Amplificateurs impulsionnels à base de fibres cristallines dopées Ytterbium

Fabien Lesparre

▶ **To cite this version:**

Fabien Lesparre. Amplificateurs impulsionnels à base de fibres cristallines dopées Ytterbium. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COmUE), 2017. Français. NNT : 2017SACLO001 . tel-01519352

HAL Id: tel-01519352
https://pastel.hal.science/tel-01519352

Submitted on 6 May 2017

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

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

NNT : 2017SACLO001

THESE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY,
préparée à
L'INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL

ÉCOLE DOCTORALE N°572
Ondes et Matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : Optique et photonique

Par

Fabien Lesparre

Amplificateurs impulsionnels à base de fibres cristallines dopées Ytterbium

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 30 janvier 2017 :

Composition du Jury :

M. Fabian Zomer	Professeur des Universités Université Paris-Sud	(Président)
M. Vincent Couderc	Directeur de recherche XLim, Universté de Limoges	(Rapporteur)
M. Ammar Hideur	Maître de conférences CORIA, Université de Rouen	(Rapporteur)
M. Xavier Delen	Maître de conférences LCF, Université Paris-Saclay	(Examinateur)
Mme. Inka Manek-Hönninger	Maître de conférences LOMA, Université de bordeaux	(Examinatrice)
M. Patrick Georges	Directeur de recherche LCF, Université Paris-Saclay	(Directeur de thèse)
M. Aubry Nicolas	Ingénieur, Fibercryst	(Invité)

TABLE DES MATIERES

Introduction 6

I. Les lasers ultracourts appliqués au micro-usinage 10
I.1 Le processus d'ablation par impulsion laser 11
I.1.1 La notion d'ablation 11
I.1.2 Intérêt de l'impulsion ultracourte (< 10 ps) 11
I.2 Mise en contexte : Le projet Ultrafast Razipol 13
I.3 Focus sur deux domaines d'application 14
I.3.1 La structuration de surface à haute cadence 14
I.3.1.a Domaines d'applications et performances actuelles 14
I.3.1.b La limite en cadence 15
I.3.2 Le perçage à fort rapport d'aspect 16
I.3.2.a Les techniques de perçage 16
I.3.2.b Les limitations 17
I.4 La polarisation radiale et azimutale 18
I.4.1 Un atout pour les procédés de micro-usinage 18
I.4.2 Etat de l'art sur la génération de faisceau à polarisation radiale et azimutale 19
I.5 Le projet Ultrafast Razipol : Concept et objectifs 21
I.5.1 Les performances visées 21
I.5.2 L'architecture du système laser 22
I.6 Conclusion 26

II. Les lasers femtosecondes pompés par diode 28
II.1 L'Yb^{3+} pour l'amplification d'impulsions ultra-courtes de forte puissance moyenne 29
II.1.1 Le pompage des lasers solides par diode de haute puissance 29
II.1.2 Les propriétés spectroscopiques de l'ion Yb^{3+} 31
II.1.3 Le choix de la matrice hôte 31
II.1.3.a Les cristaux alternatifs : Yb:CALGO et Yb:CaF_2 32
II.1.3.b Les tungstates : Yb:KYW et Yb:KGW 33
II.1.3.c L'Yb:YAG 34
II.2 Les architectures pour la génération et l'amplification d'impulsions ultra-courtes 37
II.2.1 Les oscillateurs à cristaux de tungstate (Yb:KGW, Yb:KYW) 37
II.2.2 Les géométries pour la haute puissance en régime d'impulsion ultracourtes 41

II.2.2.a La fibre optique 41
II.2.2.b Le cristal massif 46
II.2.2.c Le disque mince 47
II.2.2.d Le slab 49
II.2.2.e La fibre cristalline 51
II.2.2.f Bilan sur les géométries d'amplificateurs 52
II.3 Conclusion 53

III. Définition de l'architecture globale des amplificateurs 56
III.1 Architecture d'amplificateur multi-étage 58
III.1.1 Définition de la fibre cristalline 58
III.1.1.a Dimensionnement de la fibre cristalline « standard » 58
III.1.1.b Architecture de l'amplificateur à fibre cristalline 58
III.1.1.c Les tailles de modes 60
III.1.1.d Les diodes laser de nouvelle génération 61
III.1.1.e Conclusion 64
III.1.2 Définition de l'amplificateur pour le projet Razipol 65
III.1.2.a Modélisation de l'amplification 65
III.1.2.b Optimisation longueur/taux de dopage 67
III.1.2.c Synthèse 76
III.1.2.d Conclusion 77
III.2 Gestion de la thermique dans l'architecture 78
III.2.1 Dépôt de chaleur et gradient thermique 78
III.2.1.a Effet sur la propagation du faisceau : la lentille thermique 79
III.2.1.b Effet sur la qualité spatiale 81
III.2.1.c Effet sur la polarisation 84
III.3 Gestion des fortes puissances crêtes 85
III.3.1 L'effet Kerr 85
III.3.1.a Aspect spatial 86
III.3.1.b Aspect temporel 89
III.3.2 Moyens pour repousser le seuil des non-linéarités 92
III.3.2.a L'amplification à dérive de fréquence 92
III.3.2.b Les techniques de combinaison cohérente 93
III.3.3 Implémentation du dispositif d'amplification à impulsions divisées 94
III.4 Conclusion 97

IV. Amplificateur femtoseconde à haute cadence 100
IV.1 Architecture globale 102
IV.2 Performances obtenues 103
IV.2.1 Amplificateur fort gain (étage 1) 103
IV.2.1.a Dispositif expérimental 103
IV.2.1.b Résultats expérimentaux 104
IV.2.2 Amplificateur de forte puissance (étage 2) 106
IV.2.2.a Dispositif expérimental 106
IV.2.2.b Comparaison des configurations de pompage à 940 nm et 969 nm 107
IV.2.2.c Intérêt du faible taux de dopage 111
IV.2.2.d Configuration double passage 113
IV.2.2.e Synthèse 114
IV.2.3 Amplificateur à polarisation cylindrique (étage 3) 115
IV.2.3.a Conversion de polarisation 115
IV.2.3.b Dispositif expérimental 116
IV.2.3.c Résultats expérimentaux 117
IV.2.4 Amplificateur en polarisation linéaire 118
IV.2.4.a Choix effectués 118
IV.2.4.b Résultats expérimentaux 120
IV.2.5 Conclusion et perspectives 121
IV.3 Phase d'intégration 122
IV.3.1 Enjeux 122
IV.3.2 Performances obtenues 123
IV.3.3 Conclusion 124
IV.4 Modulation temporelle des impulsions 124
IV.4.1 Le modulateur acousto-optique 124
IV.4.1.a Principe de fonctionnement 124
IV.4.1.b Limitations 126
IV.4.2 La solution envisagé pour l'architecture globale 128
IV.4.3 Dispositif choisi pour l'amplificateur à fibre cristalline 129
IV.4.3.a Principe de fonctionnement 129
IV.4.3.b Equipement 130
IV.4.4 Démonstration expérimentale 131
IV.4.4.a Dispositif expérimental 131
IV.4.4.b Preuve de principe 132

IV.4.4.c Limitation du dispositif 133
IV.4.5 Synthèse 135
IV.5 Conclusion et perspectives 135

V. Amplificateur picoseconde de forte énergie 138
V.1 Architecture globale 139
V.2 Performances obtenues 141
V.2.1 Amplificateur fort gain (étage 1) 141
V.2.1.a Dispositif expérimental 141
V.2.1.b Résultats expérimentaux 142
V.2.2 Amplificateur à division temporelle de forte énergie (étage 2) 143
V.2.2.a Dispositif expérimental 143
V.2.2.b Résultats expérimentaux avec un DPA à 4 répliques temporelles 145
V.2.2.c Résultats expérimentaux avec un DPA à 8 répliques temporelles 148
V.2.2.d Validation des puissances crêtes 150
V.2.2.e Baisse d'efficacité de recombinaison dans le DPA 152
V.2.3 Synthèse 154
V.3 Phase d'intégration 155
V.3.1 Choix techniques effectués 155
V.3.2 Résumé des performances de l'amplificateur en version intégrée 157
V.4 Conclusion et perspectives 158

Conclusion générale 160

Liste des publications et conférences de l'auteur 164

BIBLIOGRAPHIE 166

INTRODUCTION

Dès 1960 et l'invention des premiers lasers à impulsions, opérant d'abord en régime nanoseconde, la communauté scientifique voit en cette technologie un fabuleux outil permettant d'améliorer la compréhension de nombreux évènements naturels aux temps courts. Pourtant, certains phénomènes restent régis par des dynamiques se déroulant à des échelles de temps encore trop courtes. Dès lors les efforts de recherche se sont portés sur la génération d'impulsions encore et toujours plus courtes. En 1981, une équipe du Bell Telephones Laboratories au New Jersey, plus connue sous l'appellation de Bell Labs, invente le premier laser à verrouillage de modes passif [Fork et al., 1981]. Il s'agit d'un laser à colorant dit à impulsions contre propageantes, CPM (Colliding Pulse Modelocking), capable de générer des impulsions de 100 fs. Dix ans plus tard, une découverte fait grand bruit dans le petit monde du laser. D. Spence, P. Kean et W. Sibbet, de l'Université de St Andrews en Ecosse, inventent une méthode de verrouillage de modes n'utilisant ni absorbant saturable, ni contre réaction qu'ils intègrent à un laser à base de saphir dopé au titane (Ti:Sa). Ce laser délivre ainsi des impulsions de 60 femtosecondes [Spence et al., 1991]. Cette découverte paraissait si incroyable, qu'à l'époque, on parlait de « magic modelocking », ce mécanisme est aujourd'hui plus sobrement appelé « Kerr lens modelocking ».

Rapidement les lasers à impulsions courtes et ultracourtes (< 10 ps) ont remplacé les lasers nanosecondes dans un bon nombre d'applications, qu'elles soient scientifiques, industrielles, militaires ou encore médicales. Dans le domaine de l'usinage et du micro-usinage, la réduction de la durée des impulsions permet de réduire l'échauffement du matériau lors du processus d'ablation et de réduire la zone affectée thermiquement. Ceci permet d'augmenter la précision des procédés de structuration de surface, de découpe ou encore de perçage. De manière analogue, l'utilisation d'impulsions femtoseconde dans le domaine du biomédical, permet d'améliorer la précision des traitements en limitant l'altération thermique des cellules situées à la périphérie de la zone d'intervention. La faible durée des impulsions constitue donc un avantage important dans beaucoup de domaines. Pourtant d'autres paramètres sont à prendre en considération. La cadence par exemple, certaines applications industrielles nécessitent effectivement l'emploi de lasers impulsionnels à haut taux de répétition pour accroitre la rapidité et la productivité des procédés. Or concilier l'ensemble des paramètres désirés au sein d'un même système laser n'est pas une tâche aisée. C'est pourquoi une multitude d'architectures laser coexistent sur le marché de « l'impulsion ultra-courte ». Les systèmes à base de cristaux de saphir dopés au titane (Ti:Sa) sont par exemple très bien adaptés à la génération et l'amplification d'impulsions de quelques cycles optiques à forte puissance crête mais beaucoup moins enclin à supporter les fortes puissances moyennes, à cause notamment d'un défaut quantique élevé et de systèmes de pompage à multiples étages coûteux et complexe. Ces systèmes souffrent ainsi de faibles efficacités optique-optique. Un compromis est alors souvent nécessaire entre puissance moyenne et durée d'impulsions à cause des problèmes thermiques.

Les matériaux dopés aux ions terres rares (erbium, néodyme, ytterbium, thulium, etc.) peuvent constituer une alternative intéressante aux systèmes à base de saphir dopé au titane. L'ion Yb^{3+}, en particulier, est bien adapté aux fortes puissances moyennes grâce à un défaut quantique très faible (<10%) qui limite grandement les effets thermiques. Cet ion permet également d'obtenir des efficacités optique-optique meilleures, grâce au pompage direct par diode laser de très forte puissance, dans la gamme 900-1000 nm, auquel il est parfaitement adapté. Certaines matrices permettent d'accroitre les qualités spectroscopiques et thermiques de l'ion Ytterbium. Parmi elles, le YAG présente de nombreux avantages. Il affiche notamment une excellente conductivité thermique. Dopé à l'Yb^{3+}, il démontre une bande de gain de 9 nm à 1030 nm qui lui permet de générer des impulsions courtes. Les durées d'impulsions typiquement obtenues avec l'Yb:YAG, en amplificateur laser, se situe autour de 800 fs. Elles sont donc globalement plus

longues qu'avec des systèmes à base de Ti:Sa mais restent bien adaptées pour de nombreuses applications. La croissance de tels cristaux est en outre aujourd'hui bien maitrisée et ceux-ci sont utilisés dans de nombreux systèmes industriels à la fiabilité éprouvée.

Les travaux de thèse rapportés dans ce manuscrit s'inscrivent dans le cadre d'un projet européen, le projet Ultrafast Razipol[1], dont l'objectif est de développer deux systèmes de micro-usinage à impulsions laser ultra-brèves pour deux types d'applications différentes :

- la structuration de surface ultra-rapide, cette application nécessite une forte puissance moyenne et une cadence élevée : 500 W à 20 MHz.
- le perçage à haut rapport d'aspect, cette application nécessite une forte énergie à une cadence légèrement plus modérée : de l'ordre du mJ à 500 kHz.

Le niveau de performances visé se situe au-delà de l'état de l'art actuel en matière de puissance moyenne et de taux de répétition pour la version haute cadence, ainsi que d'énergie pour la version basse cadence. Par ailleurs, l'état de polarisation choisi pour le système le démarque encore un peu plus de la concurrence, il s'agit d'un état de polarisation cylindrique (polarisation radiale ou azimutale) qui permet d'accroitre la précision des procédés. Pour atteindre les objectifs, de puissance moyenne, d'énergie, de durée et de fiabilité, fixés par le projet, une architecture laser de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) composée d'un oscillateur et de plusieurs étages d'amplification, à base de fibre cristalline puis de disque mince, est la solution retenue par le projet Razipol. Le matériau choisi pour constituer le milieu à gain des étages d'amplification est, pour les raisons exposées précédemment, l'Yb:YAG. Au sein du consortium, composé de partenaires Allemands, Français et Suisses, le rôle du laboratoire Charles Fabry est de concevoir, en collaboration avec la société Fibercryst, le premier étage d'amplification à base de fibres cristallines Yb:YAG.

Cette thèse fait donc suite à de nombreux travaux sur le développement d'oscillateurs et d'amplificateurs à base de fibres cristallines Er:YAG, Nd:YAG et Yb:YAG [Aubourg, 2014; Delen, 2013; Didierjean, 2007; Martial, 2011; Sangla, 2009]. Ces différentes études ont permis de démontrer les qualités de la géométrie fibre cristalline. Celle-ci se place à mi-chemin entre la fibre optique et le cristal massif. Elle combine à la fois un fort rapport surface sur volume, favorable à une bonne gestion des effets thermiques, et laisse la possibilité d'employer des faisceaux relativement large pour limiter les effets non-linéaire. Dernièrement, Les travaux de Xavier Délen ont notamment permis de mettre en évidence les fortes potentialités de la géométrie fibre cristalline pour l'amplification de fortes puissances moyennes en régime impulsionnel ultra-court [Délen et al., 2013] ou de faisceaux à polarisation cylindrique en régime continu [Piehler et al., 2013]. L'objectif de nos travaux est d'accroitre encore les performances des amplificateurs à fibres cristallines en régime impulsionnel sub-ps voire ps que ce soit en termes de puissance moyenne, d'énergie et de puissance crête. Nous nous confronterons donc aux problématiques liées aux fortes charges thermiques et aux effets non-linéaires. Nous aborderons également les questions liées à la fiabilisation de nos systèmes en vue de la phase d'intégration primordiale dans le cadre du projet européen Razipol.

Le premier chapitre de ce manuscrit est consacré à la présentation du projet Razipol. Au travers d'un court état de l'art sur les systèmes de micro-usinage, nous verrons comment le système développé dans le cadre du projet Razipol se démarque de l'état de l'art décrit dans la littérature.

Le second chapitre va nous permettre de décrire les choix qui ont mené à la définition de l'architecture globale de l'amplificateur à multi-étage qui a été retenue dans le cadre du projet Razipol. Nous verrons en particulier qu'elle est le rôle joué par la fibre cristalline au sein d'une telle architecture et pourquoi sa géométrie y est si bien adaptée.

[1] Nous le nommerons par la suite plus simplement, projet Razipol (http://www.razipol.eu/project/index.html).

Le troisième chapitre sera consacré au dimensionnement de nos amplificateurs à fibres cristallines. Nous verrons notamment que pour exploiter efficacement les propriétés des diodes laser de nouvelle génération nous devrons ré-optimiser les paramètres de nos fibres cristallines (taux de dopage, longueur). Nous verrons également comment l'architecture de nos amplificateurs permet de répondre aux problématiques liées aux fortes charges thermiques, dans le cas de la version haute cadence, et aux effets non-linéaires induits par les fortes puissances crête, dans le cas de la version basse cadence.

Les chapitres 4 et 5 présenteront les résultats expérimentaux respectivement obtenus dans le cadre du développement des amplificateurs version haute cadence et basse cadence. Nous y aborderons en outre les problématiques liées à l'industrialisation de systèmes laser complexes au travers de la réalisation des versions intégrés de nos amplificateurs à fibres cristallines.

Enfin, nous conclurons sur les perspectives industrielles et scientifiques amenées par ces travaux.

CHAPITRE I :

Les lasers ultracourts appliqués au micro-usinage

I. LES LASERS ULTRACOURTS APPLIQUES AU MICRO-USINAGE

Ces dernières années le domaine des lasers à impulsions ultra-brèves (<10 ps) a connu de nombreuses avancées en matière de performances, de fiabilité et de coût. Ils permettent désormais d'envisager des applications industrielles dans le domaine du micro-usinage jusqu'alors principalement réservées aux sources Nd:YAG pour les matériaux métalliques, ou Excimère pour les polymères. Le récent succès des lasers à impulsions ultra-brèves dans les domaines industriels s'explique par la réduction des coûts de production et l'augmentation de la précision des traitements qu'ils sont capables d'offrir par rapport aux procédés lasers conventionnels. Contrairement aux lasers infrarouges continus (CO_2 ou Nd:YAG) largement utilisés dans les procédés industriels de découpe, de soudage et de marquage, les lasers femtosecondes permettent aujourd'hui d'usiner un grand nombre de matériaux par des procédés quasi-athermiques.

TABLE DES MATIERES

I. Les lasers ultracourts appliqués au micro-usinage 10
I.1 Le processus d'ablation par impulsion laser 11
I.1.1 La notion d'ablation 11
I.1.2 Intérêt de l'impulsion ultracourte (< 10 ps) 11
I.2 Mise en contexte : Le projet Ultrafast Razipol 13
I.3 Focus sur deux domaines d'application 14
I.3.1 La structuration de surface à haute cadence 14
I.3.1.a Domaines d'applications et performances actuelles 14
I.3.1.b La limite en cadence 15
I.3.2 Le perçage à fort rapport d'aspect 16
I.3.2.a Les techniques de perçage 16
I.3.2.b Les limitations 17
I.4 La polarisation radiale et azimutale 18
I.4.1 Un atout pour les procédés de micro-usinage 18
I.4.2 Etat de l'art sur la génération de faisceau à polarisation radiale et azimutale 19
I.5 Le projet Ultrafast Razipol : Concept et objectifs 21
I.5.1 Les performances visés 21
I.5.2 L'architecture du système laser 22
I.6 Conclusion 26

I.1 Le processus d'ablation par impulsion laser

I.1.1 La notion d'ablation

L'augmentation du taux d'ablation constitue l'un des objectifs clés du procédé d'amélioration des systèmes de micro-usinage laser à impulsions ultra-courtes. Pour des impulsions nanosecondes ou plus longues, le taux d'ablation dépend de nombreux facteurs difficiles à maitriser et conduit à des processus d'usinage moins précis[2]. Pour des impulsions ultracourtes typiquement inférieures à 10 ps, la profondeur d'ablation L dépend logarithmiquement de l'énergie par impulsion [Le Harzic et al., 2005].

$$L = \lambda \ln \frac{F}{F_{th}} \qquad \textit{Eq. I-1}$$

Où F et F_{th} représentent respectivement la fluence de l'impulsion laser et la fluence au seuil d'ablation, λ la longueur d'onde du faisceau laser

En d'autres termes, pour une puissance moyenne et un diamètre de faisceau laser donnés, le taux d'ablation dépend principalement de la cadence. Les applications de structuration de surface nécessitent une cadence élevée (de l'ordre du MHz) contrairement au perçage qui demande de fortes énergies par impulsion et donc une cadence plus faible (de l'ordre de la centaine de kHz). La pertinence des caractéristiques techniques du système laser dépend donc du type d'application visé et du matériau à traiter. L'état de l'art décrit dans ce chapitre se concentre sur deux types d'applications : la structuration de surface à haute cadence et le perçage à haut rapport d'aspect à forte énergie.

I.1.2 Intérêt de l'impulsion ultracourte (< 10 ps)

Le processus d'ablation impliquant une impulsion ultra-brève[3] se caractérise par sa nature athermique, même si la température électronique dans le panache peut atteindre plusieurs milliers de Kelvins. Le terme « athermique » décrit davantage l'absence d'effet thermique collatéral. Le temps de transfert de l'énergie dans le réseau d'atomes par diffusion des électrons excités est de l'ordre de la dizaine de ps. Lorsque ce temps est supérieur à la durée d'impulsion le procédé est considéré comme athermique car l'impulsion n'a pas le temps de chauffer le matériau. Des études comparatives ont démontré que le fait de réduire la durée d'impulsion de 100 à 10 fs permet d'améliorer sensiblement la qualité et la précision latérale et verticale comme le montre la figure I-1 [Lenzner et al., 1999]. En effet, le procédé athermique permet d'éviter les craquelures, boursoufflures dues à la fusion locale, ou re-dépot de scories.

[2] Cas particulier : Sur certains matériaux, l'utilisation de lasers UV à impulsions nanoseconde donne des résultats très proches de ceux obtenus avec des impulsions ultracourtes.

[3] Sont considérées ici comme ultra-brèves les impulsions de durée inférieure à 10 ps.

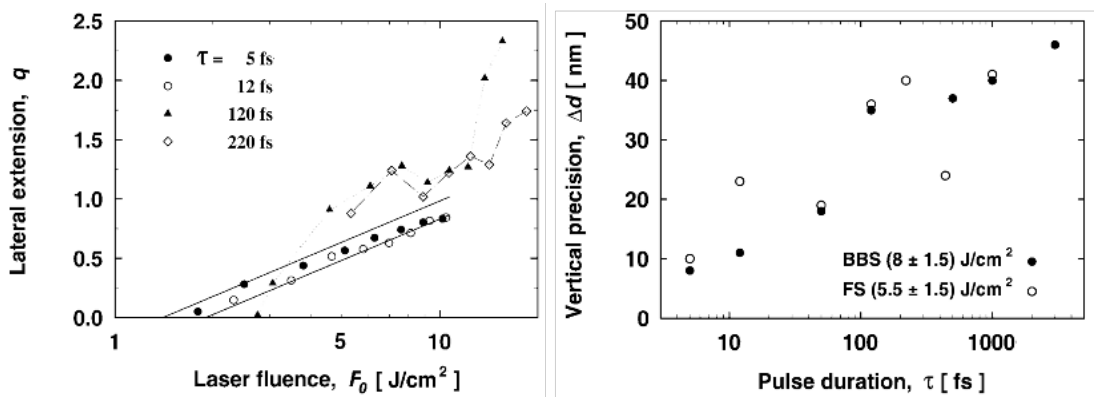


Figure I-1 : Précision verticale absolue de l'ablation en fonction de la durée d'impulsion [Lenzer 99]. BBS : verre de baryum aluminium borosilicate, FS : Silice fondue.

Pourtant diminuer la durée d'impulsion peut dans certains cas nuire à la qualité de l'usinage. C'est notamment le cas des opérations de micro-usinage nécessitant une focalisation importante du faisceau incident. La forte intensité au niveau du plan focal peut provoquer un claquage de l'air ambiant et la génération d'un plasma [Dausinger, 2003]. Celui-ci modifie la structure du faisceau et est susceptible d'engendrer des effets non-linéaires aléatoires conduisant notamment à la déformation du profil spatial, l'autofocalisation ou encore la défocalisation du faisceau.

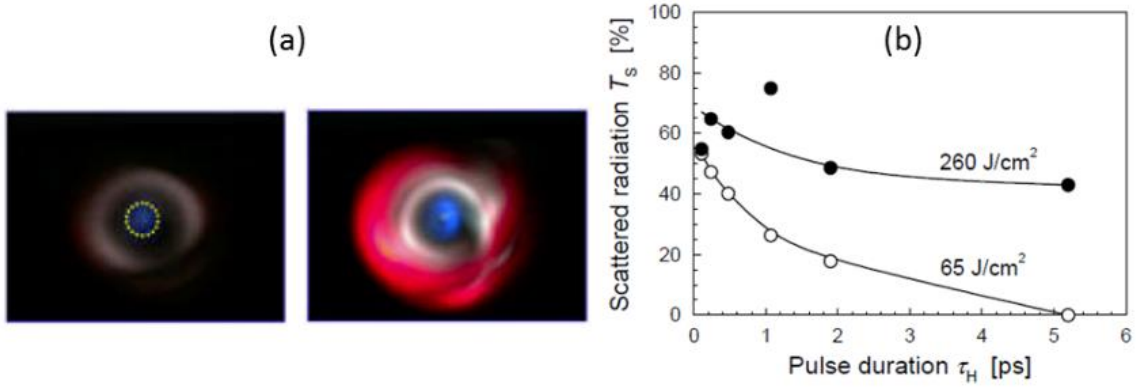


Figure I-2 : Distorsion de faisceau induit par la formation d'un plasma dans l'air (a). Part de lumière diffusée par la formation d'un plasma dans l'air en fonction de la durée d'impulsion (b) [Dausinger, 2003].

Le choix de la durée d'impulsion dépendra donc du type d'application visé, du matériau mais également du coût que l'on souhaite attribuer au système. Pour les applications de perçage nécessitant de fortes énergies par impulsion, il sera avantageux de ne pas viser des durées d'impulsions trop courtes (inférieures à quelques picosecondes) pour conserver une architecture laser relativement simple et donc économique. La réduction des durées d'impulsion à énergie constante implique une augmentation des puissances crêtes dont la gestion peut nécessiter des choix techniques coûteux. A l'inverse pour les applications de micro-usinage à haute cadence, la réduction des durées d'impulsions est moins problématique. Ainsi les systèmes notamment dédiés aux applications de structuration de surface sont capables de générer des impulsions présentant des durées inférieures à la picoseconde sans grande complexification.

