. Hideur, J. Limpert, et A. Tünnermann. *66 W average power from a microjoule-class sub-100 fs fiber oscillator.* Opt. Lett., vol. 37, no. 10, pages 1640–1642, May 2012.
- [Becker 92] P. C. Becker, G. M. Williams, N. M. Edelstein, J. A. Koningstein, L. A. Boatner, et M. M. Abraham. *Observation of strong electron-phonon coupling effects in  $YbPO_4$ .* Phys. Rev. B, vol. 45, pages 5027–5030, Mar 1992.
- [Boudeile 08a] J. Boudeile, J. Didierjean, P. Camy, J. L. Doualan, A. Benayad, V. Ménard, R. Moncorgé, F. Druon, F. Balembois, et P. Georges. *Thermal behaviour of ytterbium-doped fluorite crystals under high power pumping.* Opt. Express, vol. 16, no. 14, pages 10098–10109, Jul 2008.
- [Boudeile 08b] J. Boudeile. *Développement de nouvelles sources laser femtosecondes à base de cristaux dopés ytterbium pompés par diode laser.* Thèse de doctorat de l'université Paris XI - Orsay, 2008.

- [Brunner 02] F. Brunner, T. Südmeyer, E. Innerhofer, F. Morier-Genoud, R. Paschotta, V. E. Kisel, V. G. Shcherbitsky, N. V. Kuleshov, J. Gao, K. Contag, A. Giesen, et U. Keller. *240-fs pulses with 22-W average power from a mode-locked thin-disk Yb:KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> laser*. Opt. Lett., vol. 27, no. 13, pages 1162–1164, 2002.
- [Buenting 09] U. Buenting, H. Sayinc, D. Wandt, U. Morgner, et D. Kracht. *Regenerative thin disk amplifier with combined gain spectra producing 500 μJ sub 200 fs pulses*. Opt. Express, vol. 17, no. 10, pages 8046–8050, 2009.
- [Byer 88] R. L. Byer. *Diode Laser Pumped Solid-State Lasers*. Science, vol. 239, no. 4841, pages 742–747, 1988.
- [Camy 07] P. Camy, J. Doualan, A. Benayad, M. von Edlinger, V. Ménard, et R. Moncorgé. *Comparative spectroscopic and laser properties of Yb<sup>3+</sup>-doped CaF<sub>2</sub>, SrF<sub>2</sub> and BaF<sub>2</sub> single crystals*. Appl. Phys. B, vol. 89, no. 4, pages 539–542, 2007.
- [Cardinali 11] V. Cardinali. *Matériaux lasers dopés à l'ion ytterbium : Performances lasers en pompage par diodes lasers et étude des propriétés thermo-optiques à des températures cryogéniques*. Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique, 2011.
- [Chénais 02] S. Chénais. *Nouveaux matériaux laser dopés à l'ytterbium : performances en pompage par diode et étude des effets thermiques*. Thèse de doctorat de l'université Paris-Sud XI, 2002.
- [Corning 12] Corning. *Calcium Fluoride CaF<sub>2</sub> Physical and mechanical properties*. 2012.
- [Daniault 11a] L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, et P. Georges. *Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers*. Opt. Lett., vol. 36, no. 5, pages 621–623, Mar 2011.
- [Daniault 11b] L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, E. Mottay, F. Druon, et P. Georges. *Passive coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers*. Opt. Lett., vol. 36, no. 20, pages 4023–4025, Oct 2011.
- [Delaigue 06] M. Delaigue. *Etude et réalisation de sources femtosecondes haute puissance moyenne*. Thèse de doctorat de l'université Bordeaux 1, 2006.
- [Délen 12] X. Délen, S. Piehler, J. Didierjean, A. Voss, M. A. Ahmed, T. Graf, F. Balembois, et P. Georges. *250 W single crystal fiber Yb:YAG laser*. Lasers, Sources, and Related Photonic Devices, page AM6A.2, 2012.
- [Dörring 04] J. Dörring, A. Killi, U. Morgner, A. Lang, M. Lederer, et D. Kopf. *Period doubling and deterministic chaos in continuously pumped regenerative amplifiers*. Opt. Express, vol. 12, no. 8, pages 1759–1768, Apr 2004.