I.2 Mise en contexte : Le projet Ultrafast Razipol

Le projet Ultrafast Razipol qui constitue le cadre de cette thèse prévoit le développement de deux systèmes de micro-usinage innovants basés sur l'utilisation d'un état de polarisation particulier, la polarisation radiale et/ou azimutale. Le consortium du projet réunit depuis 2013, 8 partenaires européens, entreprises et laboratoires, associés dans le cadre d'un financement FP7 ou 7ème Programme Cadre de Recherche et Développement (7ème PCRD) :

- 4 partenaires participent au développement du système laser, la société suisse Lumentum en charge du développement des oscillateurs sources, la collaboration française composée du Laboratoire Charles Fabry (Unité mixte de recherche entre le CNRS et l'Institut d'Optique Graduate School) et de la société Fibercryst en charge de la réalisation du premier étage d'amplification, et enfin le laboratoire allemand de L'IFSW (Université de Stuttgart) en charge du développement du deuxième et dernier étage d'amplification et de la coordination du projet.
- L'intégration du scanner ultra-rapide est la responsabilité de la société belge Next Scan Technology, spécialisée dans le développement de têtes de micro-usinage basées sur la technologie du polygone scanner.
- La société allemande GFH GmbH est en charge de la construction des prototypes machines de micro-usinage intégrant systèmes laser et têtes scanner.
- Pour finir, les systèmes de micro-usinage laser ainsi développés sont destinés à être installés dans les locaux de Class 4 Laser et SLV, responsables respectivement des démonstrations de perçage à fort rapport d'aspect et de structuration de surface à haute cadence.

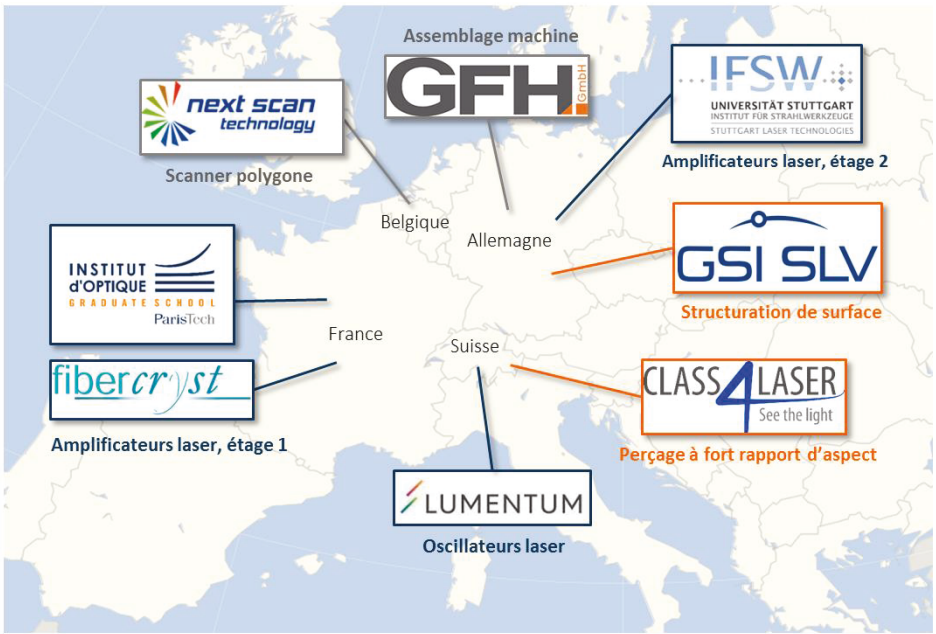


Figure I-3 : Les partenaires du projet Ultrafast Razipol.

Dans la suite de ce chapitre, nous tenterons de définir l'ensemble des paramètres des systèmes développés permettant d'adresser avec pertinence le marché des applications citées précédemment. Nous pourrons ainsi définir avec précision les objectifs à atteindre en terme de puissance moyenne (ou énergie), cadence, durée d'impulsion ou encore état de polarisation.

I.3 Focus sur deux domaines d'application

I.3.1 La structuration de surface à haute cadence

I.3.1.a Domaines d'applications et performances actuelles

Les lasers ultracourts en régime picoseconde (<10 ps) et femtoseconde permettent d'obtenir des temps d'interaction avec la matière extrêmement courts induisant un traitement de la matière quasi athermique. Ainsi les métaux [Neuenschwander et al., 2012], les céramiques [Peters and Oldorf, 2012] comme les matériaux transparents ou thermiquement sensibles comme les polymères peuvent être traités avec efficacité et précision. La combinaison de scanners ultra-rapides et de lasers à impulsions ultra-courtes constitue un outil parfait pour la structuration de surfaces complexes comme les structures multicouches. Le développement de systèmes électroniques miniatures comme les laboratoires sur puce (LOC, Lab-on-chip) [Vazquez et al., 2009] constitue un exemple d'application innovante. Ces puces miniatures, mesurant une centaine de mm², permettent par exemple d'enregistrer des données physiologiques à l'échelle cellulaire comme la concentration en oxygène, l'acidité ou la croissance cellulaire. Elles se composent de nano-couches de verre structurées à un degré de précision micrométrique. La photolithographie est une méthode couramment utilisée pour créer les structures de ce type de capteur. L'utilisation de laser à impulsions ultracourtes constitue une alternative séduisante à ces procédés aux coûts élevés et chronophages. L'association de ces lasers aux systèmes de scanner rapide permet d'envisager des procédés de micro-structuration de couches minces athermiques et de haute qualité.

Figure I-4 : Exemples d'applications pour les lasers impulsionnels à haute cadence. (gauche) La structuration de nano-couches de verre pour la conception de laboratoires sur puce. (centre) La découpe de stents pour la médecine. (droite) La texturation de revêtement de panneau solaire.

Les systèmes laser actuellement utilisés pour ce type d'applications présentent une puissance moyenne de 50 W à un taux de répétition inférieur à 1 MHz, l'énergie par impulsion se situe dans la gamme 5 à 20 µJ. Ces lasers sont associés à des scanners galvanométriques pouvant atteindre une vitesse de 1 m/s, permettant de traiter plusieurs cm² de nano-couche par minute.

D'autres applications telles que le micro-découpage de composants de montre, nécessitent l'utilisation de systèmes encore plus rapides fonctionnant à des cadences de 2 MHz en permettant des vitesses de découpe 2 fois plus élevées tant que l'énergie par impulsion reste suffisante pour ablater le matériau. L'émergence de nouveaux marchés tels que le découpage de stents pour la médecine, la structuration de surface des panneaux solaires ou encore la découpe de verre pour les smartphones, motive le développement de systèmes de micro-usinage toujours plus rapides.

I.3.1.b La limite en cadence

Mais y a-t-il des limitations à la très haute cadence ? Il existe en effet un élément critique dans ces systèmes de micro-usinage : le scanner. Même si l'intégration de la technologie du scanner à polygone[4], utilisé à l'origine dans l'industrie de l'art graphique, aux machines de micro-usinages laser existantes a permis d'atteindre des cadences de 4 MHz et des vitesses de scan de 75 à 100 m/s, la vitesse des scanners restent difficile à accroitre. Ces scanners à polygone sont constitués d'un miroir multifacettes, celui-ci va réfléchir le faisceau laser d'entrée le long d'un premier axe d'usinage rapide[5]. L'utilisation d'une optique de focalisation type f-thêta permet de conserver le faisceau focalisé sur le substrat. Pour obtenir un système de scan en 2D, la tête de déflection se déplace dans la direction perpendiculaire (axe lent[6]) à la ligne tracée par le miroir polygonal. Comparé aux scanners à miroirs galvanométriques, ces systèmes permettent de traiter un plus grand nombre de lignes par seconde sur de plus larges surfaces. La cadence du procédé peut ainsi atteindre 4 MHz. Ceci constituait l'état de l'art au début de cette thèse.

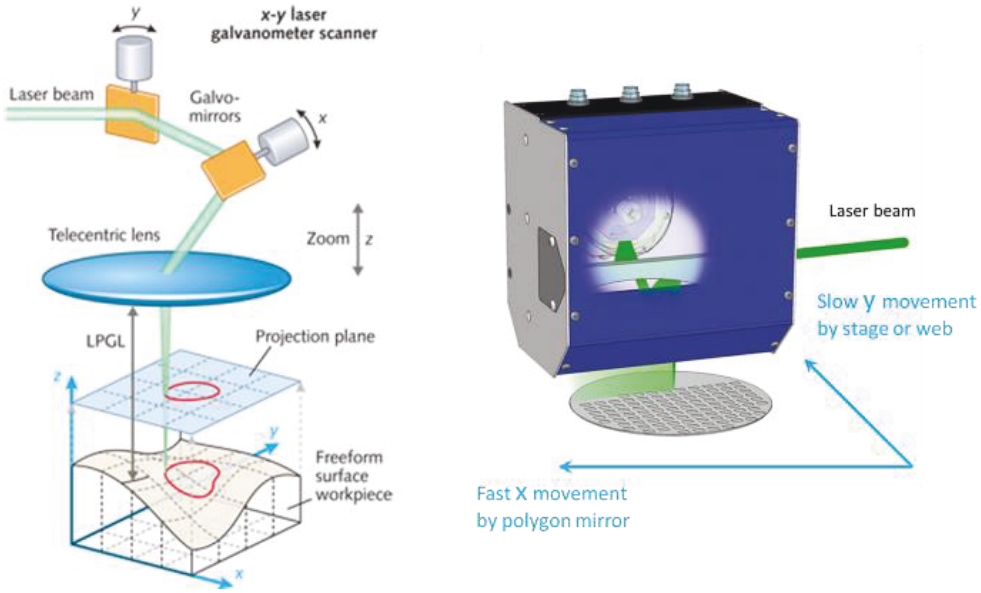


Figure I-5 : Illustration des techniques de distribution d'impulsions pour le micro-usinage à très haute cadence. (a) Le scanner galvanométrique. (b) Le scanner à polygone.

L'un des challenges majeurs qu'implique l'intégration d'une telle technologie aux systèmes de micro-usinage laser à haute cadence réside dans la synchronisation des mouvements de la tête de défection avec ceux du polygone[7]. Next Scan Technology[8] partenaire du projet européen Razipol a développé un système de contrôle précis de ces temps caractéristiques permettant de s'affranchir des problèmes de synchronisation. Le projet Razipol a pour but d'exploiter la technologie du scanner à polygone pour atteindre des vitesses de scan inégalées de l'ordre de 300 m/s en modulant les impulsions générées par le système laser opérant à la cadence de 20 MHz. Le développement d'un système laser fonctionnant à une

[4] Egalement appelé scanner rotatif.
[5] L'axe X sur l'illustration Fig. I-5.
[6] L'axe Y sur l'illustration Fig. I-5.
[7] Eux-mêmes synchronisés sur la cadence du train d'impulsion d'entrée.
[8] http://nextscantechnology.com/

cadence aussi élevée allié à la technologie du polygone scanner pourrait permettre d'accroitre la parallélisation des procédés d'usinage et d'améliorer considérablement leur productivité.

Les applications de structuration de surfaces comme celles cités précédemment nécessitent une énergie par impulsion de l'ordre de 20 µJ, pour des durées d'impulsions inférieures à la picoseconde. Par conséquent, la source laser à développer au sein du projet Ultrafast Razipol a pour but de délivrer une puissance moyenne de 500 W à 20 MHz avec une durée d'impulsion inférieure à la picoseconde.

I.3.2 Le perçage à fort rapport d'aspect

I.3.2.a Les techniques de perçage

Les structures dites à fort rapport d'aspect font référence aux traitements de perçage dont le rapport diamètre sur profondeur est élevé, typiquement de l'ordre de 1/20. Dans ce cadre, le perçage des buses de moteurs diesel représente une part importante du marché visé par les sources lasers à impulsions ultra-courtes. Différentes techniques de perçage peuvent être utilisées, elles ne présentent pas toutes le même niveau de précision. Le perçage laser par percussion nécessite une multitude d'impulsions pour traverser complétement la matière. Ceci entraine, par accumulation de chaleur, la formation de masses fondues à la périphérie du traitement [Ancona et al., 2008]. Les techniques de perçage type forage hélicoïdal constituent l'une des solutions les plus attractives pour les applications nécessitant le plus haut degré de qualité et de précision [Schulz et al., 2013]. Cette technique consiste à usiner le matériau par un mouvement circulaire autour de la cible, la trajectoire du faisceau dans la matière suit alors une forme hélicoïdale. Ce procédé permet de faciliter l'expulsion de matière. Le mécanisme de découpe par rotation d'un faisceau très petit autour de la cible permet également d'améliorer la précision des formes usinées puisque celle-ci est moins affectée par l'imperfection du profil spatial du faisceau laser.

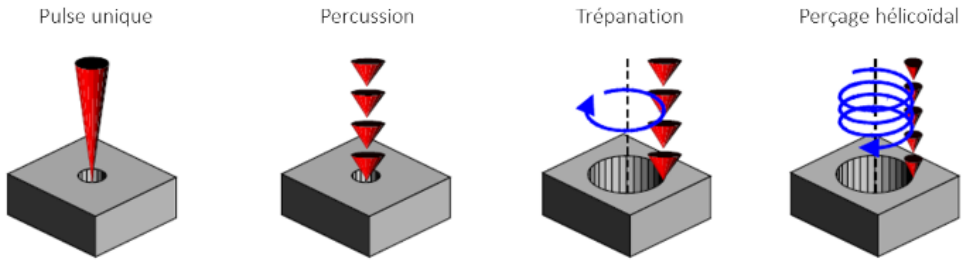


Figure I-6 : Illustration des techniques de perçage par impulsions laser [Dausinger, 2003].

Cependant ces procédés de perçage restent relativement lents[9] à cause de la matière sous forme de plasma qui doit être évacuée entre chaque tir. Ils sont également ralentis pour limiter les effets d'accumulation de chaleur sur la pièce traitée. Pour ce type de traitement, le choix des paramètres de la source laser utilisée est donc extrêmement délicat. Le taux de répétition, intimement lié à l'énergie par impulsion, influe sur l'accumulation de chaleur et donc sur la propreté du traitement mais également sur la durée de l'opération. La durée d'impulsion, elle aussi, impacte la précision du traitement et l'emploi d'impulsions à la durée trop courte peut engendrer l'apparition de phénomènes non-linéaires délétères comme nous l'avons évoqué auparavant. De nombreuses études ont pour objet l'optimisation de ces deux paramètres pour accroitre l'efficacité d'ablation.

[9] Autour d'une seconde par trou suivant le matériau.

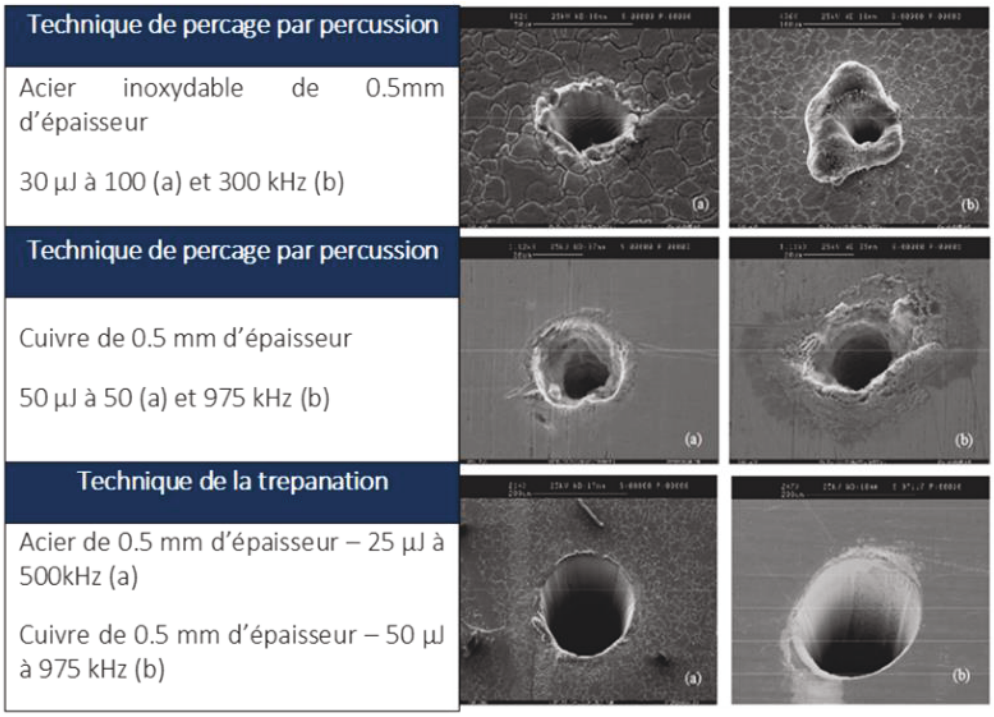


Figure I-7 : Images MEB d'entrée de trous, percés par impulsions laser femtosecondes (800 fs), réalisés sur différents types de matériaux et par différentes techniques de perçage. (a) Perçage d'acier inoxydable par percussion. (b) Perçage par trépanation [Ancona et al., 2008].

I.3.2.b Les limitations

La réduction de la durée des impulsions permet d'améliorer considérablement la précision des traitements mais elle peut impliquer la génération de plasmas. C'est notamment le cas des applications de perçage qui nécessitent des énergies par impulsion plus élevées, en comparaison des applications de texturation de surfaces. Le seuil d'apparition de ces plasmas peut être déplacé vers de plus haute puissances crêtes en travaillant sous atmosphère gazeuse ou à basse pression (inférieure à 100 mbar) [Klimentov et al., 2003].

De nombreuses études théoriques visent à modéliser les effets d'accumulation de chaleur par absorption d'impulsions laser ultracourtes en fonction des paramètres de taux de répétition et d'énergie par impulsion. Le processus d'ablation au niveau moléculaire par une impulsion unique est aujourd'hui relativement bien connu [Perez and Lewis, 2003; Sonntag et al., 2011]. Quelques modèles numériques permettent de décrire la formation de trous par percussion de plusieurs impulsions sub-100 ps [Schäfer et al., 2002], mais les effets d'accumulation thermique en régime d'impulsions ultra-courtes sont encore assez méconnus [Weber et al., 2014], notamment dans le cas du perçage à fort rapport d'aspect.

Les systèmes laser couramment utilisés pour les applications de perçage à fort rapport d'aspect génèrent des énergies de l'ordre de la dizaine de µJ, entre 20 et 80 µJ pour une gamme de cadence entre 50 kHz et 1 MHz. La source laser développée au cours du projet Ultrafast Razipol a pour but d'atteindre des énergies par impulsion d'environ 2 mJ à 100 kHz et de 400 µJ à 500 kHz. L'obtention de ces performances permettra à la source Razipol d'adresser des marchés industriels tels que la fabrication de composants d'injection de carburant. Par ailleurs, l'un des objectifs du projet consiste aussi à étudier en détail les phénomènes d'accumulation de chaleur.

I.4 La polarisation radiale et azimutale

I.4.1 Un atout pour les procédés de micro-usinage

L'état de polarisation du faisceau incident constitue également un paramètre important de la source laser dédiée au micro-usinage. Couramment utilisée dans les systèmes commercialisés, la polarisation circulaire permet de diminuer les effets dus à l'anisotropies et d'améliorer *de facto* la géométrie du motif usiné [Dausinger, 2003]. Ces dernières années, de nombreuses études expérimentales et théoriques consacrées à l'utilisation de la polarisation radiale ou azimutale (également appelée polarisation cylindrique) ont démontrées que leur emploi présentait un fort potentiel pour accroitre la qualité des traitements de micro-usinage. Jusqu'alors essentiellement exploitée dans des domaines très divers tels que l'accélération de particule [Kimura et al., 1995], les pinces optiques pour la manipulation cellulaire [Nieminen et al., 2008; Zhan, 2004], la lithographie ou encore la microscopie de haute résolution [Dorn et al., 2003], la polarisation cylindrique présente aussi des propriétés bien adaptées aux applications de perçage [Schmidt et al., 2011] et de découpe de matériaux métalliques [Kraus et al., 2010]. Le champ électrique d'un faisceau laser polarisé radialement ou azimutalement oscille respectivement dans la direction radiale ou azimutale. Dans un cas comme dans l'autre, l'orientation du champ électrique vue par la matière est, en tout point de la périphérie, la même. La matière est ainsi traitée de manière isotrope. La distribution d'intensité caractéristique de la polarisation cylindrique décrit un mode de type Laguerre-Gauss LG01. Cette distribution d'intensité particulière se caractérise notamment par des flans plus abrupts que pour une distribution Gaussienne (comme le montre la figure I-8-d), permettant d'accroitre la propreté du perçage en limitant les effets d'échauffement en périphérie de traitement.

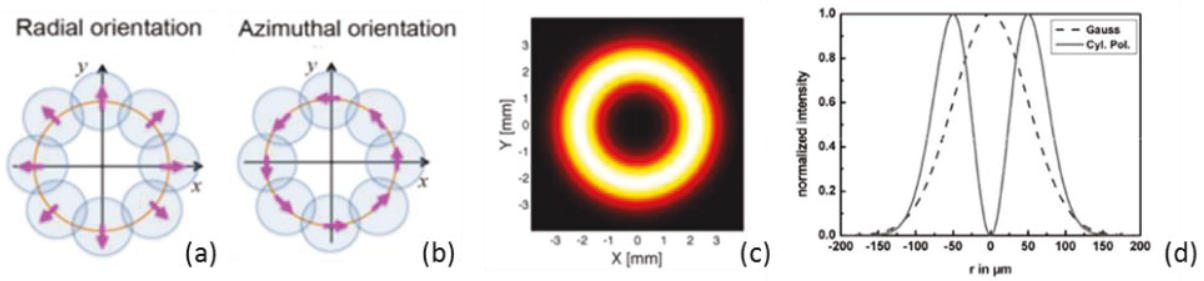


Figure I-8 : Illustration de l'état de polarisation radiale (a) et azimutale (b), on notera l'isotropie du champ électrique par rapport à la surface du trou. Distribution d'intensité pour un faisceau polarisé cylindriquement (c-d).

Pour les traitements à fort rapport d'aspect, il a été démontré que l'utilisation de la polarisation cylindrique permet d'améliorer de 50 % l'efficacité des procédés d'usinage par rapport à la polarisation circulaire. Outre les applications de perçage et de découpe, des études théoriques mettent en évidence les fortes potentialités de la polarisation cylindrique pour des applications plus spécifiques, comme le façonnage de composants semi-conducteurs, l'usinage de céramiques ou encore la découpe de plastiques renforcés par des fibres [Niziev and Nesterov, 1999].

Des études expérimentales et théoriques comparent les effets de la polarisation radiale et de la polarisation azimutale (cf. Figure I-9). Bien que le caractère isotrope du traitement soit conservé dans les deux cas, quelques différences sur le processus d'ablation ont été observées. Le taux d'absorption dans la matière peut notamment différer d'un état de polarisation à l'autre (cf. Figure I-9). En conséquence de quoi,

la possibilité de changer d'état de polarisation, en passant d'une polarisation radiale à une polarisation azimutale, peut constituer un atout intéressant pour accroitre la flexibilité d'un système de micro-usinage.

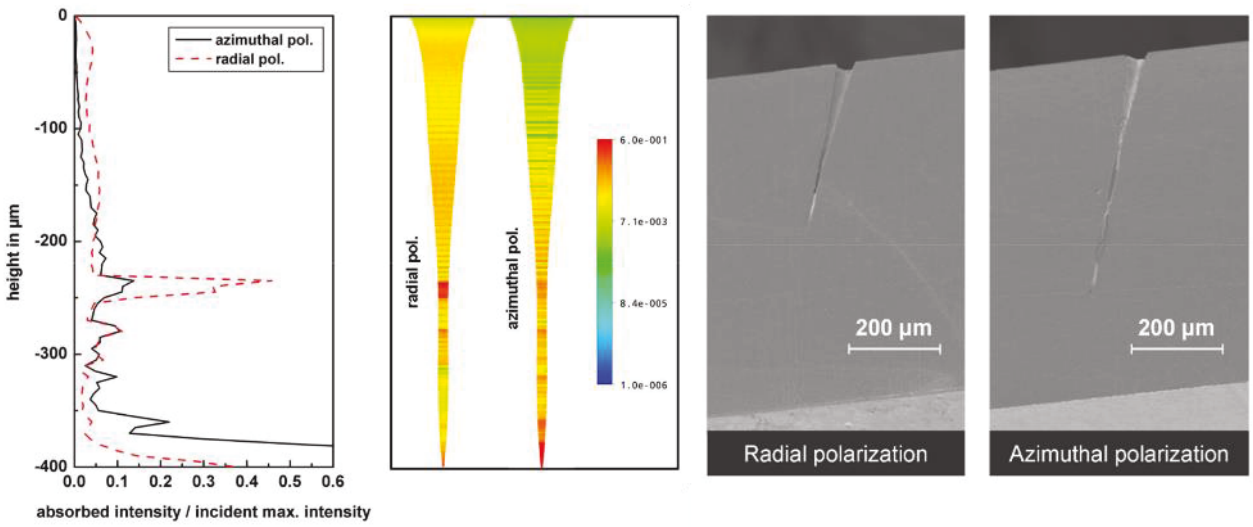


Figure I-9 : Intensité absorbée en fonction de la distance percée dans la matière pour des polarisations radiale et azimutale. Coupe d'un échantillon d'acier CrNi percé par percussion par 10^5 impulsions laser en polarisation radiale et azimutale [Kraus et al., 2010].

I.4.2 Etat de l'art sur la génération de faisceau à polarisation radiale et azimutale

Différentes méthodes plus ou moins complexes permettent de générer des faisceaux laser à polarisation radiale ou azimutale. A forte puissance moyenne (supérieure à 10 W), la plupart des études rapportées dans la littérature ont été réalisées en régime continu. En configuration intra-cavité, la plus forte puissance moyenne en polarisation radiale recensée dans la littérature a été réalisé à l'IFSW grâce à un réseau diélectrique multicouche polarisant [Ahmed et al., 2007]. Une puissance moyenne record de 275 W en polarisation radiale a ainsi été extraite d'un laser à disque mince. En régime impulsionnel, les études consacrées à la génération intra-cavité de faisceaux à polarisation radiale ou azimutale sont plus rares. Celles-ci sont en général basées sur l'exploitation de la biréfringence induite thermiquement lors du pompage optique de cristaux massifs comme le Nd:YAG. En 2009, Enderli et al. démontrent, grâce à un laser à blocage de modes Nd:YAG, une puissance moyenne de 3 W, pour une durée d'impulsion de 140 ps et une cadence de 82 MHz [Enderli and Feurer, 2009]. Quelques années plus tard, en 2011, Jianhong et al. parviennent grâce au même type de système à générer une puissance moyenne de 10 W avec une durée d'impulsion de 75 ps et une cadence de 45 MHz [Jianhong et al., 2011].