- [Doualan 10] J. Doualan, P. Camy, A. Benayad, V. Ménard, R. Moncorgé, J. Boudeile, F. Druon, F. Balembois, et P. Georges. *Yb<sup>3+</sup> doped (Ca,Sr,Ba)F<sub>2</sub> for high power laser applications*. Laser Physics, vol. 20, pages 533–536, 2010.
- [Druon 09] F. Druon, D. N. Papadopoulos, J. Boudeile, M. Hanna, P. Georges, A. Benayad, P. Camy, J. L. Doualan, V. Ménard, et R. Moncorgé. *Mode-locked operation of a diode-pumped femtosecond Yb:SrF<sub>2</sub> laser*. Opt. Lett., vol. 34, no. 15, pages 2354–2356, Aug 2009.
- [Eidam 10] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power*. Opt. Lett., vol. 35, no. 2, pages 94–96, Jan 2010.
- [Eidam 11] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jau-regui, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power*. Opt. Express, vol. 19, no. 1, pages 255–260, Jan 2011.

- 
- [Fork 81] R. L. Fork, B. I. Greene, et C. V. Shank. *Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking*. Applied Physics Letters, vol. 38, no. 9, pages 671–672, 1981.
- [Frantz 63] L. M. Frantz et J. S. Nodvik. *Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier*. Journal of Applied Physics, vol. 34, no. 8, pages 2346–2349, 1963.
- [Friebel 09] 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:CaF<sub>2</sub> oscillator*. Opt. Lett., vol. 34, no. 9, pages 1474–1476, 2009.
- [Gaumé 02] R. Gaumé. *Relations structures - propriétés dans les lasers solides de puissance à l'ytterbium. Elaboration et caractérisation de nouveaux matériaux et de cristaux composites soudés par diffusion*. Thèse de doctorat de l'université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2002.
- [Giesen 94] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, et H. Opower. *Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 58, pages 365–372, 1994.
- [Grange 05] R. Grange, M. Haiml, R. Paschotta, G. Spühler, L. Krainer, M. Golling, O. Ostinelli, et U. Keller. *New regime of inverse saturable absorption for self-stabilizing passively mode-locked lasers*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 80, pages 151–158, 2005.
- [Guandalini 12] A. Guandalini, A. Greborio., et J. A. der Au. *Sub-100-fs pulses with 12.5 W from Yb:CALGO based oscillators*. Solid State Lasers XXI : Technology and Devices, in SPIE Photonics West 2012, Paper 8235–31., 2012.
- [Haiml 04] M. Haiml, R. Grange, et U. Keller. *Optical characterization of semiconductor saturable absorbers*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 79, pages 331–339, 2004.
- [Hatch 64] S. E. Hatch, W. F. Parsons, et R. J. Weagley. *Hot-pressed polycrystalline CaF<sub>2</sub>:Dy<sup>2+</sup> laser*. Applied Physics Letters, vol. 5, no. 8, pages 153–154, 1964.
- [Haus 75a] H. Haus, C. Shank, et E. Ippen. *Shape of passively mode-locked laser pulses*. Optics Communications, vol. 15, no. 1, pages 29 – 31, 1975.
- [Haus 75b] H. A. Haus. *Theory of mode locking with a fast saturable absorber*. Journal of Applied Physics, vol. 46, no. 7, pages 3049 –3058, jul 1975.
- [Heckl 10] O. H. Heckl, C. Kränkel, C. R. E. Baer, C. J. Saraceno, T. Südmeyer, K. Petermann, G. Huber, et U. Keller. *Continuous-wave and modelocked Yb:YCOB thin disk laser : first demonstration and future prospects*. Opt. Express, vol. 18, no. 18, pages 19201–19208, Aug 2010.
- [Hönninger 99] C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, et U. Keller. *Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 16, no. 1, pages 46–56, Jan 1999.
- [Humphreys 04] W. J. Humphreys. *On the presence of Yttrium and Ytterbium in Fluor Spar*. University of Virginia, July 1904.
- [Ippen 72] E. P. Ippen, C. V. Shank, et A. Dienes. *Passive mode locking of the cw dye laser*. Applied Physics Letters, vol. 21, no. 8, pages 348–350, 1972.
- [Kärtner 95a] F. X. Kärtner, B. Braun, et U. Keller. *Continuous-wave mode-locked solid-state lasers with enhanced spatial hole burning*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 61, pages 569–579, 1995.
- [Kärtner 95b] F. X. Kärtner et U. Keller. *Stabilization of solitonlike pulses with a slow saturable absorber*. Opt. Lett., vol. 20, no. 1, pages 16–18, Jan 1995.

- [Kärtner 98] F. Kärtner, J. Aus der Au, et U. Keller. *Mode-locking with slow and fast saturable absorbers-what's the difference?* Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 4, no. 2, pages 159–168, march/april 1998.
- [Keller 92] 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*. Opt. Lett., vol. 17, no. 7, pages 505–507, Apr 1992.
- [Keller 96] U. Keller, K. Weingarten, F. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek, et J. Aus der Au. *Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers*. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 2, no. 3, pages 435–453, sep 1996.
- [Keyes 64] R. J. Keyes et T. M. Quist. *Injection Luminescent Pumping of  $\text{CaF}_2:\text{U}^{3+}$  with GaAs Diode Lasers*. Applied Physics Letters, vol. 4, no. 3, pages 50–52, 1964.
- [Klemens 60] P. G. Klemens. *Thermal Resistance due to Point Defects at High Temperatures*. Phys. Rev., vol. 119, pages 507–509, Jul 1960.
- [Klenke 11] A. Klenke, E. Seise, S. Demmler, J. Rothhardt, S. Breikopf, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Coherently-combined two channel femtosecond fiber CPA system producing 3 mJ pulse energy*. Opt. Express, vol. 19, no. 24, pages 24280–24285, Nov 2011.
- [Kodama 98] N. Kodama et M. Yamaga. *Crystal characterization and optical spectroscopy of  $\text{Tr}^{3+}$ -doped  $\text{CaGdAlO}_4$  crystals*. Phys. Rev. B, vol. 57, pages 811–817, Jan 1998.
- [Koester 64] C. J. Koester et E. Snitzer. *Amplification in a Fiber Laser*. Appl. Opt., vol. 3, no. 10, pages 1182–1186, Oct 1964.
- [Krupke 86] W. F. Krupke, M. D. Shinn, J. E. Marion, J. A. Caird, et S. E. Stokowski. *Spectroscopic, optical, and thermomechanical properties of neodymium- and chromium-doped gadolinium scandium gallium garnet*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 3, no. 1, pages 102–114, Jan 1986.
- [Lagatskii 97] 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  $\text{Nd}^{3+}:\text{CaGdAlO}_4$  crystal*. Quantum Electronics, vol. 27, no. 1, page 15, 1997.
- [Larionov 07] M. Larionov, F. Butze, D. Nickel, et A. Giesen. *High-repetition-rate regenerative thin-disk amplifier with 116  $\mu\text{J}$  pulse energy and 250 fs pulse duration*. Opt. Lett., vol. 32, no. 5, pages 494–496, Mar 2007.
- [Lawson 91] J. K. Lawson et S. A. Payne. *Excited-state absorption spectra and gain measurements of  $\text{CaF}_2:\text{Sm}^{2+}$* . J. Opt. Soc. Am. B, vol. 8, no. 7, pages 1404–1411, Jul 1991.
- [Lowdermilk 80] W. H. Lowdermilk et J. E. Murray. *The multipass amplifier: Theory and numerical analysis*. Journal of Applied Physics, vol. 51, no. 5, pages 2436–2444, 1980.
- [Lucca 04a] A. Lucca, G. Debourg, M. Jacquemet, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, P. Camy, J. L. Doualan, et R. Moncorgé. *High-power diode-pumped  $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$  femtosecond laser*. Opt. Lett., vol. 29, no. 23, pages 2767–2769, Dec 2004.
- [Lucca 04b] A. Lucca, M. Jacquemet, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, P. Camy, J. L. Doualan, et R. Moncorgé. *High-power tunable diode-pumped  $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$  laser*. Opt. Lett., vol. 29, no. 16, pages 1879–1881, Aug 2004.

- 
- [Maiman 60] T. H. Maiman. *Stimulated Optical Radiation in Ruby*. Nature, vol. 187, pages 493–494, August 1960.
- [McCumber 64] D. E. McCumber. *Einstein Relations Connecting Broadband Emission and Absorption Spectra*. Phys. Rev., vol. 136, pages A954–A957, Nov 1964.
- [Metzger 09] 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*. Opt. Lett., vol. 34, no. 14, pages 2123–2125, Jul 2009.