D'autres méthodes basées sur une conversion de polarisation locale d'un faisceau polarisé linéairement ont permis de générer des faisceaux à polarisation cylindrique. Cette technique, plus simple, a montré ces dernières années de grandes potentialités pour une intégration à des systèmes industriels. Le processus de conversion d'une polarisation linéaire vers une polarisation cylindrique peut s'effectuer à l'aide d'une lame d'onde segmentée. Chaque segment présente une orientation précise de son axe rapide pour générer une rotation locale de l'état de polarisation du faisceau incident. Le passage d'une polarisation radiale à une polarisation azimutale est réalisé par une simple rotation de 90° de la polarisation du faisceau incident. La simplicité d'utilisation de ce type de convertisseur constitue un atout de taille; en contrepartie, à cause des différentes interfaces entre les lames de phases, celui-ci introduit de fortes pertes de puissance et nécessite un filtrage en champ lointain. La conversion d'un faisceau monomode polarisé linéairement en

faisceau monomode polarisé cylindriquement implique typiquement des pertes de l'ordre de 20%. En régime continu et multimode, une puissance moyenne supérieure à 8 kW a été obtenue en utilisant un convertisseur à lames segmentées sur un laser CO_2. Ces performances à très forte puissance moyenne démontrent l'excellente tenue au flux que présente ce type de convertisseur. En régime impulsionnel sub-10 ps, seulement quelques watts ont été démontrés.

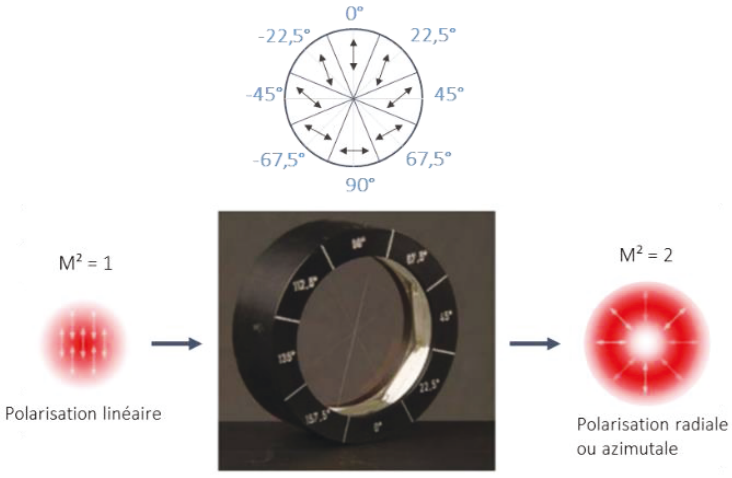


Figure I-10 : Convertisseur de polarisation à base de lame d'onde segmenté conçu dans le laboratoire de l'IFSW.

La simplicité et la robustesse de ce type de convertisseur sont des atouts qui rendent son utilisation très attractive pour les sources laser de haute puissance moyenne, cependant les pertes introduites peuvent nuire considérablement à l'efficacité de ces systèmes. Pour remédier à cela, quelques groupes de recherche se sont penchés sur le sujet de l'amplification directe de faisceaux à polarisation radiale et azimutale pour éviter une conversion à posteriori. En 2010, Moshe et al. ont démontré l'amplification de faisceaux polarisés cylindriquement en utilisant un amplificateur constitué de 3 étages de barreaux de Nd:YAG. En régime continu, ils ont pu obtenir un gain supérieur à 7 et produire une puissance moyenne de plus de 4 kW [20]. Plus récemment encore, une collaboration entre l'IFSW, le laboratoire Charles Fabry et Fibercryst a permis de développer un amplificateur de faisceaux à polarisation radiale à base de fibre cristalline Yb:YAG et une puissance de 100 W en régime continu a été obtenue sans dégradation de l'état de polarisation [Piehler et al., 2013]. Cette étude initie les futurs travaux mis en œuvre au sein du projet Razipol.

Depuis quelques années, un nouveau type de convertisseur de polarisation est disponible commercialement[10]. Dérivés de la technologie des lames d'onde segmentées, ces convertisseurs sont constitués d'une lame d'onde variable nano-structurée façonnée par laser femtoseconde [Desmarchelier et al., 2015; Kazansky, 2015]. Censés permettre de s'affranchir des pertes par diffraction aux jonctions des segments de lame d'onde, leur comportement en régime de forte puissance moyenne et forte énergie est peu connu. Ils sont en effet plus généralement utilisés pour des applications type microscopie super-résolue[11] [Rong et al., 2015], stockage optique de données ou encore le piégeage de particules [Drevinskas et al., 2015].

[10] Des distributeurs de composants optiques comme Altechna ou Edmund Optics commercialisent ces convertisseurs de polarisation.

[11] La microscopie STED (déplétion par émission stimulée) utilise des faisceaux de désexcitation en forme de « donut » réalisé grâce à ce type de convertisseur de polarisation (S-waveplate).

Figure I-11 : Convertisseur de polarisation à base de lame d'onde variable nano-structurée.

Le projet Razipol prévoit d'atteindre des puissances moyennes de plusieurs centaines de W, cette fois en régime d'impulsions ultracourtes (picosecondes et sub-picosecondes) polarisées radialement et azimutalement. Pour dépasser les limitations en puissance crête qu'implique cette montée en puissance, un amplificateur de faisceau à polarisation radiale et azimutale basé sur la technologie disque mince, dont l'IFSW est spécialiste, va être développé. Cet amplificateur final sera injecté par un pré-amplificateur à base de fibres cristallines. Les raisons du choix des géométries fibre cristalline et disque mince pour l'amplification des fortes puissances seront détaillées dans le chapitre II.

I.5 Le projet Ultrafast Razipol : Concept et objectifs

I.5.1 Les performances visées

Comme nous l'avons vu précédemment le système de micro-usinage développé au sein du projet Razipol a pour but de dépasser les performances de l'état de l'art principalement dans 2 domaines d'application, la structuration de surface à haute cadence et le perçage à haut rapport d'aspect. Ces domaines d'applications sont très différents et nécessitent, comme nous l'avons déjà évoqué, des sources laser avec des paramètres; cadence, énergie et durée d'impulsions bien spécifiques. Le projet prévoit ainsi le développement de 2 systèmes laser différents, un système délivrant des impulsions femtosecondes à très haute cadence pour les applications de texturation de surface et un système délivrant des impulsions picosecondes plus énergétiques à une cadence inférieure pour les applications de perçage.

Pour se démarquer encore davantage, le projet vise le développement d'un système de micro-usinage permettant de réaliser des traitements de qualité supérieure à l'état de l'art grâce à l'utilisation de faisceaux à polarisation cylindrique. Le système pourra délivrer de manière flexible un faisceau laser polarisé radialement ou azimutalement.

Pour exploiter parfaitement les performances des sources laser développées, le projet Razipol prévoit aussi le développement d'une nouvelle génération de scanners ultra-rapides basés sur la technologie des scanners à polygone (en particulier grâce à l'appui du partenaire Next Scan technology). Des travaux sur les optiques de trépanation doivent permettre d'accroitre encore la précision et l'efficacité du système de micro-usinage.

Par ailleurs, pour accéder de manière pertinente au marché industriel, l'ensemble des choix techniques doit être réalisé dans le but de développer une solution qui soit à la fois efficace et performante mais également viable économiquement.

Le tableau I-1 compare les performances visées par le projet Razipol à l'état de l'art actuel de la technologie.

Application	Etat de l'art	Razipol
Structuration de surface à haute cadence	**Cadence : 2-4 MHz** Energie/Puissance : 20 µJ / 100 W Durée d'impulsion : < 1 ps Faisceau gaussien (polarisation linéaire ou circulaire)	**Cadence : 20 MHz** Energie/Puissance : 25 µJ / 500 W Durée d'impulsion : < 1 ps Faisceau Laguerre Gauss (polarisation radiale ou azimutale)
Perçage profond à haut rapport d'aspect	Cadence : 50 kHz-1 MHz **Energie**/Puissance : **20-80 µJ** / 80 W Durée d'impulsion : < 1 ps Faisceau gaussien (polarisation linéaire ou circulaire)	Cadence : 100 - 500 kHz **Energie**/Puissance : **0.5-2 mJ** / 200 W Durée d'impulsion : 5 – 10 ps Faisceau Laguerre Gauss (polarisation radiale ou azimutale)

Table I-1 : Performances laser visées par le projet Razipol.

I.5.2 L'architecture du système laser

Le système laser développé au cours du projet Razipol est basé sur une architecture de type MOPA pour Master Oscillateur Power Amplifier. Cette architecture est basée sur l'utilisation d'un laser « maître » de faible puissance (et/ou faible énergie) qui précède un ou plusieurs amplificateurs laser dont le rôle est d'accroitre les performances délivrées en termes de puissance moyenne ou d'énergie par impulsion. Le laser « maitre » permet de déterminer la longueur d'onde, le taux de répétition (maximum ou idéalement optimum) et la durée des impulsions. Cette technique, couramment utilisée en régime d'impulsions courtes et ultra-courtes, permet de dépasser simplement les performances obtenues avec un oscillateur seul, celles-ci étant limitées par les intensités intra-cavités. La configuration MOPA permet donc de découpler la gestion des paramètres optiques (longueur d'onde, cadence, durée d'impulsion) de la génération des fortes puissances et/ou énergies. Cette architecture est compatible avec une multitude de géométries d'amplificateur et autorise la combinaison de ces différentes technologies. Le système laser développé pour le projet Razipol combine ainsi la technologie de la fibre cristalline et celle du disque mince, deux géométries adaptées aux fortes puissances moyenne et où le milieu laser exhibe un fort rapport surface sur volume. Dans le cas de la version haute cadence (20 MHz) comme dans celui de la version basse cadence (100-500 kHz), l'architecture globale du système laser est donc composée de trois éléments : un oscillateur, un pré-amplificateur à fibres cristallines et un amplificateur à disque mince (cf. Figure I-12).

Outre le fait d'avoir opté pour une architecture complètement passive, sans électronique complexe, le coût et la complexité du système, développé pour le projet Razipol, ont été encore réduits en faisant le choix de ne pas employer la technique de l'amplification à dérive de fréquence (Chirped pulse amplification, CPA). Cette technique qui permet de repousser les limitations induites par les fortes puissances crêtes sera décrite en détail plus loin dans le manuscrit afin de comprendre comment et jusqu'où on peut s'en affranchir (cf. chapitre 3, partie III.3.2).

Figure I-12 : Architecture globale du système laser développé dans le cadre du projet Razipol.

La source est développée par la société Lumentum, anciennement Time-Bandwidth et rattachée au Groupe JDSU. L'objectif du partenaire suisse est de produire deux oscillateurs distincts le premier opérant à haute cadence et le second à basse cadence.

- Pour la version haute cadence, Lumentum doit développer un oscillateur femtoseconde à base de cristaux dopés Ytterbium opérant à 1030 nm et délivrant des impulsions d'une durée de 350 fs à 20 MHz pour une puissance moyenne de quelques Watts. Ce système est basé sur le laser femtoseconde industriel, commercialisé par la société, nommé YBIX[12].
- La source basse cadence doit générer quant à elle des impulsions de durée picoseconde, typiquement entre 5 et 10 ps, à cadence variable dans la gamme de 12,5 kHz à 500 kHz. Cette source est également basée sur la plateforme industrielle YBIX. Pour contrôler la durée des impulsions, un oscillateur délivrant des impulsions de 1 ps est associé à un étireur à faible facteur d'étirement pour atteindre le régime 5-10 ps. La source opère initialement à la cadence fixe de 20 MHz. Pour pouvoir modifier la cadence, un modulateur acousto-optique extra-cavité permet de sélectionner les impulsions à amplifier et de faire varier le taux de répétition dans la gamme 12,5 kHz à 20 MHz. Ces choix techniques permettent d'obtenir une source laser picoseconde accordable en cadence, robuste et fiable mais implique une baisse de puissance moyenne induite notamment par les pertes occasionnées par l'ajout du modulateur acousto-optique et surtout de l'étireur[13]. La puissance moyenne ainsi obtenue atteint typiquement 30 mW à la cadence la plus élevé et quelques mW à très basse cadence.

Figure I-13 : Laser femtoseconde industriel YBIX développé par la société Lumentum

Le préamplificateur à base de fibres cristallines Yb:YAG est développé au sein d'une collaboration entre le laboratoire Charles Fabry et la société Fibercryst et fait l'objet du développement scientifique décrit dans cette thèse. Le Laboratoire Charles Fabry est en charge de l'étude et de la démonstration des différentes sources. Fibercryst est en charge de la phase d'intégration. Ces deux systèmes haute et basse cadences sont basés sur la technologie des modules de gain TARANIS à base de fibre cristalline en Yb:YAG, développée par la société Fibercryst, idéale pour la montée en puissance moyenne dans la gamme 50 - 100 W. Le volet « haute cadence » du projet prévoit le développement d'un premier amplificateur à base de fibre cristalline Yb:YAG permettant d'atteindre la puissance moyenne de 70 W à 20 MHz en maintenant une durée d'impulsions inférieure à la picoseconde. Pour la version basse cadence, l'amplificateur à fibre cristalline développé a pour but d'atteindre des puissances moyennes de l'ordre de 50 W à 500 kHz correspondant à une énergie par impulsion d'une centaine de µJ. Le projet prévoit également l'exploration de techniques innovantes permettant la montée en énergie en opérant à cadence plus faible. L'amplification de faisceau à polarisation radiale et azimutale dans les fibres cristallines sera également étudiée.

[12] Le laser YBIX délivre des impulsions d'une durée de 150 fs à la cadence de 80 MHz, pour une puissance de 3W.
[13] Environ 80% d'efficacité pour les plus performants.

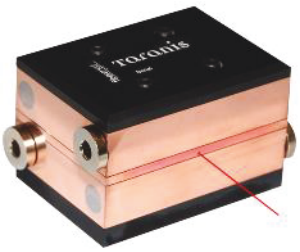


Figure I-14 : Module de gain TARANIS développé par la société Fibercryst.

Le dernier maillon de la chaine d'amplification laser est développé par le laboratoire allemand de l'IFSW[14]. Il s'agit d'un amplificateur multi-passages à base de disque mince Yb:YAG. L'amplificateur à disque mince doit permettre d'atteindre une puissance moyenne de plusieurs centaines de watts en polarisation radiale et azimutale, 500 W à 20 MHz et 200 W à 500 kHz. Le concept de disque mince est particulièrement favorable à l'amplification d'impulsions de forte puissance moyenne et forte énergie. En effet, le disque mince est, de par sa géométrie mince et large, peu limité par les effets non-linéaires induits par les fortes puissances crêtes qui peuvent ainsi atteindre des valeurs supérieures au GW. Sa grande surface de contact est également favorable à un bon refroidissement, idéal pour le maintien de la qualité de faisceau à forte puissance moyenne.

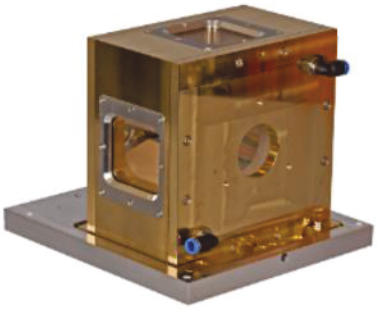
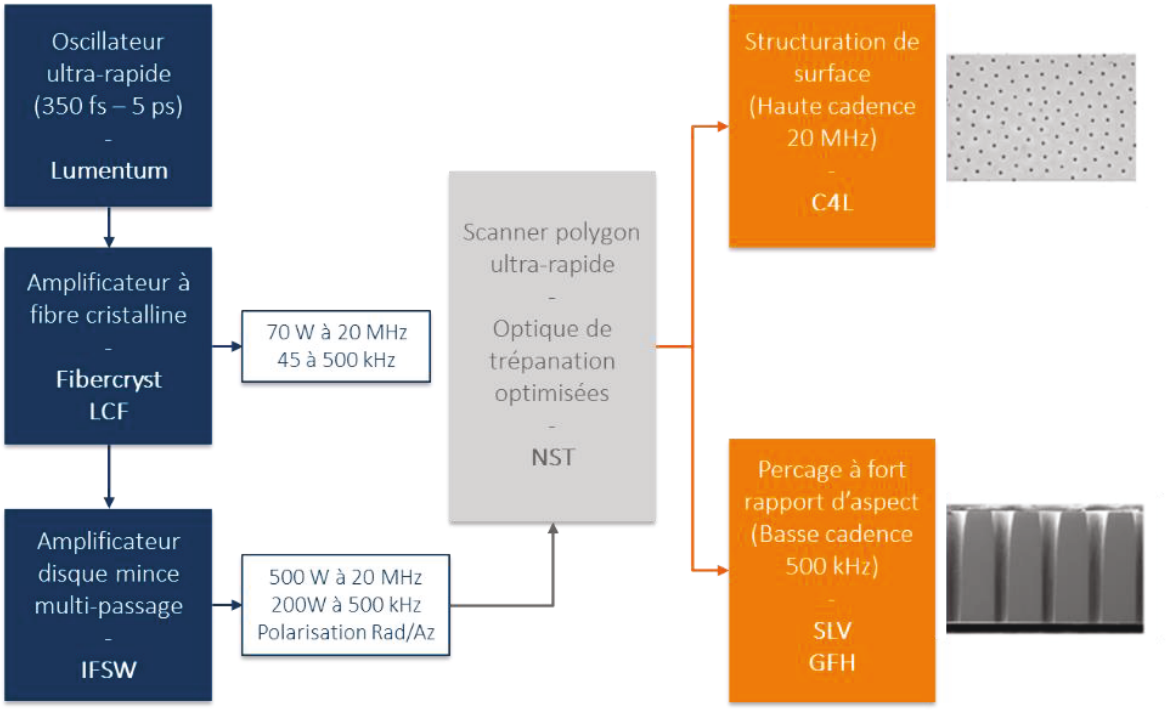


Figure I-15 : Module d'amplification disque mince développé par le laboratoire de l'IFSW.

[14] Institut Fur Strahlwerkzeuge - Université de Stuttgart.

Le diagramme suivant résume le rôle de chaque partenaire dans le projet Razipol.



LCF : Laboratoire Charles Fabry

NST : Next Scan Technology

C4L (Class 4 Laser), SLV et GFH (GHF GmbH) sont les utilisateurs finaux des systèmes de micro-usinage développés, ils sont en charge des tests en application.

Figure I-16 : Diagramme d'organisation du projet Razipol.

Figure I-17 : Machines de micro-usinage réalisées par le partenaire allemand GFH GmbH[15].

[15] http://www.gfh-gmbh.de/

I.6 Conclusion

Ce chapitre, nous a permis de fixer le cadre général du projet européen Razipol dans lequel s'inscrivent ces travaux de thèse. Les applications visées ont d'abord été définies, ce qui a permis de déterminer les principaux paramètres des systèmes de micro-usinage à développer.

Nous avons notamment mis en évidence l'intérêt de la très haute cadence (20 MHz) pour accroitre la vitesse des procédés d'usinage. L'amélioration de ce paramètre prend une importance particulière dans le domaine de la structuration de surface dédiée notamment à la fabrication de laboratoire sur puce. L'enjeu ici est double. Premièrement, la puissance moyenne visée, 500 W à la cadence de 20 MHz, implique une excellente gestion des effets thermiques pour maintenir la qualité de faisceau en sortie de la chaine d'amplification. Nous verrons par la suite que le maintien de la qualité de faisceau à forte puissance moyenne constitue un véritable challenge et qu'il implique bien des choix sur l'architecture laser employée. Deuxièmement, l'augmentation de la cadence des impulsions délivrées par la source laser, 20 MHz soit 5 fois plus rapide que l'état de l'art actuel, nécessite l'amélioration des mécanismes de synchronisation du « polygone scanner ».

Pour les applications de perçage à fort rapport d'aspect nous avons montré l'intérêt des courtes durées (quelques picosecondes) et surtout de la forte énergie. La source basse cadence doit permettre d'atteindre des énergies de l'ordre de 2 mJ à une cadence de l'ordre de 100 kHz. L'obtention de telles performances implique la génération de puissances crête élevées au-delà des seuils d'apparition d'effets non-linéaires délétères tels que l'automodulation de phase spectrale ou l'autofocalisation. La gestion de ces fortes puissances crêtes implique donc également des choix techniques sur l'architecture laser. L'emploi de certaines géométries d'amplificateur permet d'écarter les seuils de déclenchement de ces effets non-linéaires. Certains cristaux possèdent des seuils de dommage élevés, ils sont donc également mieux adaptés à la gestion des fortes puissances crêtes. Enfin certaines techniques d'amplification permettent d'astucieusement limiter l'impact des non-linéarités lors de la montée en énergie.

Le chapitre suivant présente l'ensemble des choix qu'il est possible d'effectuer pour accroitre les performances des amplificateurs à impulsions courtes pour la haute puissance comme pour la haute énergie. Le choix du cristal, de la géométrie du milieu amplificateur et de l'architecture laser sont l'ensemble des éléments qui vont être discutés dans la partie suivante. Ceci nous permettra d'expliciter en détail les choix qui ont conduit à l'architecture laser qui a été retenue pour le projet Razipol. Nous établirons ensuite un rapide état de l'art dédié à la montée en puissance/énergie dans les amplificateurs à impulsions ultra-courtes afin de comprendre les enjeux des travaux réalisés au sein du projet.

CHAPITRE II :

Les lasers femtosecondes pompés par diode

II. LES LASERS FEMTOSECONDES POMPES PAR DIODE

Comme décrit précédemment, la source laser développée lors du projet Razipol se compose de trois éléments, un oscillateur femtoseconde à base de cristaux dopés à l'Yb^{3+}, un préamplificateur à fibres cristallines en Yb:YAG et enfin un amplificateur multi-passages à disque mince en Yb:YAG. Ce chapitre a pour but d'expliciter les choix effectués tant au niveau des dopants et de leur matrice que des géométries que nous avons choisi d'utiliser et combiner.

TABLE DES MATIERES

II. Les lasers femtosecondes pompés par diode 28

II.1 L'Yb^{3+} pour l'amplification d'impulsions ultra-courtes dans les lasers à haute puissance 29

II.1.1 Le pompage des lasers solides par diode de haute puissance 29

II.1.2 Les propriétés spectroscopiques de l'ion Yb^{3+} 31

II.1.3 Le choix de la matrice hôte 31

II.1.3.a Les cristaux alternatifs : Yb:CALGO et Yb:CaF_2 32

II.1.3.b Les tungstates : Yb:KYW et Yb:KGW 33

II.1.3.c L'Yb:YAG 34

II.2 Les architectures pour la génération et l'amplification d'impulsions ultra-courtes 37

II.2.1 Les oscillateurs à cristaux de tungstate (Yb:KGW, Yb:KYW) 37

II.2.2 Les géométries pour la haute puissance en régime d'impulsion ultracourtes 41

II.2.2.a La fibre optique 41

II.2.2.b Le cristal massif 46

II.2.2.c Le disque mince 47

II.2.2.d Le slab 49

II.2.2.e La fibre cristalline 51

II.2.2.f Bilan sur les géométries d'amplificateurs 52

II.3 Conclusion 53

II.1 L'Yb^{3+} pour l'amplification d'impulsions ultra-courtes de forte puissance moyenne

II.1.1 Le pompage des lasers solides par diode de haute puissance

Depuis 1963 et les premières expériences de pompage de cristaux Nd^{3+}:$CaWO_4$ par LED réalisées par R. Newman, l'utilisation de sources lumineuses à base de semi-conducteurs pour le pompage de lasers solides a montré de fortes potentialités. Vingt ans plus tard, les premières diodes laser de puissance fiables et fonctionnant à température ambiante[16] font leur apparition. Les diodes de puissance en AlGaAs sont les premières à capter l'intérêt de la communauté scientifique. Emettant à 808 nm, elles constituent une alternative de choix aux lampes flashs utilisées alors pour le pompage de cristaux dopés au Nd^{3+}. Le pompage par diode laser permet en effet d'accroitre largement les efficacités de conversion optique-optique ainsi que la durée de vie de la source de pompe. En effet, par rapport aux lampes flashs à larges bandes d'émission, les diodes laser émettent sur des raies spectrales relativement fines (quelques nm) garantissant une meilleure absorption de l'énergie lumineuse. Cette nette amélioration des efficacités laser[17] conduit à une baisse importante des effets thermiques [Chen et al., 1990]. Dans de nombreux cas, un refroidissement par conduction est désormais suffisant. La réduction des effets thermiques par l'utilisation du pompage par diode laser, a permis d'améliorer grandement les performances des lasers Nd:YAG (Nd:$Y_3Al_5O_{12}$).

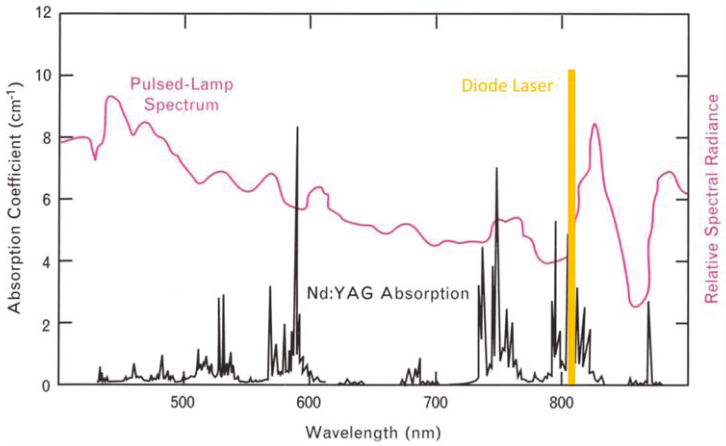


Figure II-1 : Spectre d'absorption du Nd:YAG superposé aux spectres d'émission d'une lampe flash et d'une diode laser (ici à 808 nm) [Fan].