- [Milam 77] D. Milam, M. J. Weber, et A. J. Glass. *Nonlinear refractive index of fluoride crystals*. Applied Physics Letters, vol. 31, no. 12, pages 822–825, 1977.
- [Mocker 65] H. W. Mocker et R. J. Collins. *Mode competition and self-locking effects in a Q-switched ruby laser*. Applied Physics Letters, vol. 7, no. 10, pages 270–273, 1965.
- [Mollenauer 84] L. F. Mollenauer et R. H. Stolen. *The soliton laser*. Opt. Lett., vol. 9, no. 1, pages 13–15, Jan 1984.
- [Moncorgé 11] R. Moncorgé, P. Camy, J. Doualan, A. Braud, J. Margerie, L. Ramirez, A. Julien, F. Druon, S. Ricaud, D. Papadopoulos, et P. Georges. *Pure and Yb<sup>3+</sup> doped fluorites (Ca, Sr, Ba)F<sub>2</sub> : A renewal for the future high intensity laser chains*. Journal of Luminescence, 2011.
- [Moulton 86] P. F. Moulton. *Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 3, no. 1, pages 125–133, Jan 1986.
- [Nickel 04] D. Nickel, C. Stolzenburg, A. Giesen, et F. Butze. *Ultrafast thin-disk Yb:KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> regenerative amplifier with a 200-kHz repetition rate*. Opt. Lett., vol. 29, no. 23, pages 2764–2766, Dec 2004.
- [Palmer 08] G. Palmer, M. Schultze, M. Siegel, M. Emons, U. Bünting, et U. Morgner. *Passively mode-locked Yb:KLu(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> thin-disk oscillator operated in the positive and negative dispersion regime*. Opt. Lett., vol. 33, no. 14, pages 1608–1610, 2008.
- [Papadopoulos 09] D. N. Papadopoulos, F. Druon, J. Boudeile, I. Martial, M. Hanna, P. Georges, P. O. Petit, P. Goldner, et B. Viana. *Low-repetition-rate femtosecond operation in extended-cavity mode-locked Yb:CALGO laser*. Opt. Lett., vol. 34, no. 2, pages 196–198, 2009.
- [Payne 91] S. A. Payne, J. A. Caird, L. L. Chase, L. K. Smith, N. D. Nielsen, et W. F. Krupke. *Spectroscopy and gain measurements of Nd<sup>3+</sup> in SrF<sub>2</sub> and other fluorite-structure hosts*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 8, no. 4, pages 726–740, Apr 1991.
- [Perry 99] M. D. Perry, B. C. Stuart, P. S. Banks, M. D. Feit, V. Yanovsky, et A. M. Rubenchik. *Ultrashort-pulse laser machining of dielectric materials*. Journal of Applied Physics, vol. 85, no. 9, pages 6803–6810, 1999.
- [Petit 04] V. Petit, J. Doualan, P. Camy, V. Ménard, et R. Moncorgé. *CW and tunable laser operation of Yb<sup>3+</sup> doped CaF<sub>2</sub>*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 78, pages 681–684, 2004.
- [Petit 05a] J. Petit. *Monocristaux dopés ytterbium et matériaux assemblés pour laser de fortes puissances*. Thèse de doctorat de l’université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005.
- [Petit 05b] J. Petit, P. Goldner, et B. Viana. *Laser emission with low quantum defect in Yb:CaGdAlO<sub>4</sub>*. Opt. Lett., vol. 30, no. 11, pages 1345–1347, 2005.

- [Petit 07] V. Petit, P. Camy, J.-L. Doualan, et R. Moncorgé. *Refined analysis of the luminescent centers in the  $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$  laser crystal*. Journal of Luminescence, vol. 122–123, pages 5 – 7, 2007.
- [Petit 08] V. Petit, P. Camy, J.-L. Doualan, X. Portier, et R. Moncorgé. *Spectroscopy of  $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$  : From isolated centers to clusters*. Phys. Rev. B, vol. 78, page 085131, Aug 2008.
- [Petit 10] P.-O. Petit. Thèse de doctorat de l'université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2010.
- [Popov 08] P. A. Popov, P. P. Federov, 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, vol. 53, no. 4, pages 198 – 200, 2008.