Ces avancées ont initié un vif intérêt de la communauté pour le domaine des lasers solides pompés par diode et rapidement l'ion Yb^{3+} a suscité un regain d'attention. Sa structure électronique est beaucoup plus simple que celle du Nd^{3+}, permettant ainsi d'éviter les effets délétères d'upconversion et de « quenching de fluorescence » qui induisent des effets thermiques catastrophiques[18]. En outre son

[16] Le premier véritable laser pompé par diode (réalisé en 1964, par R.J Keyes et T.M. Quist) nécessitait un refroidissement par cryostat à l'hélium liquide pour fonctionner, les diodes ne fonctionnant qu'à très basse température [Keyes and Quist, 1964].

[17] L'utilisation de diodes laser permet d'atteindre des efficacités de l'ordre de 10%, jusqu'alors limitées à environ 1% par l'utilisation de lampes flashs même en régime pulsées.

[18] Ces effets affaiblissent le peuplement de l'état excité et engendre des émissions non radiatives créant ainsi un effet d'échauffement boule de neige.

utilisation permet, dès le début des années 90, de bénéficier du développement de nouvelles diodes laser en InGaAs émettant dans la gamme 900-980 nm ([19]). Les matériaux dopés à l'Yb sont en effet généralement pompés à 940 nm ou 980 nm et émettent à 1030 nm. Le défaut quantique ainsi généré est inférieur à 10% alors qu'il atteint les 24% dans le cas du Nd^{3+} pompé classiquement à 808 nm. La charge thermique qui en découle est donc bien plus faible, ce qui permet de réduire notamment les effets de lentille thermique très présent, à forte puissance, dans les matériaux dopés Nd^{3+}. Par ailleurs le temps de vie de l'état métastable est plus long dans le cas de l'ion Yb^{3+}, environ 1 ms pour l'Yb:YAG soit 4 fois plus long que celui du Nd:YAG. Ainsi pour la même quantité d'énergie stockée, l'utilisation de l'Yb^{3+} permet, en régime impulsionnel, d'extraire davantage d'énergie par impulsion.

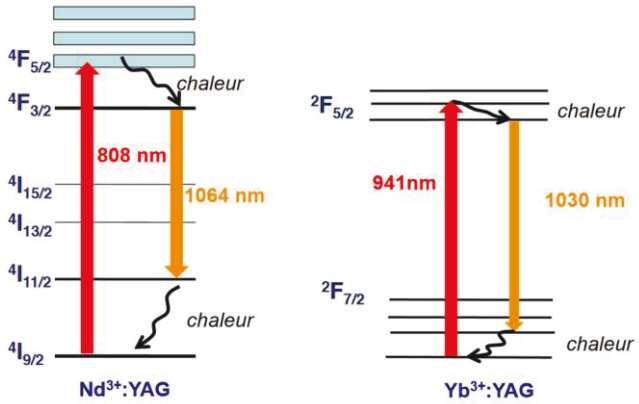


Figure II-2 : Structures électroniques simplifiées du Nd:YAG et de l'Yb:YAG.

La structure électronique de l'ion Yb^{3+} est constituée de deux multiplets, $^2F_{7/2}$ et $^2F_{5/2}$, séparés d'une différence d'énergie d'environ 10150 cm^{-1} équivalente à l'énergie d'un photon avec une longueur d'onde autour de 1 µm. Les multiplets du niveau haut et du niveau bas se divisent respectivement en 4 et 3 sous niveaux par effet Stark lorsque l'ion est dans une matrice solide. Le peuplement de la structure électronique s'apparente à une transition laser de type quasi-trois niveaux[20]. Cette structure particulière est à l'origine du phénomène de réabsorption à la longueur d'onde laser induit par le peuplement thermique des sous-niveaux à température ambiante. Le tableau II-1 résume les principales caractéristiques spectroscopiques et laser du Nd:YAG et de l'Yb:YAG.

Paramètres	Nd:YAG	Yb:YAG	Propriétés de l'Yb:YAG
$\lambda_{pompe}(nm)$	808	940	
$\sigma_{abs}(10^{-20}cm^2)$	6,7	0,7	
$\lambda(nm)$	1064	1030	
$\sigma_{em}(10^{-20}cm^2)$	28	2,1	Gain plus faible
$\Delta\lambda_{mi-hauteur}(nm)$	0,6	10	Impulsions plus courtes
$\tau_{fluo}(ms)$	0,26	0,97	Impulsions plus énergétiques
$\eta_{th}(\%)$	24	9	Thermique plus faible

Table II-1 : Comparaison des paramètres spectroscopiques et laser du Nd:YAG et de l'Yb:YAG.

[19] Longueurs d'ondes utilisées dans les télécommunications optiques pour le pompage des amplificateurs à fibre dopée erbium.

[20] A des températures cryogéniques, l'utilisation de matériaux dopés Yb^{3+} permet d'obtenir un comportement de type 4 niveaux [Reinberg et al., 1971].

II.1.2 Les propriétés spectroscopiques de l'ion Yb^{3+}

Par rapport aux matériaux dopés au Nd^{3+}, l'utilisation de l'ion Yb^{3+} permet d'obtenir des sections efficaces d'absorption et d'émission bien plus larges spectralement. Celles-ci sont en revanche moins intenses que pour le Nd^{3+}, ce qui peut être en partie compensé par des dopages plus forts. En effet, l'inclusion d'ions Yb^{3+} dans bon nombre de matériaux est aisée et permet d'atteindre des concentrations élevées en ions dopant. De plus, l'Yb^{3+} est moins sensible au quenching de concentration que l'ion Nd^{3+}. Les larges bandes spectrales des sections efficaces d'absorption permettent de relâcher les contraintes sur les longueurs d'onde d'émission des diodes laser utilisées pour le pompage. En effet, l'un des principaux challenges de l'ingénierie des diodes laser dédiées au pompage optique réside dans le maintien de la longueur d'onde d'émission et l'ajustement de leur largeur spectrale pour s'accorder avec précision aux pics d'absorption des matériaux. Les variations de températures engendrent notamment des décalages en longueur d'onde de l'ordre de 0,3 nm/°C aux longueurs d'onde considérées. L'utilisation de matériaux dopés Yb^{3+} rend possible l'emploi de diodes laser à la largeur spectrale plus importante et non nécessairement verrouillées en longueur d'onde. Les larges bandes des sections efficaces d'émission permettent quant à elles la génération et l'amplification d'impulsions courtes et ultra-courtes[21]. En outre l'environnement atomique de l'ion actif influe largement sur la largeur spectrale des sections efficaces. Comme nous le verrons dans la partie suivante, certaines matrices hôtes permettent de littéralement « booster » les propriétés spectroscopiques de l'ion Yb^{3+}.

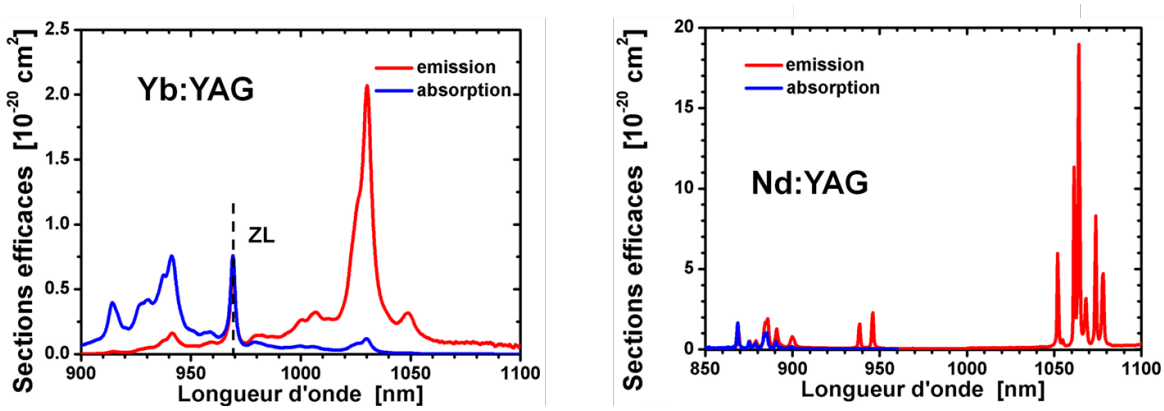


Figure II-3 : Sections efficaces de l'Yb:YAG et du Nd:YAG à température ambiante. ZL : Transition sur la ligne dite zéro phonon « Zero-phonon line ».

II.1.3 Le choix de la matrice hôte

Le choix de la matrice hôte de l'ion Yb^{3+} permet l'optimisation de ses qualités spectroscopiques et thermiques. Deux paramètres importants pour les lasers impulsionnels de forte puissance sont en effet impactés par l'environnement atomique de l'ion dopant : la conductivité thermique et l'étalement de la raie d'émission. L'amélioration de la conductivité thermique permettra aux matériaux de mieux supporter les puissances moyennes élevées. L'élargissement des pics d'émission permettra la génération et l'amplification d'impulsions plus courtes. Depuis plusieurs dizaines d'années, les études consacrées à l'optimisation de ses paramètres par l'emploi de différentes matrices hôtes se multiplient. La figure II-4 présente les avantages et les inconvénients des principales matrices pour l'ion Yb^{3+}. Les paramètres étudiés sont la largeur spectrale (mesurée à mi-hauteur), qui traduit la durée des impulsions que le matériau sera

[21] Dans la gamme 100 fs – 1 ps, typiquement

potentiellement capable de générer, la conductivité thermique, qui traduit la capacité à générer de forte puissance moyenne, la valeur de la section efficace d'émission et le temps de fluorescence, qui traduisent respectivement l'aptitude à générer des forts gains et à stocker de grande quantité d'énergie.

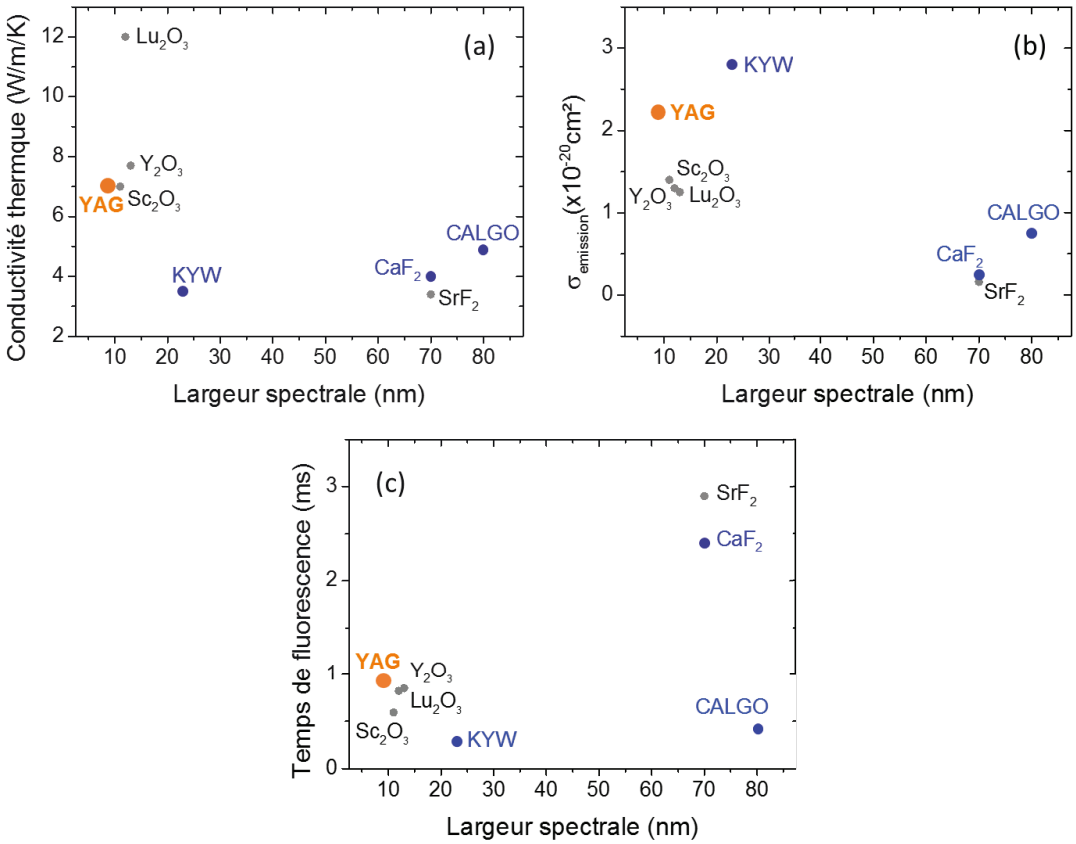


Figure II-4 : Conductivité thermique (a), section efficace d'émission (b) et temps de fluorescence (c) en fonction de la largeur spectrale pour les principales matrices hôtes associable à l'Yb^{3+}. Le taux de dopage est fixé arbitrairement à un taux de 6% atomique. En bleu, les cristaux (autres que l'Yb:YAG) dont la production est suffisamment mature pour envisager les applications industrielles.

Les cristaux évoqués par la suite sont ceux dont la croissance est bien maitrisée et qui permettent d'envisager des applications dans les domaines industriels. Les cristaux appartenant à la famille des sesquioxydes comme l'Yb:Lu_2O_3 ou l'Yb:Y_2O_3 peuvent apparaître comme des concurrents sérieux au YAG mais ils sont nettement plus difficiles à produire car leur croissance nécessite des températures extrêmement élevées.

II.1.3.a Les cristaux alternatifs : Yb:CALGO et Yb:CaF_2

L'utilisation de cristaux de CaF_2 et de CALGO ($CaGdAlO_4$) dopés à l'Yb^{3+} permet la génération et l'amplification d'impulsions ultracourtes grâce à de larges bandes spectrales d'émission, de l'ordre de 70 nm pour l'un comme pour l'autre. En revanche, par rapport aux cristaux d'Yb:YAG et d'Yb:KYW, ils sont limités en terme de gain à cause de sections efficaces d'émission plus modestes. Par ailleurs, même si leur long temps de vie de fluorescence leur permet de stocker beaucoup d'énergie, le seuil de dommage[22] de ces matériaux limite fortement les énergies extraites.

[22] Typiquement entre 1 et 10 J/cm² en regime ns.

Ces limitations peuvent être dépassées, d'une part en employant de stratégies permettant d'abaisser les puissances crêtes dans le cristal et d'autre part avec l'utilisation de configuration multi-passages. En combinant l'amplification régénérative et à dérive de fréquence, l'Yb:CaF_2 permet, par exemple, grâce à un long temps de fluorescence[23], de générer des énergies très élevées, au-delà de la centaine de mJ, pour des durées d'impulsions autour de la centaine de fs [Andriukaitis et al., 2014; Kessler et al., 2014; Siebold et al., 2010]. Ces performances, ont été obtenues à très basse cadence, de l'ordre de quelques dizaines de Hz, à des températures cryogéniques pour certains. Ces systèmes sont notamment destinés aux études des phénomènes d'interactions avec la matière en régime de très haute intensité. Les performances obtenues à plus haute cadence, jusqu'à 500 kHz, permettent tout de même d'envisager l'utilisation d'amplificateurs régénératifs à base d'Yb:CaF_2 ou d'Yb:CALGO pour des applications dans le domaine du micro-usinage à haute énergie. Des impulsions sub-400 fs présentant des énergies de l'ordre du mJ et des puissances moyennes autour de la dizaine de watts ont pu notamment être générées en utilisant des cristaux d'Yb:CaF_2[24] [Caracciolo et al., 2014]. Des impulsions sub-100 fs de 24 µJ à la cadence de 50 kHz bien adaptées aux applications type perçage à fort rapport d'aspect, ont également pu être extraites de cristaux d'Yb:CALGO [Pouysegur et al., 2013]. En conclusion, ces cristaux ne semblent pas les plus adaptés à des systèmes de très forte puissance moyenne, simples et efficaces.

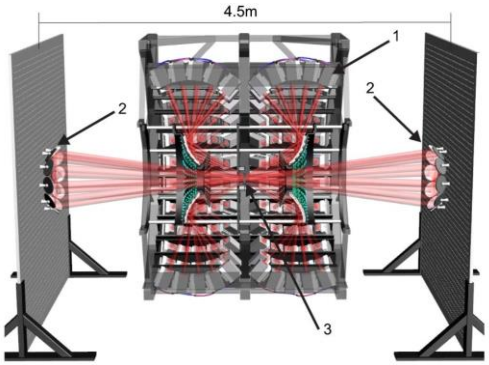


Figure II-5 : Illustration schématique du POLARIS, le plus énergétique des amplificateurs impulsionnels à dérive de fréquence pompés par diode. Il utilise un cristal de d'Yb:CaF_2 mesurant 65 mm de long et 34 mm d'épaisseur pompé par 2.5 kW à 940 nm. Il délivre une énergie de 16.6 J avec des impulsions d'une durée de 150 fs [Kessler et al., 2014].

II.1.3.b Les tungstates : Yb:KYW et Yb:KGW

Les tungstates comme l'Yb:KYW (Yb: $KY(WO_4)_2$) ou l'Yb:KGW (Yb: $KGd(WO_4)_2$) ont la particularité de posséder des sections efficaces d'absorption et d'émission élevées propices aux régimes d'amplification à forts gains. Cependant le faible temps de fluorescence (trois fois moins long que l'Yb:YAG) de ce matériau limite le stockage d'énergie. De plus, leur conductivité thermique plutôt basse (3-4 W/m/K) ne permet pas d'envisager leur utilisation pour la montée en puissance moyenne. Cependant ces cristaux sont faciles à produire et offrent une largeur de bande spectrale élevée, d'environ 23 nm, ce qui les rend plutôt bien adaptés à la génération d'impulsions ultra-courtes dans les oscillateurs à verrouillage de modes délivrant quelques watts, avec des durées typiquement inférieures à 400 fs. Les propriétés thermo-optiques anisotropes liées au caractère biaxe de ces cristaux ont en revanche tendance à nuire à la qualité spatiale des faisceaux générés, notamment en régime de forte puissance[25].

[23] 2,4 ms soit quasiment 6 fois plus long que pour l'Yb:CALGO ou le l'Yb:YAG.
[24] Cavité régénérative + CPA
[25] On observe couramment la formation de faisceaux elliptiques ou astigmates.

II.1.3.c L'Yb:YAG

Caractéristiques spectroscopiques

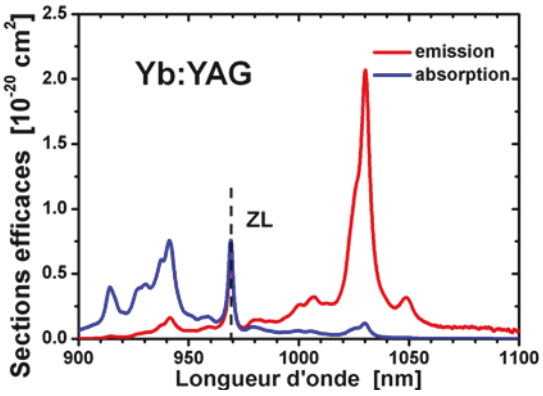


Figure II-6 : Spectres de sections efficaces d'absorption et d'émission de l'Yb:YAG à 300 K.

Le spectre d'absorption de l'Yb:YAG, présenté sur la Figure II-6, montre que celui-ci peut être pompé efficacement autour de deux longueurs d'onde différentes, 940 nm ou 969 nm. Comme nous l'avons évoqué précédemment, le maintien de la finesse spectrale des diodes laser de puissance est un challenge important de l'industrie du pompage par semi-conducteur. Pour cette raison, l'Yb:YAG a été pendant longtemps uniquement pompé à 940 nm, car la largeur du pic d'absorption (d'environ 14 nm à mi-hauteur, à température ambiante) est bien plus large qu'autour de 969 nm.

La montée en puissance dans les amplificateurs Yb:YAG engendre l'intensification des effets thermiques à l'origine de la dégradation de la qualité spatiale des faisceaux. Ces dernières années, les stratégies visant à réduire la charge thermique dans les amplificateurs haute puissance se sont ainsi multipliées. L'une d'entre-elles consiste à abaisser le défaut quantique en réduisant l'écart entre les longueurs d'onde de pompe et de signal. L'intensité de la section efficace d'absorption étant aussi élevée à 969 nm qu'à 940 nm, l'utilisation de puissances de pompe équivalentes à celles émises par les diodes laser opérant à 940 nm doit permettre d'abaisser la charge thermique de 30%, le défaut quantique passant de 9 à 6 %. Cependant, la raie d'absorption à 969 nm ([26]) est beaucoup plus fine, environ 6 nm, obligeant les fabricants de diodes laser à augmenter les contraintes sur la finesse spectrale des semiconducteurs[27] ou encore à équiper leurs produits de système de stabilisation en longueur d'onde[28]. Par ailleurs la raie à 969 nm étant sur la ligne dite à zéro-phonon, la section efficace d'émission y est également très élevée, limitant ainsi le niveau d'inversion de population maximum accessible et par conséquent les efficacités d'amplification. Le pompage à 969 nm présente donc quelques inconvénients. Les travaux effectués dans le cadre de cette thèse seront l'occasion de comparer les deux configurations de pompage proposées ici.

Le spectre d'émission fait apparaitre une intense et large raie d'émission à 1030 nm, c'est elle qui permet à l'Yb:YAG d'amplifier des impulsions sub-picosecondes avec de forts gains. La largeur à mi-hauteur de ce pic est d'environ 9 nm. Elle est certes moins importante que la largeur spectrale de certains cristaux concurrents, comme les tungstates ou la fluorine dopées à l'Yb, mais permet cependant à l'Yb:YAG d'envisager des durées d'impulsions autour de 700 fs en sortie d'amplificateur haute puissance. Autre

[26] Egalement appelée transition zéro phonon.
[27] Certains fabricants trient les émetteurs selon leur longueur d'onde d'émission pour que leur association induise le minimum d'élargissement spectral.
[28] Les VBG pour Volume Bragg Grating sont couramment utilisés.

particularité, la forme très piquée de cette raie d'émission peut conduire au phénomène de rétrécissement spectral par le gain au cours de l'amplification de spectres larges[29].

Les stratégies d'abaissement de la charge thermique, comme l'investigation de nouvelles longueurs d'onde de pompage pour diminuer le défaut quantique, présentent d'autant plus d'intérêt que l'élévation de la température dans le milieu à gain impacte aussi les valeurs de sections efficaces. Ces effets sont directement liés à la structure quasi-trois niveaux de l'Yb^{3+} et au peuplement des sous-niveaux d'énergie. La figure II-7 présente les variations de sections efficaces avec la température. A la longueur d'onde de signal, l'élévation de température, entre 0 et 150 °C, entraine une chute de 50 % de la section efficace d'émission et une augmentation de 50 % de la section efficace d'absorption. A la longueur de pompe, cette même élévation de température engendre globalement une chute de l'absorption de la pompe à cause d'une section efficace d'absorption réduite associée à une section efficace d'émission augmentée. L'augmentation de la température a donc un impact négatif direct et notable sur les performances laser.

$$\sigma_{abs}(\lambda_p, T) = [1{,}597 \exp(-\frac{T}{423})].10^{-20} cm^2 \qquad \lambda_p \text{ la longueur d'onde de pompe} \qquad \textit{Eq. II-1}$$

$$\sigma_{abs}(\lambda_p, T) = [0{,}96 + 33{,}6 \exp(-\frac{T}{92{,}8})].10^{-20} cm^2 \qquad \lambda_s \text{ la longueur d'onde signal} \qquad \textit{Eq. II-2}$$

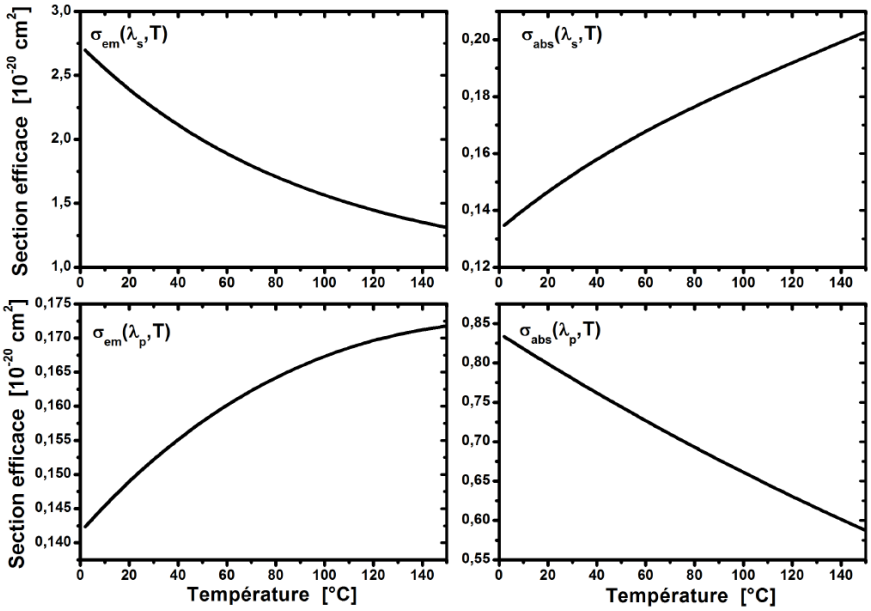


Figure II-7 : Evolution des sections efficaces en fonction de la température. σ_{em} : Section efficace d'émission. σ_{abs} : Section efficace d'absorption.

Le temps de vie de fluorescence est équivalent au temps de vie de stockage de l'énergie dans l'état excité (avant désexcitation). Deux modes de désexcitation peuvent opérer : par transition radiative ou non radiative. Le temps de fluorescence correspond à la moyenne pondérée d'ordre -1 des temps caractéristiques de ces deux processus de désexcitation. Dans le cas de l'Yb:YAG, le temps de vie non radiatif peut être considéré comme très long. En effet les faibles niveaux de dopage utilisés[30] ainsi que la faible proximité des ions dopants dans les cristaux d'Yb:YAG diminue la probabilité de transfert d'énergie inter-ionique débouchant sur des transitions non radiatives [Yang et al., 2002]. Dans ce cas, l'énergie stockée est

[29] Ce phénomène sera décrit plus largement dans la suite du texte.

[30] Typiquement entre 2 et 5% atomique.

donc principalement convertie sous la forme d'émissions radiatives. On considère donc que le temps de vie de fluorescence est égal au temps de vie radiatif qui est de l'ordre de 0,95 ms dans l'Yb:YAG. Ce long temps de vie de fluorescence permet à l'Yb:YAG de stocker de grande quantité d'énergie.

Caractéristiques thermo-optiques

L'Yb:YAG présente une excellente conductivité thermique qui, par ailleurs, dépend également du taux de dopage [Agarwal et al., 2003]. Si les pertes du système d'amplification restent raisonnables, les fortes sections efficaces de l'Yb:YAG permettent d'obtenir de bonnes efficacités laser sans nécessairement recourir à de forts taux de dopage (rarement supérieurs à 5 at. %). Ceci permet de maintenir une excellente conductivité thermique comprise entre 8 et 10 W/m/K à la température de 300 K. On peut noter que la conductivité thermique décroit avec la température ne faisant qu'accentuer les problèmes thermiques lorsque le cristal chauffe.

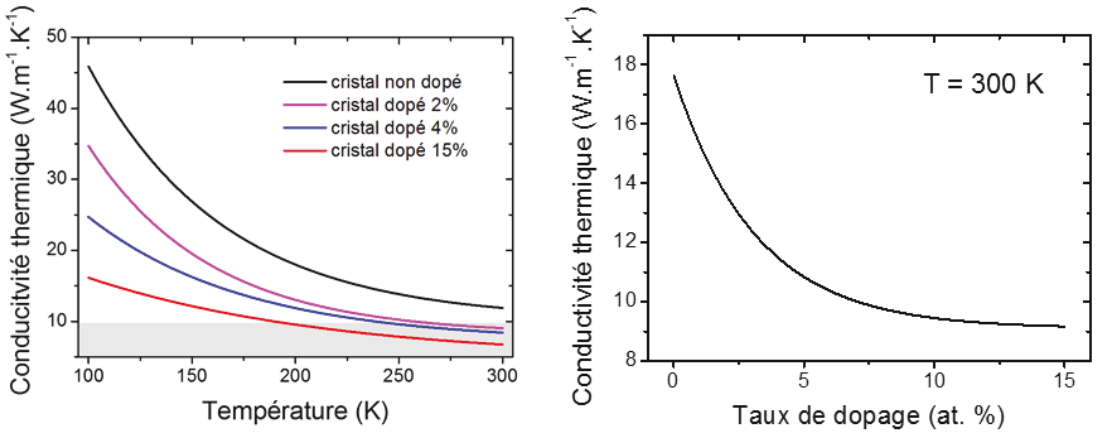


Figure II-8 : Evolution de la conductivité thermique d'un cristal d'Yb:YAG en fonction de la température pour différents taux de dopage.

La gestion de la thermique joue un rôle capital pour maintenir les performances des amplificateurs en régime de forte puissance. L'augmentation de la température dans le milieu amplificateur s'accompagne en effet non seulement d'une dégradation des propriétés spectroscopiques mais également des propriétés thermiques et thermo-optiques.

En conclusion

Là où les cristaux de tungstates (KGW ou KYW) souffrent de leurs propriétés thermiques pour la montée en puissance moyenne, les cristaux à spectres très larges (CaF_2 et CALGO), de leurs faibles sections efficaces et les sesquioxydes, de leurs méthodes de croissance mal maitrisées, l'Yb:YAG permet d'envisager les fortes puissances moyennes tout en conservant des architectures simples. Au sein du projet Razipol, l'équilibre des propriétés spectroscopiques et thermo-optiques de l'Yb:YAG va notamment permettre d'atteindre à la fois les régimes de hautes puissances moyenne à très haute cadence (20 MHz) ainsi que les régimes de hautes énergies à plus basse cadence. Par ailleurs, ces cristaux sont utilisés depuis de nombreuses années et leur croissance est désormais bien maitrisée sous toutes les formes. L'ensemble des géométries d'amplificateur haute puissance/haute énergie peut donc être réalisé à base d'Yb:YAG. Dans la partie suivante nous allons tenter de dresser un comparatif de ces différentes géométries afin de comprendre les choix qui ont permis de définir l'architecture laser retenue pour le projet Razipol.

II.2 Les architectures pour la génération et l'amplification d'impulsions ultra-courtes

Parmi le grand nombre de matériaux dopés à l'Yb^{3+} étudiés pour la génération et l'amplification d'impulsions ultracourtes, l'Yb:YAG et l'Yb:KYW (ou KGW) sont quasiment les seuls à avoir atteint ces dernières années un degré de maturité suffisant pour être intégrés dans des systèmes commerciaux. Pour améliorer les performances des systèmes laser actuels, une tendance consiste à combiner à la fois les matériaux et les géométries. C'est notamment la direction emprunter par le projet Razipol. L'architecture laser choisie combine d'une part, un oscillateur Yb:KYW pour la génération d'impulsions ultracourtes, et d'autre part, un amplificateur multi-étage Yb:YAG associant fibre cristalline et disque mince. Ce chapitre présente d'abord un court état de l'art des oscillateurs dopé Yb, puis nous évoquerons les principales architectures pour la montée en puissance en régime d'impulsions ultra-courtes. Nous mettrons en avant les avantages et les inconvénients de chaque géométrie pour comprendre l'intérêt de les combiner au sein d'une architecture hybride. Enfin nous déterminerons la place qu'occupe la fibre cristalline au milieu des principales familles d'architectures laser.

II.2.1 Les oscillateurs à cristaux de tungstate (Yb:KGW, Yb:KYW)

Au sein du projet Razipol, le rôle du générateur d'impulsions ultra-courtes est assuré par un oscillateur à verrouillage de modes passif à base d'Yb:KYW. Jusqu'à la fin des années 2000, les lasers à verrouillage de modes les plus performants et opérant à 1 µm utilisaient l'Yb:KYW ou l'Yb:YAG. Par rapport à l'Yb:YAG, les tungstates permettent[31], grâce à leur plus grande largeur spectrale, d'obtenir des impulsions plus courtes. Les oscillateurs Yb:KGW à verrouillage de modes utilisant la technologie des miroirs à absorbant saturable semi-conducteur (ou SESAM) sont étudiés depuis de nombreuses années et ont atteint un très haut degré de fiabilité. De nombreux industriels commercialisent aujourd'hui des oscillateurs femtosecondes à base d'Yb:KGW produisant jusqu'à une dizaine de watts moyens. Les sociétés Amplitudes Systèmes, Lumentum ou encore Light Conversion, par exemple, proposent toutes trois des oscillateurs à verrouillage de modes par SESAM capable de produire des impulsions de faible énergie, à haute cadence, présentant des durées inférieures à 250 fs (voire inférieures à 100 fs pour certains). Dans ces gammes de durées il n'y a à l'heure actuelle aucun produit commercial avec l'Yb:YAG. Cependant on notera l'obtention, en laboratoires, de durées d'impulsions inférieures à 100 fs (avec le Yb:KYW comme avec l'Yb:YAG), grâce à une fine compensation de la dispersion et l'emploi de mécanisme à verrouillage de modes combinant SESAM et lentille de Kerr [Liu et al., 2001; Zhao and Major, 2013].

De récentes études ont démontré la possibilité d'accéder à des régimes femtosecondes de plus forte énergie en combinant verrouillage de modes par SESAM et mécanismes de vidange de cavité[32] au sein d'oscillateur à base d'Yb:KYW. Le coupleur de sortie est remplacé par l'association d'un modulateur acousto-optique et d'un polariseur permettant à l'impulsion d'effectuer plusieurs tours dans la cavité avant extraction par rotation de polarisation. Ce mécanisme permet aux oscillateurs Yb:KYW femtosecondes de générer des énergies de l'ordre du µJ. En contrepartie, les cadences sont nécessairement plus faibles, autour du MHz [Brunner, 2004; Killi, 2005; Palmer et al., 2007]. Ces lasers restent par contre limités en puissance moyenne notamment par les modestes propriétés thermo-optiques des cristaux de tungstates. On notera tout de même l'étude récente d'oscillateur Yb :KYW à base de disque mince pour générer jusqu'à

[31] Yb:KYW et Yb:KYW

[32] Ou cavity dumping

une vingtaine de watts de puissance moyenne avec des impulsions de 240 fs délivrées à 25 MHz [Brunner, 2002].

Les oscillateurs à base d'Yb:YAG permettent d'accéder à des régimes de plus haute puissance à haute cadence (> 10 MHz), au-delà de la dizaine de watts, avec cependant des durées d'impulsions typiquement supérieures à 700 fs. Les performances les plus élevés sont atteintes avec l'utilisation de cristaux disque mince bien adaptés aux fortes puissances crête [Innerhofer, 2003; Marchese, 2008; Neuhaus, 2008]. On notera en particulier la puissance moyenne record de 230 W obtenue récemment en régime d'impulsion sub-400 fs grâce à l'utilisation de la technique de verrouillage de modes par lentille de Kerr [Brons et al., 2014, 2014]. Outre les durées d'impulsion légèrement plus élevées, comparées à celle que l'on peut obtenir avec les tungstates, ces systèmes sont surtout relativement complexes et atteignent, encore aujourd'hui, avec difficulté un niveau de fiabilité suffisant pour envisager des applications industrielles.

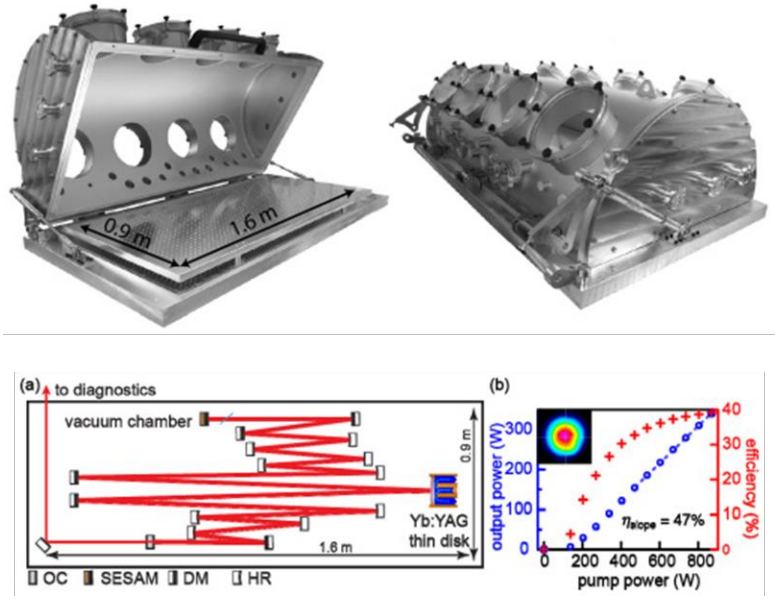


Figure II-9 : Chambre à vide pour limiter les effets non-linéaires pour un oscillateur de très forte puissance [Saraceno et al., 2012]. Schéma et résultats en termes de puissance moyenne pour ce type d'oscillateur.

Plus récemment, l'utilisation de cristaux alternatifs comme l'Yb:CaF_2 ou l'Yb:CALGO a permis d'obtenir des performances inédites dans les oscillateurs à verrouillage de modes passif. Les équipes du laboratoire Charles Fabry ont initié le développement d'oscillateurs ultracourts à base d'Yb:CaF_2 capables de générer des impulsions bien plus courtes que celle obtenues avec les cristaux « classiques », jusqu'à des durées de 99 fs, avec une puissance de 380 mW [Friebel et al., 2009]. Aujourd'hui, quelques équipes parviennent à produire des impulsions sub-70 fs grâce notamment à l'utilisation du mécanisme de blocage de mode par lentille de Kerr [Pirzio et al., 2015]. Dans ces conditions, des impulsions de 48 fs avec une puissance moyenne de 2,7 W ont été générées [sevillano et al., 2014]. La géométrie disque mince, de manière analogue à l'évolution des performances dans les oscillateurs Yb:YAG, a également permis aux oscillateurs Yb:CaF_2 d'accéder tout récemment à des régimes de plus hautes puissances moyennes, typiquement autour de 20 W, en conservant des impulsions sub-300 fs [Dannecker et al., 2016]. La substitution de l'Yb:CaF_2 par son homologue à large bande spectrale, l'Yb:CALGO, dans les architectures d'oscillateur bulk et thin-disk a permis d'atteindre des performances très similaires. Des impulsions 32 fs ont notamment été obtenues au sein d'oscillateur à verrouillage de modes par lentille de Kerr faible puissance [Sévillano et al., 2014]. En régime de plus haute puissance moyenne, 28 et 20 W ont été obtenues,

avec respectivement des impulsions de 300 et 197 fs, dans des oscillateurs à disque mince [Ricaud et al., 2013]. Cependant l'utilisation de ces cristaux dits « alternatifs » au sein d'oscillateurs femtoseconde n'est encore qu'au stade de démonstration expérimentale.

Seuls les cristaux d'Yb:YAG et de tungstates ont atteint la maturité suffisante pour envisager des applications industrielles. Leur croissance et leur dopage en ions actifs sont en effet des mécanismes bien maitrisés, leur intégration aux cavités femtosecondes à verrouillage de modes a démontré un haut niveau de fiabilité. Au regard de leurs performances, on peut penser à première vu que l'utilisation d'un oscillateur femtoseconde Yb:YAG constitue le choix le plus intéressant. Ces systèmes, bien que souvent complexes, permettent d'atteindre des puissances moyennes de plusieurs dizaines de watts, bien plus élevées qu'avec des cristaux de tungstates, ce qui pourrait nous permettre de potentiellement limiter le nombre d'étages d'amplification pour atteindre les objectifs en puissance moyenne fixés pour le projet Razipol. Les durées d'impulsions générées avec l'Yb:YAG sont en revanche rarement inférieures 800 fs ([33]). Inconvénient tout relatif vis-à-vis des oscillateurs Yb:KGW basse puissance dont l'amplification à des puissances moyennes équivalentes conduirait à une augmentation des durées d'impulsions par rétrécissement spectral par le gain. Cependant, le projet prévoit le développement de système fonctionnant à cadence variable, avec notamment l'exploration d'énergies plus élevées à cadence réduite, autour de 500 kHz. Pour cela l'implémentation d'un modulateur type acousto-optique est nécessaire. Les efficacités de ces dispositifs n'excédant rarement les 80 %, il apparait clairement que l'utilisation d'un acousto-optique à la sortie d'un oscillateur femtoseconde haute puissance nuirait de manière importante à l'efficacité globale du système. Par ailleurs, les modulateurs acousto-optiques fonctionnant à puissance moyenne élevée sont évidemment plus coûteux, mais surtout plus lent, ce qui les rend incompatibles avec un pulse-picking à haute cadence. Par conséquent, le choix effectué pour le projet Razipol se porte sur l'utilisation d'oscillateurs femtosecondes à base d'Yb:KGW basses puissances (de qq dizaines de mW à qq W) associés à un acousto-optique extracavité pour la modulation en cadence.

La relative faible puissance moyenne générée par cette source à cadence variable [34] a pour conséquence une complexification du dispositif d'amplification, nécessaire pour atteindre les puissances moyennes visées. La voie empruntée par le projet Razipol se fonde sur la combinaison de différentes technologies d'amplificateurs au sein d'une architecture hybride. La partie suivante décrit les géométries d'amplificateurs les plus couramment exploitées pour la montée en puissance dans les architectures à base de solides pompés par diode. Nous comparerons leurs performances et mettrons en avant les avantages et les inconvénients de chacune d'entre elles. Cette étude nous permettra de comprendre les choix qui ont été effectués pour construire l'architecture du système laser développé pour le projet. Nous mettrons notamment en avant l'intérêt de l'emploi d'une architecture hybride.

[33] On écarte ici les systèmes utilisant la technique de verrouillage de modes par lentille de Kerr encore non exploité sur marché industriel pour les cristaux dopés à l'Yb.

[34] Constituée de l'oscillateur Yb:KGW et de l'AOM rapide

Milieu à gain	Géométrie	ML	λ(nm)	Δt(fs)	P_{moy}(W)	C(MHz)	E(µJ)	Ref / Société
Yb:KGW	Bulk	SESAM	1040	**180**	**>3**	80	0,04	Lumentum
Yb:KGW	Bulk	SESAM	1035	**100**	**>6**	76	0,08	Light Conversion
Yb:KGW	Bulk	SESAM	1030	**<250**	**>1**	50	0,02	Amplitude Système
Yb:KYW	Thin disk	SESAM	1028	**240**	**22**	25	0,9	[Brunner, 2004]
Yb:KYW	Bulk	SESAM	1040	**380**	**1,35**	1	1,35	[Killi, 2005]
Yb:KYW	Thin disk	SESAM	1024	**680**	**3,21**	1	3	[Palmer et al., 2007]
Yb:KGW	Bulk	SESAM	1032	**67**	**3**	77	0,038	[Zhao and Major, 2013]
Yb:YAG	Thin disk	SESAM	1030	810	**60**	34,3	1,75	[Innerhofer, 2003]
Yb:YAG	Thin disk	SESAM	1030	791	**45**	4	11,25	[Marchese, 2008]
Yb:YAG	Thin disk	SESAM	1030	1000	**50**	3,8	13	[Neuhaus, 2008]
Yb:YAG	Thin disk	Kerr Lens	1030	330	**230**	20	11,5	[Brons et al., 2014]
Yb:YAG	Thin disk	Kerr Lens	10	270	**45**	40	1,1	[Pronin et al., 2011]
Yb:CaF_2	Bulk	SESAM	1050	**67**	1,4	145	0,01	[Pirzio et al., 2015]
Yb:CaF_2	Bulk	Kerr Lens	1046	**48**	2,7	73	0,037	[sevillano et al., 2014]
Yb:CaF_2	Thin disk	SESAM	1050	**285**	17,8	1	1,78	[Dannecker et al., 2016]
Yb:Calgo	Bulk	Kerr Lens	1063	**32**	0,09	96	0,001	[Sévillano et al., 2014]
Yb:Calgo	Thin disk	SESAM	1040	**300**	28	23	1,3	[Ricaud et al., 2013]
Yb:Calgo	Thin disk	SESAM	1040	**197**	20	23	0,9	[Ricaud et al., 2013]

Table II-2 : Etat de l'art actuel des oscillateurs femtoseconde à base de cristaux dopés à l'ytterbium.

II.2.2 Les géométries pour la haute puissance en régime d'impulsions ultracourtes

II.2.2.a La fibre optique

Utilisée dans les systèmes de communications dès le début années 70, la fibre optique a d'abord montrée des propriétés tout à fait exceptionnelles dans la propagation de signaux lumineux sur de longues distances. Dans les années 90, le développement de source laser à impulsions courtes s'intensifie par l'avènement des oscillateurs à base de saphir dopé titane (Ti:Sa). Fort des récents développements en matière de télécommunications, les fibres optiques pompées diode laser sont, dès les années 2000, proposées comme alternatives pour la génération et l'amplification d'impulsions courtes à fortes puissances moyennes. La fibre optique possède en effet de par sa géométrie particulière, un très fort rapport surface sur volume qui lui confère une excellente gestion des phénomènes thermiques. Le guidage optique lui permet également de générer de très forts gains grâce à un excellent recouvrement pompe/signal. L'introduction des fibres à double gaine à la fin des années 80 a largement contribué à l'essor de la technologie [Snitzer et al., 1988]. Ces fibres présentent une structure particulière composée de deux cœurs concentriques qui lui permet d'assurer simultanément le guidage de faisceaux de pompe multimodes, dans le cœur de pompe à large ouverture numérique[35], et d'un signal monomode, dans le cœur signal dopé en ions actifs (cf. Figure II-10). Dès lors les architectures fibrées ont rapidement permis de générer avec robustesse de forte puissance moyenne, en régime continu, d'abord, puis en régime femtoseconde grâce notamment à l'emploi de l'amplification à dérive de fréquence. Associée aux propriétés spectroscopiques et thermo-optiques proposées par l'Yb^{3+}, la fibre optique présente de nombreux arguments pour la montée en puissance moyenne en régime d'impulsions ultra-courtes. Cependant le principal problème des sources femtosecondes à fibre optiques provient des caractéristiques géométriques du milieu à gain qui induit un fort confinement des intensités lumineuses sur de grandes longueurs. Dès lors, les efforts se concentrent autour de la gestion des fortes puissances crêtes afin de repousser les seuils d'apparitions des effets non-linéaires délétères afin de monter en puissance.

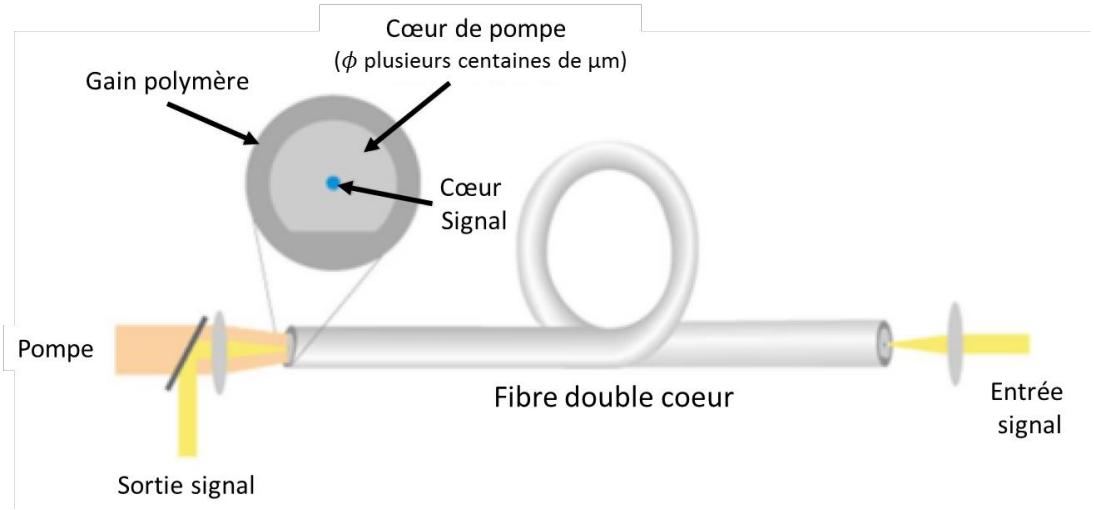


Figure II-10 : Amplificateur à fibre double cœur.

[35] Présentant des diamètres de plusieurs centaines de µm.

Les guides monomodes à large aire modale

L'augmentation de l'air effective des fibres monomodes constitue l'une des stratégies les plus intéressantes pour la montée en performances des systèmes femtosecondes à base de fibres. Les premières fibres à large aire modale (LMA) font leur apparition à la fin des années 90 [Broderick et al., 1999]. Cette approche consiste à diminuer l'ouverture numérique de la fibre optique en réduisant la différence d'indice entre le cœur et la gaine. Or pour conserver son caractère monomode, la fréquence V normalisée d'une fibre de rayon a doit satisfaire l'inégalité suivante :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{coeur}^2 - n_{gaine}^2} < 2{,}405 \qquad \textit{Eq. II-3}$$

Les diamètres de cœurs monomode les plus larges[36] sont obtenus pour des ouvertures numériques typiquement autour de 0,04 correspondant à une différence d'indice légèrement inférieure à 10^{-3} [Beier et al., 2016]. De tels contrastes constituent la limite actuelle des méthodes de tirage des fibres optiques. Par ailleurs, l'utilisation d'ions actifs terres rares comme l'Yb^{3+} nécessite de relativement haut taux de dopage pour réduire la longueur de fibre utilisée et conservé un gain intéressant. Or ce fort dopage a tendance à nuire au contrôle précis du dopage et peut induire une augmentation de l'ouverture numérique.

Les fibres microstructurées

Des structures de fibres plus complexes permettent d'accroitre encore le diamètre du guide monomode. Ces fibres dites microstructurées ne sont pas purement monomode, elles induisent d'importantes pertes sur les modes d'ordres supérieurs et privilégie la propagation du mode fondamental. Dans la plupart des cas la différence d'indice est assurée par l'inclusion de trous d'airs dans le cœur multimode. Cette technique permet d'obtenir artificiellement des diamètres de cœur supérieur à 40 µm et jusqu'à 100 µm. La structures extérieure de ces fibres se compose d'une gaine d'air qui assure le guidage de la pompe hautement multimode, autorisant l'utilisation de diode laser de pompe de très haute puissance jusqu'au kW. Cependant leurs structures complexes, idéales pour l'amplification d'impulsions ultra-courtes à forte puissance moyenne, les rendent difficilement compatibles avec les instruments de soudage classiques. Elles perdent alors le caractère monolithique qu'offrent les architectures fibrées standards, affaiblissant quelques peu leur robustesse. Par ailleurs, l'utilisation de ces fibres microstructurées nécessite de limiter leur rayon de courbure[37] sous peine d'engendrer une réduction de l'aire effective du mode fondamental, voire des fuites sur ce même mode. Certaines fibres sont même complètement rigides. Dans le cas des fibres « rod type », la gaine polymère a été en effet remplacée par une gaine en verre pour limiter l'échauffement induit par les plus forts dopages qu'elles présentent. Cette fois, c'est donc la compacité des architectures qui en pâtit, la longueur de ces fibres rigides atteignant aisément le mètre (cf. Figure II-11).

[36] Typiquement autour de 20-25 µm de diamètre pour un guidage strictement monomode.
[37] C'est aussi le cas des fibres LMA classiques

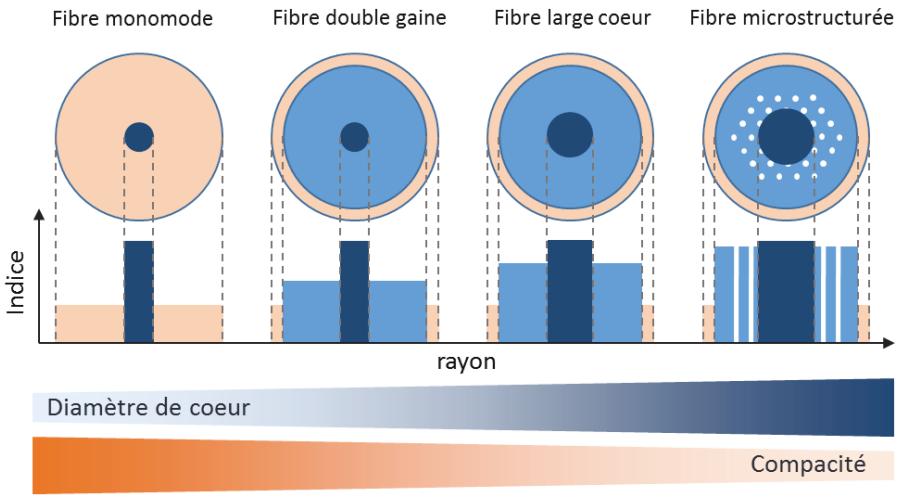


Figure II-11 : Illustration du concept de fibre à large aire modale

Ces dernières années de nombreuses études ont été consacrées à l'élaboration de nouvelles structures de fibres alliant à la fois large cœur monomode et facilité d'intégration aux systèmes compacts (cf. Figure II-12). On peut notamment citer les fibres à filtrage de modes distribués [Laurila et al., 2012], les « large pitch fibers » [Stutzki et al., 2011], les fibres à cœur chiraux couplés [Ma et al., 2014], les fibres à modes fuyants [Dong et al., 2007] ou encore les fibres à guidage par le gain [Siegman et al., 2006; Sudesh et al., 2008].