- [Pronin 11] O. Pronin, J. Brons, C. Grasse, V. Pervak, G. Boehm, M.-C. Amann, V. L. Kalashnikov, A. Apolonski, et F. Krausz. *High-power 200 fs Kerr-lens mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator*. Opt. Lett., vol. 36, no. 24, pages 4746–4748, Dec 2011.
- [Pugžlys 09] A. Pugžlys, G. Andriukaitis, D. Sidorov, A. Irshad, A. Baltuška, W. Lai, P. Phua, L. Su, J. Xu, H. Li, R. Li, S. Ališauskas, A. Marcinkevičius, M. Fermann, L. Giniūnas, et R. Danielius. *Spectroscopy and lasing of cryogenically cooled Yb,Na:CaF<sub>2</sub>*; Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 97, pages 339–350, 2009.
- [Roth 09] P. W. Roth, A. J. Maclean, D. Burns, et A. J. Kemp. *Directly diode-laser-pumped Ti:sapphire laser*. Opt. Lett., vol. 34, no. 21, pages 3334–3336, Nov 2009.
- [Roth 12] P. W. Roth, D. Burns, et A. J. Kemp. *Power scaling of a directly diode-laser-pumped Ti:sapphire laser*. Opt. Express, vol. 20, no. 18, pages 20629–20634, Aug 2012.
- [Russbueltdt 09] P. Russbueltdt, T. Mans, G. Rotarius, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann, et R. Poprawe. *400 W Yb:YAG Innoslab fs-Amplifier*. Opt. Express, vol. 17, no. 15, pages 12230–12245, Jul 2009.
- [Russbueltdt 10] P. Russbueltdt, T. Mans, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann, et R. Poprawe. *Compact diode-pumped 1.1 kW Yb:YAG Innoslab femtosecond amplifier*. Opt. Lett., vol. 35, no. 24, pages 4169–4171, Dec 2010.
- [Saraceno 11] C. J. Saraceno, O. H. Heckl, C. R. E. Baer, M. Golling, T. Südmeyer, K. Beil, C. Kränkel, K. Petermann, G. Huber, et U. Keller. *SESAMs for high-power femtosecond modelocking : power scaling of an Yb:LuScO<sub>3</sub> thin disk laser to 23 W and 235 fs*. Opt. Express, vol. 19, no. 21, pages 20288–20300, Oct 2011.
- [Saraceno 12a] C. Saraceno, O. Heckl, C. Baer, C. Schriber, M. Golling, K. Beil, C. Kränkel, T. Südmeyer, G. Huber, et U. Keller. *Sub-100 femtosecond pulses from a SESAM modelocked thin disk laser*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 106, pages 559–562, 2012.
- [Saraceno 12b] C. J. Saraceno, C. Schriber, M. Mangold, M. Hoffmann, O. Heckl, C. R. E. Baer, M. Golling, T. Südmeyer, et U. Keller. *SESAMs for High-Power Oscillators : Design Guidelines and Damage Thresholds*. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 18, no. 1, pages 29 –41, jan-feb 2012.
- [Saraceno 12c] 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*. Opt. Express, vol. 20, no. 21, pages 23535–23541, Oct 2012.

- [Sayinc 09] H. Sayinc, U. Buenting, D. Wandt, J. Neumann, et D. Kracht. *Ultrafast high power Yb:KLuW regenerative amplifier*. Opt. Express, vol. 17, no. 17, pages 15068–15071, Aug 2009.
- [Schulz 11] M. Schulz, R. Riedel, A. Willner, T. Mans, C. Schnitzler, P. Russbuehdt, J. Dolkemeyer, E. Seise, T. Gottschall, S. Hädrich, S. Duesterer, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, B. Faatz, A. Tünnermann, J. Rossbach, M. Drescher, et F. Tavella. *Yb:YAG Innoslab amplifier : efficient high repetition rate subpicosecond pumping system for optical parametric chirped pulse amplification*. Opt. Lett., vol. 36, no. 13, pages 2456–2458, Jul 2011.
- [Seise 10] E. Seise, A. Klenke, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Coherent addition of fiber-amplified ultrashort laser pulses*. Opt. Express, vol. 18, no. 26, pages 27827–27835, Dec 2010.
- [Siebold 07] M. Siebold, M. Hornung, S. Bock, J. Hein, M. Kaluza, J. Wemans, et R. Uecker. *Broad-band regenerative laser amplification in ytterbium-doped calcium fluoride (Yb:CaF<sub>2</sub>)*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 89, pages 543–547, 2007.