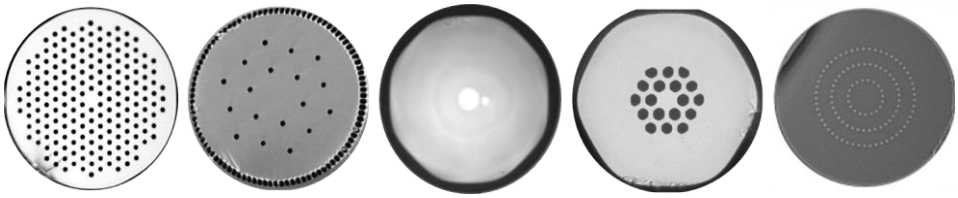


Figure II-12 : différentes fibres à larges aires modales : de gauche à droite, DMF, LPF, CCF, LCF.

Outre la recherche de nouvelles structures de fibres, d'autres stratégies pour la montée en performances dans les fibres se basent sur le développement de nouvelle architecture d'amplification visant à réduire les intensités crêtes comme l'amplification à dérive de fréquence [Strickland and Mourou, 1985], l'amplification à impulsions divisées [Zhou et al., 2007] ou encore la combinaison cohérente [Daniault, 2012; Klenke et al., 2014; Shay et al., 2007]. Enfin l'utilisation de régimes d'amplification bien particuliers tels que l'amplification parabolique permettent de tirer avantages des effets non-linéaires pour l'amplification d'impulsions ultra-courtes sans dégradation [Fermann et al., 2000].

Actuellement les systèmes fibrés les plus performants en régime d'impulsions ultracourtes combinent fibres microstructurées et méthodes d'amplification à non-linéarités réduites. Le court état de l'art qui suit présentera quelques-uns des résultats les plus marquants obtenus ces dernières années avec cette technologie à fibres. Il nous permettra de mettre en avant les limitations qui freinent actuellement l'évolution des performances dans les systèmes fibrés.

Fibres microstructurées et amplification à dérive de fréquence

En régime d'impulsions ultra-courtes, les équipes de l'Université de Jena, spécialisées dans les architectures fibrées de très haute puissance, démontrent, en 2009, une puissance moyenne record de 830 W avec des impulsions de 640 fs à la cadence de 78 MHz, correspondant à des énergies par impulsion de 13 µJ [Eidam et al., 2010]. L'architecture employée combine des fibres microstructurées présentant un diamètre de cœur de 27 µm (PCF) et amplification à dérive de fréquence (CPA). L'étireur placé à l'entrée des étages d'amplification permet d'élargir les impulsions jusqu'à une durée de 800 ps (soit 3 à 4 ordres de grandeurs au-dessus des impulsions d'entrée), les non-linéarités sont alors grandement réduites. L'intégrale B accumulée par les impulsions au cours de l'amplification atteint tout de même 11 rad engendrant l'apparition d'un piédestal à la base du profil temporel.

L'accession à des régimes de plus haute énergie (typiquement autour du mJ) conduit à une complexification importante des architectures. La limitation des non-linéarités nécessite en effet l'emploi de fibres à cœur monomode aux limites de l'état de l'art en dimension ainsi que de facteurs d'étirement plus élevés, ce qui conduit globalement à une nette augmentation du coût et de la compacité du système. La même équipe a ainsi démontré des énergies par impulsion de 2,2 mJ pour une durée de 480 fs en combinant un fort étirement à 3 ns et l'utilisation d'un barreau à large pas (LPF) présentant un cœur de 85 µm de diamètre. Cette fois, c'est la qualité de faisceau qui fait apparaitre les limites de telles architectures. La mesure de qualité de faisceau aux plus fortes énergies révèle un M^2 supérieur à 1,5 dans les deux directions indiquant le déclenchement de phénomènes d'instabilités modales. La forte puissance de pompe induit par effet thermo-optique des variations d'indice au sein de la fibre. L'écart d'indice entre les modes d'ordres supérieurs et le mode fondamental a alors tendance à se réduire, favorisant ainsi le couplage de mode et la dégradation de la qualité de faisceau. Le seuil de ces instabilités modales est d'autant plus faible que le diamètre du cœur monomode augmente. Ce constat fait apparaitre la nécessité d'un compromis énergie/puissance moyenne [Jauregui et al., 2013].

Bien que les mécanismes à l'origine de l'apparition des instabilités modales soient encore méconnus, quelques solutions ont été récemment proposées. On notera notamment l'emploi récent de fibres multicoeurs[38] permettant de largement repousser les seuils d'instabilités modales [Otto et al., 2014]. Le développement de tels systèmes n'est encore qu'au stade de la démonstration expérimentale bien que les équipe Jena aient d'ores et déjà annoncé le développement d'un système laser compact basé sur cette technologie et capable de délivrer des impulsions de plusieurs dizaines de mJ.

La montée en énergie par la combinaison cohérente

En revanche, une solution simple a déjà montré de forte potentialité pour la réalisation de systèmes robustes alliant forte énergie et/ou forte puissance moyenne. Il s'agit de la combinaison cohérente, elle permet notamment la parallelisation d'amplificateurs. Fort de leur expérience sur le développement d'amplificateurs femtosecondes à dérive de fréquence haute puissance, les équipes de l'Université de Jena se sont désormais fait une spécialité de la montée en énergie par combinaison cohérente à division spatiale. En 2011, la combinaison cohérente de 2 barreaux à cristal photonique en régime d'amplification à dérive de fréquence leur permet d'atteindre des énergies par impulsions de 3 mJ avec une durée de 470 fs, correspondant à des puissances crêtes de 5,4 GW [Klenke et al., 2011]. Trois ans plus tard, des impulsions de 220 fs présentant des énergies de 5,7 mJ, correspondant à des puissances crêtes extrêmes de 22 GW, sont générées grâce cette fois à la combinaison de 4 canaux [Klenke et al., 2014]. Pour garantir une

[38] A cœurs couplés

excellente qualité de faisceau avec un M^2 typiquement inférieur à 1,2, chaque canal opère bien en dessous des seuils de déclenchement des instabilités modales. Cependant pour garantir de bonnes efficacités de recombinaison, typiquement supérieures à 90 %, ces architectures nécessitent l'intégration de méthodes de stabilisation actives de la phase relative entre les canaux d'amplification. La technique employée ici est basée sur l'analyse de la polarisation du faisceau recombiné par un détecteur de Hänsch-Couillaud, ce qui permet d'évaluer la correction à appliquer sur le modulateur de phase placé en amont pour maximiser l'efficacité de recombinaison. Les canaux sont de cette manière combinés deux à deux, on comprend ainsi aisément que la montée en performances de tels systèmes par la multiplication des voies d'amplification induit une forte complexification des architectures (cf. Figure II-13).

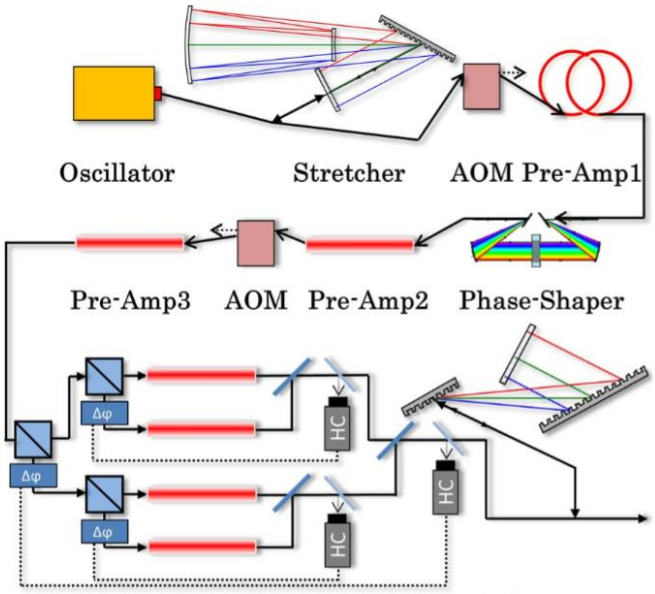


Figure II-13 : Dispositif expérimental à quatre voies d'un amplificateur à combinaison cohérente par stabilisation active [Klenke et al., 2014]. HC : détecteur de Hänsch Couillaud.

En conclusion, la fibre optique possède de nombreux avantages pour une amplification efficace d'impulsions femtosecondes vers les hautes puissances moyennes. L'accès aux hautes énergies pose davantage de problèmes avec l'apparition d'effets délétères dus au fort confinement des intensités lumineuses. Les stratégies mises en place aujourd'hui, comme le CPA, permettent de repousser avec brio ces limitations. Cependant, on peut noter que la géométrie de la fibre est un sujet complexe à maitriser qui devient l'apanage d'un nombre extrêmement réduit de laboratoires à travers le monde. Enfin, les méthodes de combinaison cohérentes sont très attractives mais conduisent néanmoins à une nette complexification des architectures notamment pour les techniques actives[39]. Par ailleurs, le guidage du faisceau signal dans les fibres optiques, classiques comme microstructurées, rend impossible le maintien de la polarisation cylindrique lors de l'amplification.

[39] Nous y reviendrons plus loin dans ce manuscrit sur les recherches portant sur le développement d'architectures passives.

II.2.2.b Le cristal massif

Grâce aux excellentes propriétés thermo-optiques de l'Yb:YAG, l'utilisation de cristaux massifs pour l'amplification de fortes puissances moyennes constitue l'une des alternatives aux fibres optiques les plus intéressantes. Cette géométrie cristalline est notamment très appréciée pour sa facilité d'emploi. Cependant, le rapport surface/volume qu'offre en général le cristal massif[40] est plutôt faible, en particulier comparé aux fibres optiques. Les architectures utilisant ce type de milieu amplificateur peuvent ainsi souffrir de lourdes limitations en puissance moyenne à cause de la manifestation précoce de phénomènes thermiques délétères.

Dans les architectures à base de cristaux massifs, les meilleures efficacités d'amplification sont obtenues par pompage longitudinal (cf. Figure II-14). C'est en effet dans cette configuration que le recouvrement pompe/signal est le meilleur. Cependant celui-ci reste imparfait compte-tenu de l'écart de divergence entre le faisceau multimode de la pompe et le signal généralement monomode. Pour limiter les zones pompées inexploitées, sources de chaleur, la longueur du cristal est limitée à quelques millimètres. Le maintien de l'efficacité d'amplification nécessite donc l'emploi de fort taux de dopage. L'augmentation de la concentration en ions actifs dans le milieu amplificateur a pour conséquence une augmentation de l'absorption qui induit des zones d'échauffement localisées. En revanche, par rapport aux fibres, le cristal massif supporte des puissances crête bien plus élevées, en repoussant notamment les seuils d'effets non linéaires grâce à l'amplification de faisceaux aux larges diamètres sur de faibles longueurs. Les architectures laser à base de cristaux massifs sont donc plutôt bien adaptées à la génération de forte énergie en régime d'impulsions ultra-courtes.

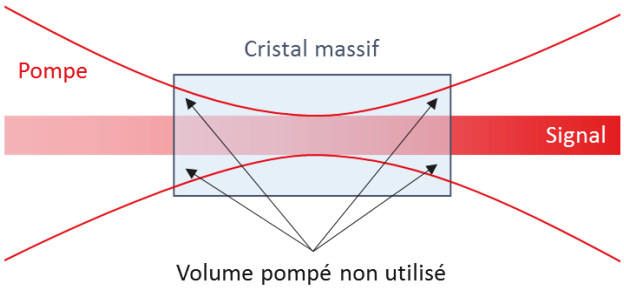


Figure II-14 : Recouvrement pompe/signal dans un cristal massif.

Pour pallier aux problèmes thermiques, une des stratégies consiste à abaisser fortement la température pour améliorer les propriétés naturelles de l'Yb:YAG, à savoir la conductivité thermique et les valeurs de sections efficaces. A température cryogénique[41], la conductivité thermique de l'Yb:YAG atteint plus de 25 $W.m^{-1}.K^{-1}$, elle est ainsi près de 3 fois plus importante qu'à température ambiante (pour un cristal dopé entre 2 et 4 at. %) [Wynne et al., 1999]. En 2008, Hong et al. démontrent une puissance moyenne de 287 W en régime picoseconde à très haute cadence dans un architecture à base de cristal massif Yb:YAG refroidit à température cryogénique [Hong et al., 2008]. La même équipe démontre, en 2010, des énergies par impulsion supérieures à 8 mJ à la cadence d'1 kHz grâce cette fois à l'utilisation d'un amplificateur régénératif Yb:YAG également refroidit à température cryogénique [Hong et al., 2010]. Enfin, plus récemment, des impulsions picosecondes présentant des énergies de 70 mJ à la cadence de 1 kHz sont générées en cascadant deux amplificateurs cryogéniques à cristal massif d'Yb:YAG [Chang et al., 2015]. La cryogénie permet également d'améliorer les propriétés spectroscopiques de l'Yb:YAG. A basse

[40] Largeur et hauteur sont typiquement du même ordre de grandeur (quelques millimètres par côté)
[41] 77 K typiquement, autour de l'azote liquide

température, la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe augmente, ce qui permet de stocker davantage d'énergie dans des cristaux courts et relativement peu dopés[42]. La section efficace d'émission suit la même évolution, permettant l'obtention de gains plus élevés. En revanche, la largeur spectrale de fluorescence à tendance à diminuer à température cryogénique, empêchant la génération d'impulsions de durées inférieures à la picoseconde. La cryogénie se caractérise également par une forte complexité et une consommation électrique élevée, elle est donc très difficile à mettre en œuvre et ne permet que rarement d'atteindre des efficacités compétitives.

II.2.2.c Le disque mince

Dérivé du cristal massif, la géométrie du disque mince affiche, grâce à sa géométrie particulière, un rapport surface/volume bien plus élevé. Il présente typiquement un diamètre supérieur à 15 mm et une épaisseur comprise entre 100 et 200 µm. Introduit, en 1994, par l'équipe d'A. Giesen de l'IFSW, le disque mince est aujourd'hui la géométrie qui permet d'atteindre les puissances moyennes les plus élevées à partir de cristaux massif.

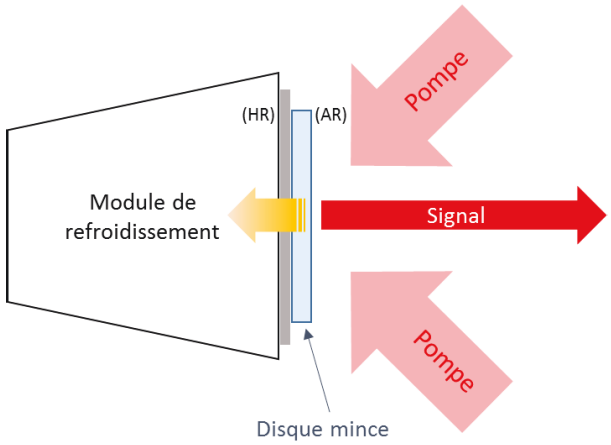


Figure II-15 : Concept de la géométrie du disque mince.

Sa géométrie autorise un refroidissement extrêmement efficace grâce à la mise en contact de l'une de ses grandes faces avec un dissipateur thermique (cf. Figure II.15). Le disque mince agit comme un miroir amplificateur, la face arrière refroidie est traitée haute-réflexion aux longueurs d'onde de pompe et de signal, la face avant est traitée antireflet pour ces même longueurs d'onde. Lors du pompage le gradient thermique s'établie donc perpendiculairement aux grandes faces, dans l'épaisseur du disque. Le transfert thermique a lieu sur une très courte distance, l'évacuation de chaleur est ainsi facilitée. Le gradient thermique dans le plan transverse est à l'inverse très faible, il n'induit donc quasiment pas d'effet de lentille thermique. Sa géométrie singulière qui lui confère une excellente extraction de la charge thermique, rend donc le disque mince particulièrement bien adapté à la forte puissance. Cependant sa faible épaisseur empêche à la fois une absorption efficace de la pompe et un fort gain par passage, et ce malgré les forts taux de dopage, typiquement supérieurs à 10%. L'utilisation de miroirs paraboliques et de prismes retro-réflecteurs permet de recycler la puissance de pompe grâce une multitude de passages du faisceau dans le milieu amplificateur. Jusqu'à 48 allers-retours peuvent être nécessaire pour atteindre environ 85 % d'absorption pour du pompage multi-kW (cf. Figure II-16). Pour extraire la majeure partie de l'énergie ainsi stockée dans le milieu amplificateur, il est nécessaire de réaliser également plusieurs passages avec le signal grâce à l'emploi d'architectures multi-passages ou régénératives.

[42] Typiquement 1 ou 2 at. %

Dans ce type d'architecture, l'amplification de faisceaux à larges diamètres permet de repousser les seuils d'endommagement et d'atteindre des puissances moyennes de l'ordre du kW et des énergies de plusieurs centaines de mJ en régime d'impulsions ultra-courtes.

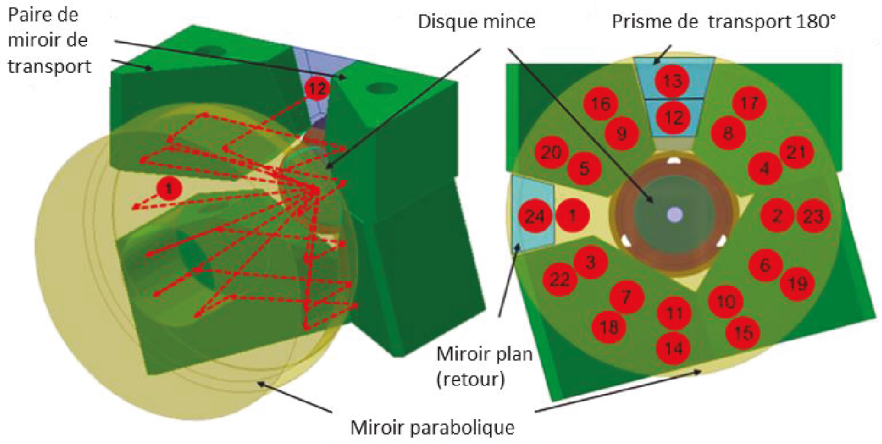


Figure II-16 : Module de pompage multi-passage réalisé à l'aide d'un miroir parabolique. Nombre de passages : 48 [Voss et al., 2014].

En 2015, Klingebiel et al. démontrent des énergies de plus de 220 mJ pour des impulsions de 1,9 ps délivrées à la cadence de 1 kHz [Klingebiel et al., 2015]. En configuration d'amplificateur multi-passages, les équipes du laboratoire de l'IFSW, spécialistes en la matière, démontrent en 2015 une puissance moyenne record de 1,4 kW pour des impulsions de 7,7 ps à 300 kHz [Negel et al., 2015] (cf. Figure II-17). A chaque passage dans le milieu amplificateur, le faisceau est (ré)-imagé sur un diamètre de 5,5 mm. Les puissances crêtes ainsi générées dans le cristal d'Yb:YAG atteignent 0.6 GW sans être limitées par les effets non-linéaires ou les seuils d'endommagement. Après 40 réflexions sur le disque mince, l'efficacité d'extraction atteint 48 % pour un gain global d'environ 12. Le record d'énergie par impulsion est toujours détenu par le MBI de Berlin. En 2009, Tümmler et al. cascadent un amplificateur régénératif et un amplificateur multi-passages, le tout en régime d'amplification à dérive de fréquence. Ils parviennent ainsi à générer des énergies de 300 mJ pour des impulsions de 2 ps à la cadence de 100 Hz [Tümmler et al., 2009].

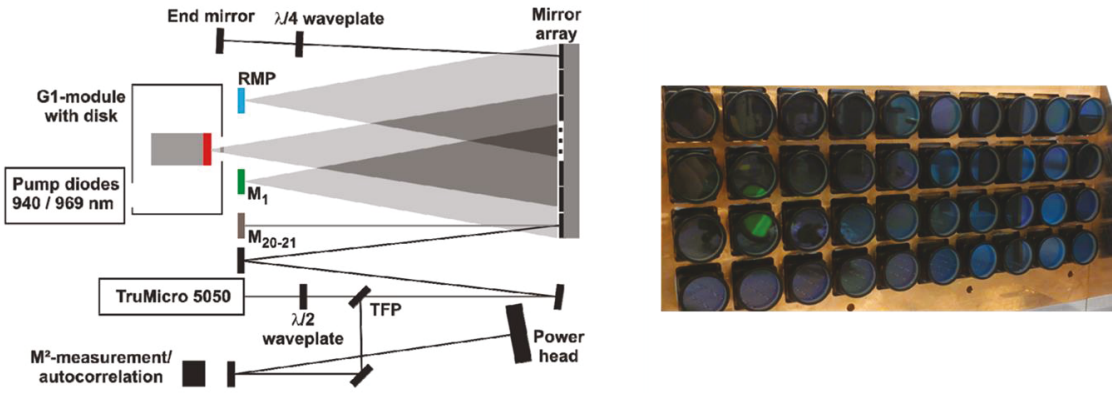


Figure II-17 : Schéma et photo de la série de miroirs de l'amplificateur multi-passage à base de disque mince [Negel et al., 2015].

Le disque mince est donc particulièrement bien adapté à la très haute puissance moyenne grâce à sa géométrie qui lui confère une excellente gestion de la thermique. Cette même géométrie, l'empêche

pourtant de générer de forts gains, rarement supérieurs à 10 malgré l'emploi d'architecture à multi-passages. Les amplificateurs à base de disque mince sont donc généralement précédés de préamplificateurs permettant d'atteindre un niveau d'injection suffisant. Les architectures multi-passages à base de disque mince sont certes relativement complexes mais ce sont les seules[43] à l'heure actuelle qui permettent de délivrer à la fois de fortes énergies et de fortes puissances moyenne. Cette géométrie reste donc très attractive, d'autant qu'elle a déjà montré de grandes qualités pour le développement de produits industrielles robustes et performants. La société allemande Trumpf, leader sur le marché du laser à impulsions ultra-courtes pour le marquage et l'usinage, commercialise de nombreux produits basés sur la technologie du disque mince. L'amplificateur régénératif de 220 mJ proposé par Klingebiel et al en 2015, est d'ores et déjà proposé à la vente sous la forme d'un produit commercial.

II.2.2.d Le slab

Autre géométrie dérivée du cristal massif, le « slab » se caractérise par sa géométrie qui, comme son nom l'indique, prend la forme d'un pavé mesurant typiquement un centimètre de côté et un millimètre d'épaisseur. Les grandes faces du slab offrent deux très larges surfaces propices à l'extraction de chaleur et à l'absorption de faisceaux de pompe peu brillants. C'est pourquoi le slab a d'abord été conçu pour le pompage par lampe flash. Depuis l'émergence des diodes de forte puissance, à la brillance bien plus élevée, le slab tend à être utilisé en configuration de pompage longitudinal. Les diodes de pompe très haute puissance ont tendance à générer des faisceaux asymétriques, la forme rectangulaire du slab constitue alors un avantage important pour l'exploitation de telle source de pompe. En outre, contrairement au disque mince le refroidissement à lieu dans la direction transverse à la propagation du faisceau (cf. Figure II-18).

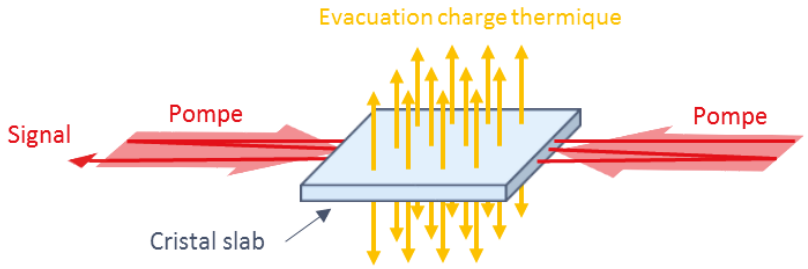


Figure II-18 : Illustration schématique d'un cristal « slab » pompé longitudinalement.

L'utilisation de larges faisceaux de pompe permet de repartir la charge thermique dans un volume important du milieu actif. Le pompage de forte puissance entraine néanmoins la formation d'une lentille thermique asymétrique, particulièrement intense dans la direction perpendiculaire aux grandes faces. Ce type d'architecture aura ainsi tendance à générer des faisceaux fortement elliptiques et astigmates nécessitant une mise en forme spatiale après amplification. Ceci implique, certes, une complexification du système mais permet finalement d'obtenir de bonne qualité de faisceau en sortie de laser, avec des M^2 bien souvent inférieures à 1,2.

Le slab autorise donc, de par sa géométrie, le stockage d'énergie, cependant son extraction nécessite la mise en place d'architectures multi-passages relativement complexes avec un faisceau signal elliptique pour favoriser le recouvrement. La stratégie qui donne, à l'heure actuelle, les meilleurs résultats est basée sur l'utilisation d'une cavité résonante instable formée par deux miroirs non-parallèles placés de

[43] Les architectures à base de slab permettent d'atteindre des niveaux de puissance moyenne équivalents, et des énergies élevées mais globalement plus faibles qu'avec un disque mince.

part et d'autre du milieu à gain. Le signal laser effectue alors plusieurs passages dans le milieu à gain et parcourt le cristal dans sa largeur en formant un zig-zag. Ce mécanisme permet d'améliorer grandement l'efficacité d'extraction. Pour accroitre encore l'efficacité d'amplification, certaines architectures à base de slab sont équipées de miroirs cylindriques qui permettent d'élargir le faisceau dans le plan de propagation après chaque passage. Ceci permet d'étendre le volume d'extraction et de maintenir une saturation du gain constante, ce qui globalement accroit l'efficacité d'amplification et diminue la charge thermique (cf. Figure II-19).

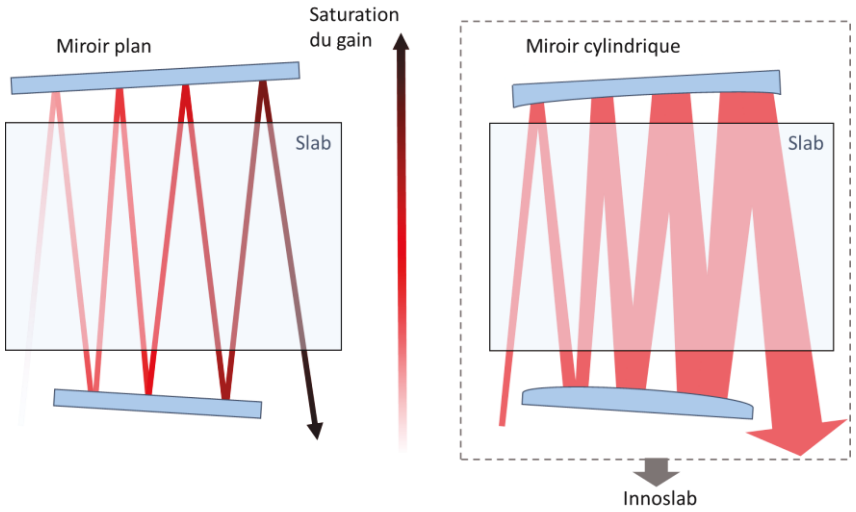


Figure II-19 : Utilisation de miroir cylindrique pour améliorer l'efficacité des amplificateurs à géométrie en forme de slab.

Le concept de l'InnoSlab[44] qui concentre tous ses éléments a été breveté en 1996 par l'institut de Fraunhofer. Aujourd'hui ce sont les architectures basées sur ce concept qui permettent d'atteindre les meilleures performances.

En 2010, Russbueldt et al. démontrent une puissance moyenne de 1,1 kW à 20 MHz, avec des durées d'impulsions de 615 fs, en cascadant deux amplificateurs InnoSlab. Le gain global du système d'amplification s'élève à environ 500, pour une efficacité d'extraction de l'ordre de 45%. On notera ici, la qualité de faisceau qui, malgré les efforts pour réduire la charge thermique, se dégrade légèrement au cours de l'amplification, avec un M^2 de 1,5 pour l'axe lent et de 2,7 pour l'axe rapide [Russbueldt et al., 2010]. La mise en place de système de filtrage spatial permet néanmoins d'envisager des puissances moyennes de plusieurs centaines de Watts sans dégrader la qualité de faisceau, avec un M^2 inférieur 1,2 dans les deux directions [Russbueldt et al., 2015]. En régime de forte énergie, l'intégration du CPA a permis d'extraire des énergies de 20 mJ d'un amplificateur innoslab, avec des durées d'impulsions de 830 fs [Schulz et al., 2011].

En conclusion, la géométrie slab cumule de nombreux avantages. Elle permet de générer des gains importants grâce à un fort confinement des intensités lumineuses et un bon recouvrement pompe signal dans les architectures multi-passages. Son fort rapport surface/volume lui confère naturellement une excellente gestion de la thermique favorable à l'extraction de forte puissance moyenne. Les fortes énergies lui sont également accessibles grâce à l'implémentation de l'amplification à dérive de fréquence, le niveau d'énergie atteint est cependant inférieur d'un ordre de grandeur à celui obtenu avec la technologie à disque mince. Le réel point faible de cette technologie réside dans la complexité des architectures. Aujourd'hui

[44] Commercialisé par la société Amphos.

seuls les utilisateurs historiques de la technologie, tel que les équipes de l'institut de Fraunhofer, sont capables de l'exploiter efficacement.

II.2.2.e La fibre cristalline

Née en 2005 de la collaboration entre l'entreprise Fibercryst et le Laboratoire Charles Fabry, la fibre cristalline propose une géométrie à mi-chemin entre le cristal massif et la fibre optique avec des cristaux présentant une longueur typique de 2 à 5 cm de long pour un diamètre de 1 mm. L'idée initiale consiste à combiner le guidage d'un faisceau de pompe multimode et la propagation libre d'un large faisceau signal (cf. Figure II-20). Le but est de favoriser l'efficacité d'amplification tout en limitant les non-linéarités. Le guidage permet en outre une répartition relativement uniforme de la charge thermique le long du cristal. De plus son rapport surface/volume est plutôt favorable à une bonne extraction de la charge thermique. Par ailleurs, sa structure à symétrie cylindrique impose une lentille thermique symétrique, contrairement à celle observée dans les slabs, aucune mise en forme spatiale n'est donc nécessaire après amplification.

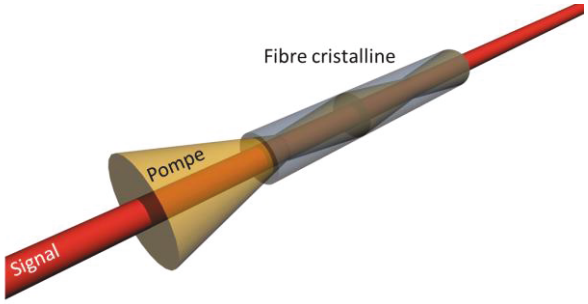


Figure II-20 : Illustration schématique de la fibre cristalline : la pompe est guidée et le signal se propage librement.

La fibre cristalline affiche ainsi clairement des prétentions pour la haute puissance moyenne en régime impulsionnel. Dès lors de gros efforts ont été effectués sur la gestion de la thermique, notamment par l'amélioration de la mise en contact du milieu amplificateur avec son dissipateur thermique. Depuis quelques années maintenant, la société Fibercryst commercialise des modules de gain à évacuation thermique améliorée, le TARANIS, fruit de sa collaboration avec le Laboratoire Charles Fabry. Par ailleurs, un travail important a également été effectué sur l'amélioration des traitements antireflets appliqués sur les faces d'entrée et de sortie de la fibre cristalline afin notamment d'accroitre la tenue au flux.

Ainsi depuis 2013 et la thèse de Xavier Délen, l'utilisation de la fibre cristalline a permis de démontrer des performances tout à fait encourageantes pour l'amplification d'impulsions ultracourtes. En régime d'amplification à dérive de fréquence, des énergies de 1 mJ à la cadence de 10 kHz ont pu être extraites d'une fibre cristalline de 40 mm de long et dopée 1 %. Après compression, la durée d'impulsion atteint 380 fs, correspondant à une puissance crête de 2,2 GW [Délen et al., 2013]. La qualité de faisceau après amplification est excellente, avec un M^2 inférieur à 1,2 dans les deux directions.

Plus récemment encore, en 2014, Saby et al. démontrent l'intérêt de la fibre cristalline pour l'amplification de forte puissance crête. En régime picoseconde, des puissances crêtes record de 28 MW sont générées directement en sortie de cristal [Saby et al., 2014]. Ce résultat démontre les potentialités de la fibre cristalline pour l'amplification d'impulsions ultracourtes de forte énergie sans forcément recourir au régime CPA.

Enfin, en 2014, toujours, les équipes de l'Université de Jena intègrent la fibre cristalline à une architecture de combinaison cohérente par stabilisation active en régime d'amplification à dérive de

fréquence. Deux voies d'amplification composées de fibres cristallines de 40 mm de long et dopées 1 % sont combinées pour atteindre des énergies de 3 mJ à la cadence de 6 kHz pour des durées d'impulsion de 695 fs obtenues après compression [Kienel et al., 2014]. La qualité de faisceau n'est pas affectée par les effets thermiques et révèle un M^2 inférieur à 1,2 dans les deux directions.

L'une des grandes qualités de la fibre cristalline est sa grande simplicité d'utilisation. Les architectures à simple ou double passages en pompage longitudinal sont faciles à mettre en œuvre et permettent d'obtenir aisément des gammes de puissances moyennes de 10 à 50 W avec des systèmes d'une grande robustesse. Les régimes de hautes énergies sont également accessibles en transposant les méthodes d'amplification à non-linéarités réduites utilisées pour les systèmes à fibres optiques, d'autant que la fibre cristalline tolère mieux les fortes puissances crêtes.

En conclusion, les premières expériences d'amplification en régime d'impulsion ultracourtes, bien que très récentes semblent montrer la possibilité d'une évolution des performances vers des énergies par impulsions autour de 10 mJ et des puissances moyennes supérieures à 100 W.

II.2.2.f Bilan sur les géométries d'amplificateurs

Le tableau II-3 résume les avantages et les inconvénients de chacune des géométries décrites précédemment, selon les critères suivant : Puissance moyenne, énergie, gain, simplicité et compatibilité avec les états de polarisation radiale et azimutale.

	Cristal massif	Fibre optique	Fibre cristalline	Disque mince	Slab
Puissance	-	+++	++	+++	+++
Energie	++	-	+	+++	++
Gain	+	+++	++	-	++
Simplicité	+++	++	+++	-	- -
Pola. Rad/Az	OUI	NON	OUI	OUI	NON

Table II-3 : Comparatif des géométries.

Parmi les technologies évoquées, seul le disque mince ou le slab permettent d'envisager à la fois les régimes de forte puissance moyenne et de forte énergie. Cependant le slab souffre de la forte complexité de ses architectures ainsi que du caractère asymétrique de sa géométrie qui pourrait poser problème pour l'amplification de faisceau à polarisation cylindrique. Le disque mince se présente comme la meilleure alternative pour l'obtention d'impulsions à polarisation cylindrique de forte puissance moyenne et de forte énergie. En contrepartie cette technologie ne permet pas de générer des gains suffisants pour une implémentation directement en sortie d'un oscillateur femtoseconde de basse puissance moyenne. L'utilisation d'un préamplificateur placé en amont apparait donc indispensable. La géométrie employée devra ainsi combiner simplicité et fort gain, deux candidats s'opposent, la fibre optique et la fibre cristalline. L'une comme l'autre permettent d'obtenir de forts gains. Concernant la simplicité, la fibre cristalline semble l'emporter, notamment pour la génération de fortes énergies grâce à des architectures ne nécessitant pas

forcément l'emploi du CPA. Enfin le guidage de la fibre optique interdit l'amplification de faisceaux à polarisation cylindrique.

II.3 Conclusion

Le système d'amplification choisi pour le projet Razipol combine ainsi un préamplificateur fort gain à base de fibres cristallines avec un amplificateur à disque mince. Les deux régimes d'utilisation, forte puissance moyenne à haute cadence et haute énergie à basse cadence, sont accessibles avec une seule et unique architecture globale. Les performances visées après chaque maillon composant la chaine laser sont répertoriées dans le diagramme présenté en Figure II-21.

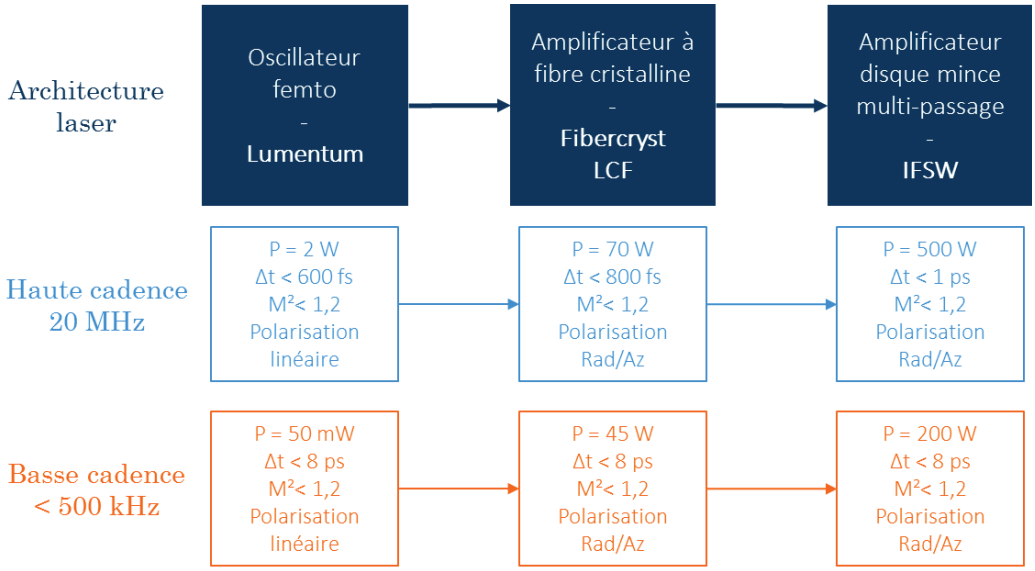


Figure II-21 : Diagramme descriptif des objectifs fixés dans le cadre du projet Razipol.

Les travaux effectués au cours de cette thèse sont consacrés à la réalisation des amplificateurs à base de fibres cristallines. Ils ont lieu dans le cadre d'une collaboration entre la société Fibercryst et le Laboratoire Charles Fabry. Au sein du projet Razipol, le rôle du laboratoire est d'effectuer l'ensemble des études de dimensionnement ainsi que les démonstrations expérimentales. Le partenaire industriel Fibercryst est quant à lui en charge de la fabrication des fibres cristallines et de l'intégration des sources développées. Deux sources distinctes doivent être réalisées. La première source doit délivrer des impulsions femtoseconde à haute cadence (20 MHz) pour une puissance moyenne visée de 70 W. La seconde opère, quant à elle, à plus basse cadence (< 500 kHz) et doit délivrer une puissance moyenne d'environ 45 W, pour atteindre des énergies comprises dans la gamme 100-200 µJ, pour des durées d'impulsions inférieures à 8 ps.

Lors du développement de chacune de ces sources, nous chercherons à explorer les limites de la technologie fibre cristalline. Dans la configuration haute cadence, nous chercherons à repousser les limites en termes de puissance moyenne. Nous serons confrontés ici à une problématique bien connue des architectures à base de cristaux massifs, elle concerne la dégradation de la qualité de faisceau par l'augmentation de la charge thermique à haute puissance. Dans la configuration basse cadence, nous explorerons les limites en termes d'énergie et de puissance crête de nos amplificateurs. Les effets non-linéaires constitueront alors la principale limitation.

Au cours du chapitre suivant, nous décrirons le cheminement ayant conduit au design de l'architecture des amplificateurs à fibres cristallines développés pour le projet. Nous présenterons les choix techniques effectués pour répondre aux problématiques évoqués ci-dessus.

CHAPITRE III :

Définition de l'architecture globale des amplificateurs

III. DEFINITION DE L'ARCHITECTURE GLOBALE DES AMPLIFICATEURS

Cette partie est consacrée à l'élaboration des architectures des amplificateurs développés pour le projet Razipol. Nous mettons ici en avant l'intérêt de l'architecture multi-étages. Nous présentons les résultats des simulations numériques qui ont permis de dimensionner des fibres cristallines optimisées pour chaque étage d'amplification et mieux adaptées aux diodes laser de forte luminance utilisées pour le pompage optique. Enfin nous décrivons les limitations liées à la montée en puissance moyenne et en énergie ainsi que les moyens qui permettent de les repousser.

TABLE DES MATIERES

III. Définition de l'architecture globale des amplificateurs 56

III.1 Architecture d'amplificateur multi-étage 58

III.1.1 Définition de la fibre cristalline 58

III.1.1.a Dimensionnement de la fibre cristalline « standard » 58

III.1.1.b Architecture de l'amplificateur à fibre cristalline 58

III.1.1.c Les tailles de modes 60

III.1.1.d Les diodes laser de nouvelle génération 61

III.1.1.e Conclusion 64

III.1.2 Définition de l'amplificateur pour le projet Razipol 65

III.1.2.a Modélisation de l'amplification 65

III.1.2.b Optimisation longueur/taux de dopage 67

III.1.2.c Synthèse 76

III.1.2.d Conclusion 77

III.2 Gestion de la thermique dans l'architecture 78

III.2.1 Dépôt de chaleur et gradient thermique 78

III.2.1.a Effet sur la propagation du faisceau : la lentille thermique 79

III.2.1.b Effet sur la qualité spatiale 81

III.2.1.c Effet sur la polarisation 84

III.3 Gestion des fortes puissances crêtes 85

III.3.1 L'effet Kerr 85

III.3.1.a Aspect spatial 86

III.3.1.b Aspect temporel 89

III.3.2 Moyens pour repousser le seuil des non-linéarités 92

III.3.2.a L'amplification à dérive de fréquence 92

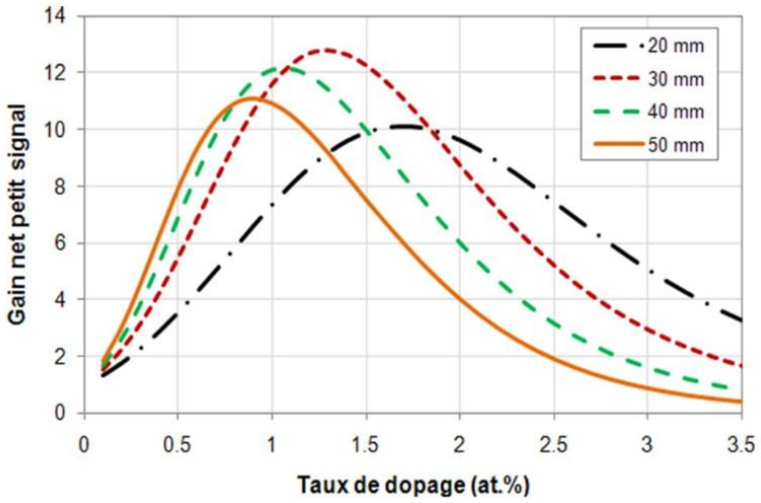
III.3.2.b Les techniques de combinaison cohérente 93
III.3.3 Implémentation du dispositif d'amplification à impulsions divisées 94
III.4 Conclusion 97

III.1 Architecture d'amplificateur multi-étage

III.1.1 Définition de la fibre cristalline

III.1.1.a Dimensionnement de la fibre cristalline « standard »

Dans le cadre du développement d'oscillateur laser, les travaux effectués au cours de la thèse de Damien Sangla [Sangla, 2009] ont permis de définir les paramètres dimensionnels ainsi que le taux de dopage des fibres cristallines pour obtenir des performances optimisées avec une diode laser de pompe aux propriétés optiques standards. Une fibre cristalline de 40 mm de long avec un diamètre de 1 mm et présentant un taux de dopage de 1 % permettait alors d'obtenir les meilleures performances pour l'utilisation d'une diode de pompe d'une puissance nominale de 200 W à 940 nm couplée dans une fibre de 200 µm de diamètre présentant une ouverture numérique de 0,22. Les caractéristiques de la fibre cristalline ainsi définies permettaient de maximiser le gain petit signal comme le montre la figure III-1.



Caractéristique de la pompe	
Longueur d'onde	940 nm
Puissance	200 W
Diamètre de fibre	200 µm
Ouverture numérique	0,22
M^2	74

Figure III-1 : (a) Evolution du gain petit signal en fonction du taux de dopage pour 4 longueurs de fibres (à température ambiante). (b) Caractéristiques de la diode de pompe utilisée. Graphique tiré de [Sangla, 2009].

Les fibres cristallines dopées 1 at. % mesurant 40 mm de long et 1 mm de diamètre correspondent donc, depuis la thèse de Damien Sangla, au standard des fibres cristallines Yb:YAG vendu par la société Fibercryst. Les dimensions des fibres cristallines telles que définies lors de ces travaux de thèse sont ainsi bien loin des dimensions caractéristiques des cristaux massifs, mesurant typiquement 3 à 4 mm de côté pour une dizaine de mm de long. Son rapport surface/volume plus élevé rend la fibre cristalline a priori bien mieux adaptée à la montée en puissance.

III.1.1.b Architecture de l'amplificateur à fibre cristalline

La fibre cristalline est conçue pour être pompée longitudinalement. Les faisceaux de pompe et de signal sont superposés le long de l'axe de symétrie du cristal. Le faisceau multimode de la pompe est, comme nous l'avons évoqué succinctement lors de l'état de l'art, guidé par réflexion totale interne dans le cristal cylindrique. Le faisceau signal proche du faisceau gaussien parfait (TEM_{00}) se propage quant à lui

librement dans la longueur du cristal. La propagation des faisceaux au sein de la fibre cristalline fait alors apparaitre deux zones de fonctionnement distinctes, comme présenté sur la figure III-2 :

- La zone de propagation libre, localisée à l'entrée de la fibre cristalline, dans laquelle le taux de recouvrement entre le signal et la pompe est potentiellement le plus élevé.
- Et la zone de guidage dont les effets de réflexion totale interne permettent de reconcentrer la lumière de pompe, limitant ainsi la baisse de recouvrement entre le faisceau pompe et faisceau signal en sortie de cristal.

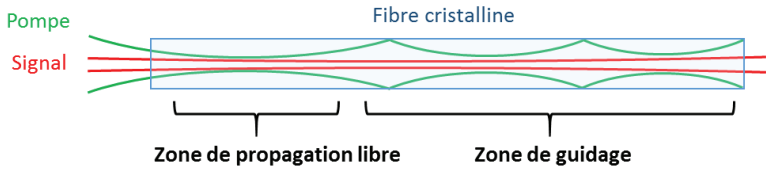


Figure III-2 : Schéma de principe de la fibre cristalline en pompage longitudinal.

Le pompage longitudinal est la configuration qui permet de maximiser le recouvrement pompe/signal et ainsi d'obtenir les meilleures efficacités d'amplification.

L'architecture classique d'un amplificateur à base de fibre cristalline se compose des éléments suivants :

- Une diode laser de forte puissance fibrée pour la source de pompe.
- Un banc simple de mise en forme spatiale pour le faisceau de pompe, composé d'un système optique imageur qui fait l'image de la sortie de la fibre optique de couplage dans la fibre cristalline en assurant le bon grandissement.
- Un atténuateur variable composé d'une λ/2 et d'un polariseur pour contrôler la puissance du signal injecté.
- Un système d'imagerie pour le faisceau signal composé d'une ou plusieurs lentilles pour réaliser la bonne taille de faisceau injecté dans le cristal.
- Un miroir dichroïque pour superposer les faisceaux de pompe et de signal dans l'axe de symétrie du cristal.

Deux configurations d'amplification peuvent être employées : la configuration simple passage ou la configuration double passage[45] (cf. figure III-3). La configuration double passage nécessite l'ajout d'un miroir de renvoi et d'une lame quart d'onde ou d'un rotateur de Faraday pour éjecter le signal amplifié par réflexion sur un polariseur placé en entrée.

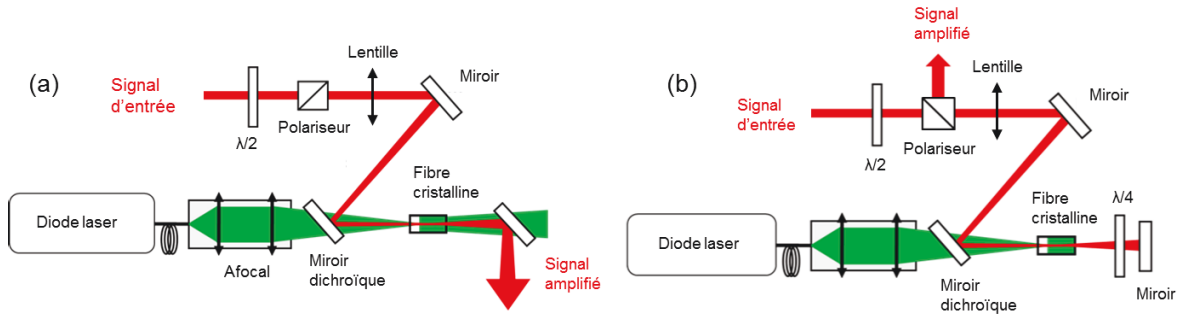


Figure III-3 : Configurations d'amplification, simple passage (a) et double passage (b).

[45] On parle ici du passage du signal dans le cristal.

III.1.1.c Les tailles de modes

Pour assurer le maintien de la qualité de faisceau et une bonne efficacité d'extraction, la taille du faisceau signal ne doit être ni trop petite, sous-peine de réduire le taux de recouvrement entre les faisceaux pompe et signal le long de la fibre cristalline, ni trop grande, pour éviter les phénomènes de diffraction. Les études théoriques[46] réalisées au cours des thèses précédentes démontrent qu'un faisceau signal de diamètre de 400 à 500 µm permet d'obtenir le meilleur compromis efficacité/qualité de faisceau.

Le critère utilisé pour définir la taille de faisceau optimale est le gain en amplification. Dans ses travaux de thèse [Délen, 2013], Xavier Délen détermine numériquement le couple de tailles de faisceaux pompe et signal qui permet de maximiser le gain en extraction en configuration simple passage et double passage (cf. figure III-4). Les paramètres d'entrée du calcul sont répertoriés dans le tableau III-1. Les paramètres de la diode de pompe simulée ici sont tout à fait comparables à ceux des diodes laser que nous avons utilisées au cours de nos travaux, notamment en ce qui concerne leur qualité spatiale. La gamme de taille de faisceau que nous utiliserons dans le cadre de nos travaux se situe donc typiquement entre 350 et 500 µm au col.

Paramètres	Valeur
Puissance de signal injectée	1 W
Puissance de pompe	75 W
Diamètre de la fibre de pompe	100 µm
Ouverture numérique de la fibre de pompe	0,22
Longueur de la fibre cristalline	40 mm
Diamètre de la fibre cristalline	1 mm
Taux de dopage	1%

Table III-1 : Paramètres d'entrée du calcul.

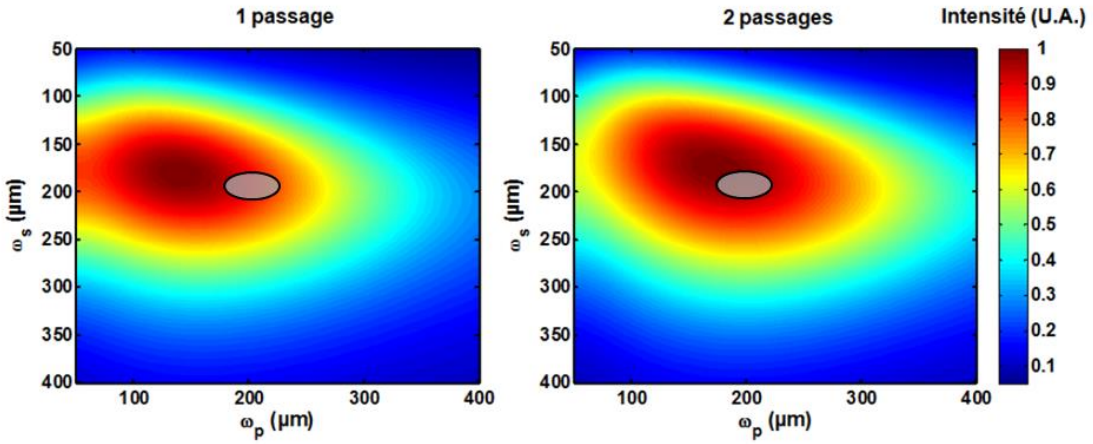


Figure III-4 : Gains relatifs en amplification 1 ou 2 passages. ω_s et ω_p correspondant respectivement aux rayons des faisceaux signal et pompe à 1/e². En gris la plage de fonctionnement expérimental. Graphique tiré de [Delen, 2013].

[46] La méthode de calcul ainsi que les hypothèses sur lesquelles se basent ces études sont présentées dans la partie III.1.2.a.