- [Siebold 09] M. Siebold, S. Bock, U. Schramm, B. Xu, J. L. Doualan, P. Camy, et R. Moncorgé. *Yb:CaF<sub>2</sub> - a new old laser crystal*. Appl. Phys. B, vol. 97, no. 2, pages 327–338, 2009.
- [Siebold 12] M. Siebold. *Current status of the Penelope project*. 7th International High Energy Class Diode Pumped Solid State Lasers Workshop, 2012.
- [Slack 61] G. A. Slack. *Thermal Conductivity of CaF<sub>2</sub>, MnF<sub>2</sub>, CoF<sub>2</sub>, and ZnF<sub>2</sub> Crystals*. Phys. Rev., vol. 122, pages 1451–1464, Jun 1961.
- [Snitzer 88] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, et B. McCollum. *Double clad, offset core Nd fiber laser*. Optical Fiber Sensors, page PD5, 1988.
- [Sorokin 60] P. P. Sorokin et M. J. Stevenson. *Stimulated Infrared Emission from Trivalent Uranium*. Phys. Rev. Lett., vol. 5, pages 557–559, Dec 1960.
- [Spence 91] D. E. Spence, P. N. Kean, et W. Sibbett. *60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*. Opt. Lett., vol. 16, no. 1, pages 42–44, Jan 1991.
- [Stockbarger 49] D. C. Stockbarger. *Artificial Fluorite*. J. Opt. Soc. Am., vol. 39, no. 9, pages 731–740, Sep 1949.
- [Strickland 85] D. Strickland et G. Mourou. *Compression of amplified chirped optical pulses*. Optics Communications, vol. 55, no. 6, pages 447 – 449, 1985.
- [Sutter 12] D. H. Sutter, D. Bauer, J. Kleinbauer, A. Budnicki, M. Wolf, C. Tan, R. Gebs, P. Wagenblast, et S. Weiler. *Ultrafast Disk Lasers and Amplifiers*. Lasers, Sources, and Related Photonic Devices, page AM2A.1, 2012.
- [Tokurakawa 12] M. Tokurakawa, A. Shirakawa, K. ichi Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, A. A. Kaminskii, K. Beil, C. Kränkel, et G. Huber. *Continuous wave and mode-locked Yb<sup>3+</sup>:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ceramic thin disk laser*. Opt. Express, vol. 20, no. 10, pages 10847–10853, May 2012.
- [Tümmler 09] 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*. Opt. Lett., vol. 34, no. 9, pages 1378–1380, May 2009.
- [Šulc 09] J. Šulc, H. Jelínková, M. E. Doroshenko, T. T. Basiev, V. A. Konyushkin, et P. P. Fedorov. *Tunability of Lasers Based on Yb<sup>3+</sup>-Doped Fluorides SrF<sub>2</sub>, SrF<sub>2</sub>-CaF<sub>2</sub>, SrF<sub>2</sub>-BaF<sub>2</sub>, and YLF*. Advanced Solid-State Photonics, page WB16, 2009.
- [Wells 00] J.-P. R. Wells, T. P. Han, M. Yamaga, N. Kodama, et H. G. Gallagher. *Disordered laser gain media : Er<sup>3+</sup> doped CaGdAlO<sub>4</sub> and Ca<sub>3</sub>Ga<sub>2</sub>Ge<sub>4</sub>O<sub>14</sub>*. Journal of Luminescence, vol. 87–89, pages 1093 – 1095, 2000.

- [Zaouter 06] 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*. Opt. Lett., vol. 31, no. 1, pages 119–121, 2006.
- [Zaouter 11] Y. Zaouter, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, C. Hönninger, E. Mottay, F. Druon, P. Georges, et F. Balembois. *Direct amplification of ultrashort pulses in  $\mu$ -pulling-down  $\text{Yb}:\text{YAG}$  single crystal fibers*. Opt. Lett., vol. 36, no. 5, pages 748–750, Mar 2011.
- [Zaouter 12] Y. Zaouter, L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, F. Morin, C. Hönninger, F. Druon, E. Mottay, et P. Georges. *Passive coherent combination of two ultrafast rod type fiber chirped pulse amplifiers*. Opt. Lett., vol. 37, no. 9, pages 1460–1462, May 2012.