On note que la plage de fonctionnement optimale se décale légèrement vers de plus larges faisceaux de pompe en configuration double passage (140 µm de rayon en simple passage contre 180 µm de rayon en double passage). La taille optimale du faisceau signal préconisée reste quant à elle la même quelle que soit la configuration utilisée, avec un rayon de 180 µm. Expérimentalement nous conserverons un diamètre de faisceau de pompe identique de 200 µm d'une configuration à l'autre, soit légèrement supérieure à celle préconisée par le calcul. Ceci nous permettra notamment de simplifier le choix du couple de lentilles nécessaires à la mise en forme du faisceau en sortie de fibre de pompe. Ce léger écart par rapport à la taille du faisceau de pompe optimale devrait dégrader le gain théorique simple passage de manière complètement négligeable et le gain théorique double passage d'environ 3%.

L'optimisation du gain, nous permet d'obtenir une bonne estimation des tailles de modes optimales dans les amplificateurs à fibre cristalline. Par la suite nous verrons cependant que la dégradation du faisceau signal après amplification qui n'est pas prise en compte dans ces simulations simples[47], est un critère qu'il faudra absolument considérer avec attention pour l'optimisation des tailles de faisceaux. Ainsi, nous montrerons notamment que diminuer le rapport « taille de faisceau signal sur taille de faisceau de pompe », soit en augmentant la taille du faisceau de pompe, soit en diminuant la taille du faisceau signal peut s'avérer bénéfique pour le maintien de la qualité de faisceau à forte puissance de pompe (cf. III.2.1.b).

III.1.1.d Les diodes laser de nouvelle génération

Ces dernières années le marché croissant des lasers à fibre a conduit à une évolution considérable de la technologie des diodes laser de puissance dans le proche infra-rouge utilisé comme source de pompage. Les fabricants proposent aujourd'hui des diodes laser fibrées capable d'offrir à la fois une forte puissance optique et une bonne qualité de faisceau aux longueurs d'ondes qui, dans le cadre de nos travaux, nous intéressent, c'est à dire autour de 940 nm ou de 969 nm. Les fibres de couplage des diodes laser de puissance sont multimodes, on les caractérise par leur diamètre de cœur et leur ouverture numérique.

Le facteur de qualité classique noté M_p^2 est utilisé pour quantifier simplement la luminance de ces diodes laser fibrées, il peut se calculer à l'aide de l'expression suivante :

$$M_p^2 = \frac{\pi . \mathrm{ON} . \Phi_{\mathrm{fibre}}}{\lambda} \qquad \textit{Eq. III-1}$$

Avec ON l'ouverture numérique de la fibre et Φ_{fibre} le diamètre du cœur.
Ce facteur de qualité est directement lié à la notion de luminance notée L. Elle s'exprime en W/m²/sr, elle est donnée par le rapport entre la puissance optique et son étendue géométrique :

$$L = \frac{P}{M_p^4 \lambda^2} \qquad \textit{Eq. III-2}$$

Augmenter la luminance de la source laser revient donc à augmenter la puissance optique tout en conservant des facteurs de qualité les plus bas possibles. L'augmentation de la luminance[48] constitue l'un des enjeux principaux dans l'évolution des performances des diodes laser de puissance. Le tableau III-2 répertorie les caractéristiques des diodes laser disponibles pour nos expériences.

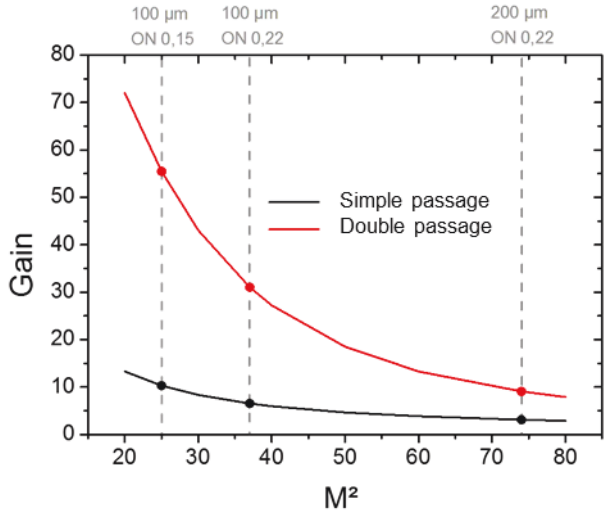
[47] Ces simulations sont décrites en détails dans la partie III.1.2.a.
[48] On parle également de brillance (tiré du terme anglophone « brightness »)

Fabricant	Puissance (W)	Diamètre de cœur (µm)	Ouverture numérique	M²	Luminance ($MW.cm^2.sr^{-1}$)
JDSU	140	100	0,15	25	35.8
BWT	150	100	0,22	37	12,4
BWT	100	100	0,22	37	8,2
NLight	120	200	0,17	57	4,2
DILAS	200	200	0,22	74	4,1

Table III-2 : Caractéristiques des diodes laser fibrées disponibles pour nos expériences

La géométrie singulière de la fibre cristalline permet de tirer pleinement partie des progrès effectués sur le développement des diodes laser en particulier en matière de luminance. En effet, plus la luminance de la diode de pompe est élevée plus le recouvrement spatial entre le faisceau de pompe multimode et le faisceau signal monomode est élevé.

En régime de gain « petit signal », l'amélioration du facteur de qualité de la source de pompe permet alors de considérablement augmenter le gain en amplification. Dans la configuration présentée en figure III-5, la réduction du M² de la diode laser de pompe, de 50 vers 25, permet de doubler le gain en simple passage et de tripler le gain en double passage.

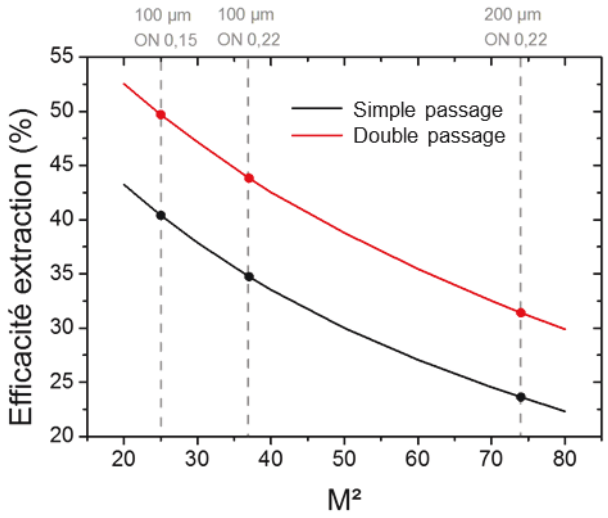


Paramètres du calcul	
Puissance de signal 1030 nm	200 mW
Puissance de pompe 940 nm	100 W
Longueur fibre cristalline	40 mm
Diamètre fibre cristalline	1 mm
Taux de dopage	1%

Figure III-5 : Gains simulés pour 1 ou 2 passages en fonction du facteur de qualité M² de la diode laser de pompe. Les lignes pointillées représentent les points de fonctionnement qu'il sera possible de tester expérimentalement au cours de nos travaux.

En régime de plus forte extraction[49], l'amélioration du facteur de qualité de la source de pompe permet aussi d'augmenter l'efficacité optique-optique des amplificateurs à fibre cristalline. Dans la configuration décrite en figure III-6, la réduction du M² de la diode laser de pompe, de 50 vers 25, permet de multiplier les efficacités d'extraction en simple et double passage par un facteur de l'ordre de 7.

[49] Le terme de forte extraction désigne, pour nos systèmes, des rendements puissance extraite/ puissance de pompe typiquement supérieurs à 20%



Paramètres du calcul	
Puissance de signal 1030 nm	30 W
Puissance de pompe 940 nm	100 W
Longueur fibre cristalline	40 mm
Diamètre fibre cristalline	1 mm
Taux de dopage	1%

Figure III-6 : Efficacité d'extraction simulée pour 1 ou 2 passages en fonction du facteur de qualité M² de la diode laser de pompe. Les lignes pointillées représentent les points de fonctionnement qu'il sera possible de tester expérimentalement au cours de nos travaux.

L'amélioration des performances des amplificateurs à base de fibre cristalline motive donc l'emploi de diodes laser toujours plus brillantes. Dans ces conditions, le rôle du guidage de la pompe dans la fibre s'estompe car la distance de Rayleigh devient de l'ordre de la longueur de la fibre cristalline, mesurant entre 3 et 5 cm de long.

Cherchons donc à évaluer l'importance du guidage dans le cas d'un pompage optique de forte luminance. L'intégrale de recouvrement local $\eta_{\omega s}(z)$ est définie comme le rapport entre la puissance absorbée par unité de longueur dans un disque de rayon ω_s et la puissance absorbée dans toute la section de la fibre de rayon r_0 :

$$\eta_{\omega_s}(z) = \frac{\int_{r=0}^{r=\omega_s} \frac{dP_{abs}}{dV}(r,z)dS}{\int_{r=0}^{r=r_0} \frac{dP_{abs}}{dV}(r,z)dS} \qquad \textit{Eq. III-3}$$

Intégrale de recouvrement global R_{ω_s}, définie sur la longueur L de la fibre cristalline est alors définie par :

$$R_{\omega_s} = \frac{\int_{z=0}^{z=L} \eta_{\omega_s}(z) \frac{dP_{abs}}{dz}(z)dz}{\int_{z=0}^{z=L} \frac{dP_{abs}}{dz}(z)dz} \qquad \textit{Eq. III-4}$$

Grâce à ces intégrales de recouvrement, et en comparant la puissance déposée dans la partie centrale de la fibre cristalline à celle qui y serait déposée dans le cas d'un cristal massif sans guidage, il est possible d'estimer le gain en recouvrement induit par le guidage.

La figure III-7 montre les variations du rapport de puissance utile entre le cas d'une fibre cristalline et celui d'un cristal massif en fonction de l'ouverture numérique incidente. On se place dans le cas de la courbe verte qui correspond à un taux d'absorption de la puissance de pompe 95%, c'est à dire très proche des conditions expérimentales observées pour une puissance de pompe de l'ordre de la centaine de watts, à la

longueur d'onde de 940 nm et une fibre cristalline « standard »[50]. Pour une ouverture numérique incidente de 0,044, obtenue dans le cas d'une fibre de diode de pompe présentant un diamètre de 100 µm, une ouverture numérique de 0,22[51] et imagée dans la fibre cristalline pour obtenir un diamètre de 500 µm, le gain en recouvrement par le guidage est inférieur à 3% soit pratiquement négligeable. Le mécanisme d'amplification a donc pratiquement intégralement lieu dans la zone de propagation libre, définie précédemment. Dans de telles conditions, la fibre cristalline opère avec un fonctionnement proche de celui d'un cristal massif classique. Logiquement, on s'attend donc à devoir employer des fibres cristallines plus courtes et éventuellement plus dopées pour respectivement limiter la réabsorption à 1030 nm et augmenter l'absorption dans la zone de propagation libre. Quoi qu'il en soit il apparait nécessaire de développer une nouvelle gamme de fibres cristallines permettant de tirer le meilleur parti du pompage de forte luminance dans l'optique de générer de forts gains.

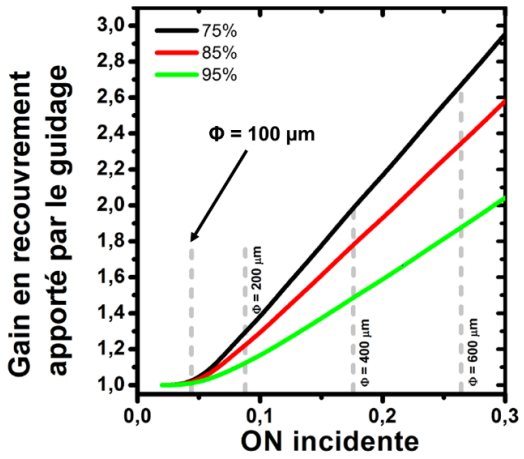


Figure III-7 : Gain en recouvrement apporté par le guidage en fonction de l'ouverture numérique incidente, pour une fibre cristalline de 40 mm dopée 1 at. %. L'ouverture numérique incidente est définie pour un diamètre de faisceau de pompe de 500 µm. Ce gain est tracé pour trois taux d'absorption différents 75, 85 et 95 % [Delen, 2013].

III.1.1.e Conclusion

Ces dernières années, l'évolution des performances des diodes laser de forte puissance se caractérise par une nette amélioration de la luminance. Les progrès effectués en matière de qualité spatiale sont bénéfiques au taux de recouvrement entre les faisceaux de pompe et signal dans les amplificateurs à fibre cristalline. L'utilisation de diode laser de forte luminance présentant des facteurs M^2 de 25 pour les plus performantes permettrait de considérablement améliorer les performances des amplificateurs à fibre cristalline tant en terme de gain que d'efficacité d'extraction selon le niveau de puissance injecté. Aujourd'hui la qualité spatiale des diodes laser est telle qu'il apparait nécessaire de développer une nouvelle gamme de fibres cristallines aux dimensions et taux de dopage mieux adaptées au pompage de forte brillance. Ces amplificateurs à fibre cristalline optimisée permettront à la fois de générer des gains élevés à faible puissance d'injection et d'améliorer l'efficacité d'amplification à forte extraction grâce à un taux de recouvrement pompe signal amélioré. Loin d'être obsolètes les fibres cristallines dites standards restent

[50] Rappel : fibre cristalline de 40 mm de long et dopé 1 at. %.

[51] Ce qui est typiquement le genre de paramètres affichés par les diodes laser de puissance actuelles, celles-ci présentent un M^2 de 37.

bien adaptées au pompage de forte puissance et aux régimes de plus forte extraction ou le guidage peut jouer un rôle important.

La partie suivante présente les simulations numériques de gain nécessaire au dimensionnement de fibres cristallines optimisées pour le pompage de forte brillance. A partir des objectifs en puissance moyenne visés et des performances des oscillateurs fournis par le partenaire Suisse Lumentum, ces simulations vont nous permettre d'identifier les couples taux de dopage/longueur du cristal les mieux adaptés à chaque diode de pompe et puissance de signal injectée.

III.1.2 Définition de l'amplificateur pour le projet Razipol

III.1.2.a Modélisation de l'amplification

Le développement de modules à fibre cristalline optimisés a donc constitué l'une des premières tâches à réaliser dans le cadre du projet Razipol. Ces fibres spécialement produites ont été d'abord utilisées pour la réalisation des expériences en laboratoire puis intégrées aux versions « industrielles » des amplificateurs développés.

Le modèle numérique utilisé pour le dimensionnement de nos fibres cristallines est basé sur un code développé par Xavier Délen durant sa thèse [Delen, 2013]. Il prend en compte les caractéristiques géométriques, spectroscopiques et thermiques du milieu à gain ainsi que les paramètres des faisceaux laser signal et de pompe. Le code de simulation résout les équations d'amplification laser et permet de calculer les gains et les puissances de sortie des amplificateurs à fibre cristalline.

Méthode de calcul :

- Initialisation des distributions d'intensité :

Le facteur de qualité du faisceau de pompe M_p^2, son rayon au col ω_{p0} et sa position par rapport à la face d'entrée dans la fibre cristalline z_{p0} sont des paramètres connus initialement qui permettent de calculer le rayon du faisceau le long de la dimension z à partir de l'équation suivante [Siegman and Townsend, 1993]:

$$\omega_p(z) = \omega_{p0}\sqrt{1+\left(\frac{\lambda_p\, M_p^2(z-z_{p0})}{\pi n \omega_{p0}^2}\right)} \qquad \textit{Eq. III-5}$$

Une équation similaire permet d'initialiser le rayon du faisceau signal le long du cristal en début de calcul. Il est ensuite recalculé pas à pas dans chaque tranche dz en prenant en compte la lentille thermique à partir du rayon de courbure complexe $q_s(z)$:

$$q_s(z) = z + i\frac{\pi\omega_{s0}^2}{\lambda_s} \qquad \textit{Eq. III-6}$$

- Calcul des intensités dans la tranche suivante :

On fait ici l'hypothèse que les profils d'intensité gaussiens de pompe et de signal sont conservés au cours de l'amplification. Les distorsions spatiales du profil d'intensité du signal potentiellement induit par une

lentille thermique aberrante ne sont donc pas prises en compte. Nous reviendrons sur ce phénomène dans la partie III.2.1.b.

La distribution d'intensité du faisceau de pompe en z est par exemple donnée par :

$$I_p(r,z) = \frac{2\,P_p(z)}{\pi\,\omega_p^2(z)} \exp\left(-\frac{2\,r^2}{\omega_p^2(z)}\right) \qquad \textit{Eq. III-7}$$

La résolution des équations de population à l'état stationnaire permet d'estimer l'inversion de population et d'en déduire la population de l'état excité n_2 en tout point de coordonnées (r,z). L'hypothèse de l'état stationnaire est dans notre cas bien valide puisque l'on considère des cadences typiquement supérieures à 10 kHz soit au moins 10 fois supérieures à l'inverse du temps de vie de l'Yb:YAG.

La population de l'état excité permet de calculer les distributions d'intensité de pompe et de signal dans la tranche suivante grâce aux équations suivantes :

$$\begin{aligned} I_p(r,z+dz) &= I_p(r,z)exp\left(\left[-\sigma_{abs}\left(\lambda_p,T(r,z)\right)n_1(r,z) + \sigma_{em}\left(\lambda_p,T(r,z)\right)n_2(r,z)\right]dz\right) \\ I_s(r,z+dz) &= I_s(r,z)exp\left(\left[\sigma_{em}\left(\lambda_s,T(r,z)\right)n_2(r,z) - \sigma_{abs}\left(\lambda_s,T(r,z)\right)n_1(r,z)\right]dz\right) \end{aligned} \qquad \textit{Eq. III-8-9}$$

On peut ensuite en déduire les puissances optiques par intégration sur la section du cristal. Enfin le programme réactualise la distribution de température et la puissance dioptrique de lentille thermique à partir de la puissance absorbée dans la tranche.

Les distributions d'intensité laser et de pompe sont ensuite recalculées dans la tranche suivante.

Le calcul se propage jusqu'au bout de la fibre et, dans le cas d'une configuration double passage, suit la même démarche dans l'autre sens de propagation.

Pour finir, l'ensemble de ces étapes sont répétées jusqu'à ce que l'algorithme converge vers une valeur de gain G. A chaque nouvelle itération, les résultats du calcul précédant sont utilisés comme connaissance à priori de l'état du système.

Les étapes de calcul sont résumées sur la figure III-8.

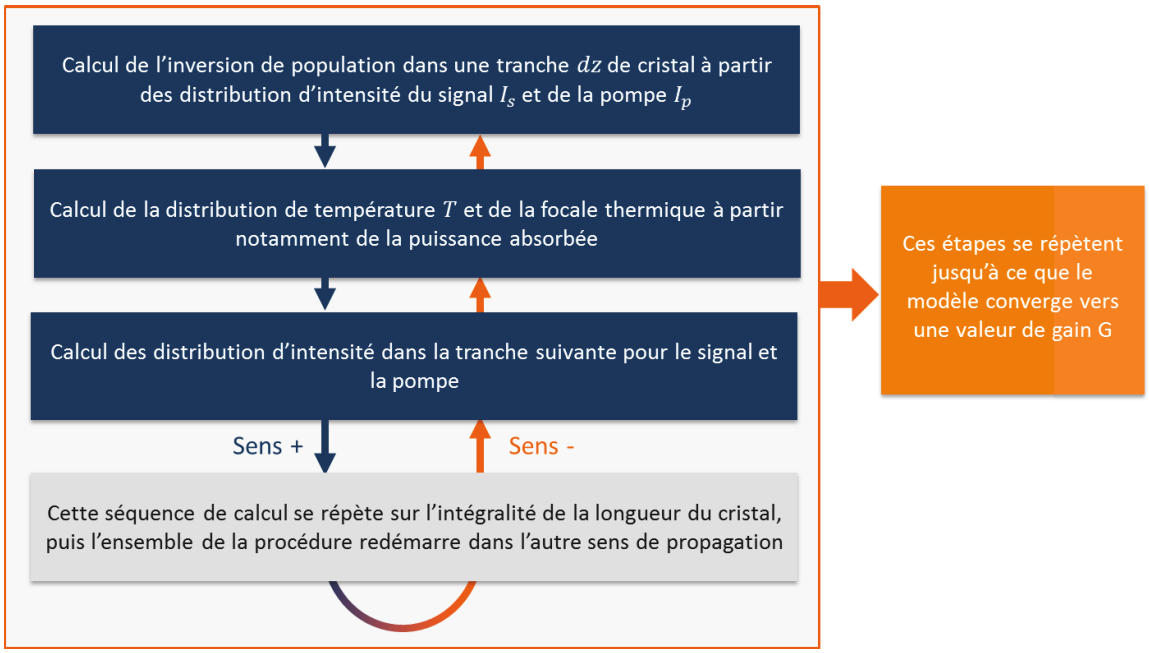


Figure III-8 : Diagramme résumant les principales étapes du modèle numérique utilisé pour les calculs de gain.

III.1.2.b Optimisation longueur/taux de dopage

Les diodes de nouvelle génération bénéficient d'une brillance de 5 à 10 fois supérieure aux sources disponibles il y a 5 ans, lors de la thèse de Damien Sangla [Sangla, 2009]. Le redimensionnement de nos fibres cristallines s'avère donc nécessaire pour profiter pleinement de ces avancées technologiques. Les notions de coût et de compacité sont des paramètres que nous avons nécessairement pris en compte pour la sélection de nos diodes laser de pompage. Le marché des diodes laser de forte brillance est un domaine extrêmement concurrentiel et depuis 3 ans le prix de ces diodes nouvelle génération a été divisé d'un facteur 3 à 5. Elles délivrent aujourd'hui typiquement des puissances moyennes de 100 à 150 W dans une fibre de diamètre de 100 µm et pour un prix de l'ordre de 5 k€. Elles sont très compactes et extrêmement robustes, affichant des temps de vie de plusieurs dizaines de milliers d'heures, elles sont donc particulièrement bien adaptées au domaine industriel.

Les diodes laser disponibles commercialement lors des premiers mois de cette thèse sont les suivantes :

Fournisseur	Puissance (W)	Diamètre de cœur (µm)	Ouverture numérique	M^2	Luminance ($MW.cm^2.sr^{-1}$)
BWT	100	100	0,22	37	8,4
NLight	100	200	0.17	57	3,5
DILAS	200	200	0,22	74	4,1

Table III-3 : Caractéristiques techniques des diodes laser disponibles commercialement[52].

[52] Les diodes laser référencées dans le ce tableau sont celles qui étaient disponibles au moment de la réalisation des simulations numériques décrites ici. Au cours de ces trois années de thèse, nous avons eu l'occasion d'en tester d'autres, cf. Table III-2 ; mais elles n'ont pas été prises en compte pour le dimensionnement des fibres cristallines.

Pour chacune de ces diodes nous avons dans un premier temps calculé le gain en double passage en fonction du dopage (dans la gamme 1 à 5 at. %) pour différentes longueurs de fibre cristalline. Deux types de configuration de pompage (présentés sur la figure III-9) ont été étudiés :

- La configuration « simple pompage » dans laquelle la fibre cristalline n'est pompée longitudinalement que d'un côté. On notera que le sens de pompage est co-propagatif pour le 1er passage. La gamme de longueur de fibre cristalline étudiée est, dans le cas présent, comprise entre 10 et 40 mm.
- La configuration « double pompage » dans laquelle la fibre cristalline est pompée longitudinalement des deux côtés. Dans cette configuration, la gamme de longueur de fibre cristalline étudiée est légèrement étendue à des longueurs de 45 mm pour maintenir un taux d'absorption élevé et éviter des retours dans les diodes.

Remarque : La configuration double pompage permet de répartir plus efficacement la charge thermique dans le cristal et de potentiellement améliorer le recouvrement pompe/signal. En revanche, elle nécessite de protéger efficacement l'embout fibré de chaque diode laser de la pompe résiduelle non-absorbée émise par son vis-à-vis. Or peu de diodes laser sont équipées de connecteur suffisamment robuste pour être utilisées dans ce type de configuration.

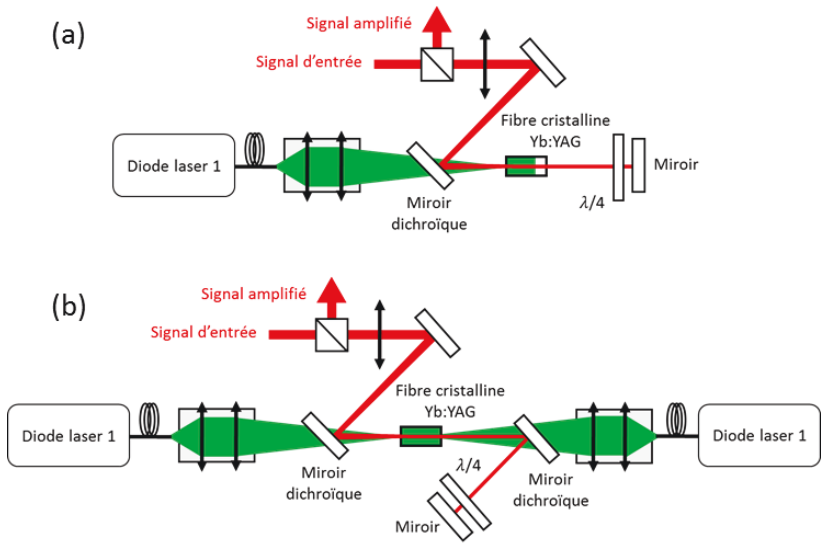


Figure III-9 : Illustration schématique des configurations d'amplification simple (a) et double pompage (b).

Les simulations numériques présentées ici permettent d'estimer le gain théorique des amplificateurs laser pour différentes longueurs de fibre cristalline, différents taux de dopage et pour les deux configurations de pompage présentées précédemment. Les paramètres initiaux du calcul sont les puissances moyennes délivrées respectivement par les oscillateurs hautes et basse cadence[53] et les caractéristiques des diodes laser disponibles commercialement, leur puissance moyenne et leur facteur de qualité M^2 (voir Table III-2). Ces calculs permettent de déterminer les caractéristiques des fibres cristallines (longueur et taux de dopage) les mieux adaptées à chaque diode laser ainsi que le nombre d'étages d'amplification et leur configuration de pompage (simple ou double pompage) pour atteindre le plus efficacement possibles les puissances moyennes visées. La figure III-10 présente la méthode numérique employée.

[53] Au moment de la réalisation de ces simulations numériques les oscillateurs sources n'étaient pas encore produits, les valeurs de puissance moyenne employées sont celles qui ont été définie lors de la soumission du projet.

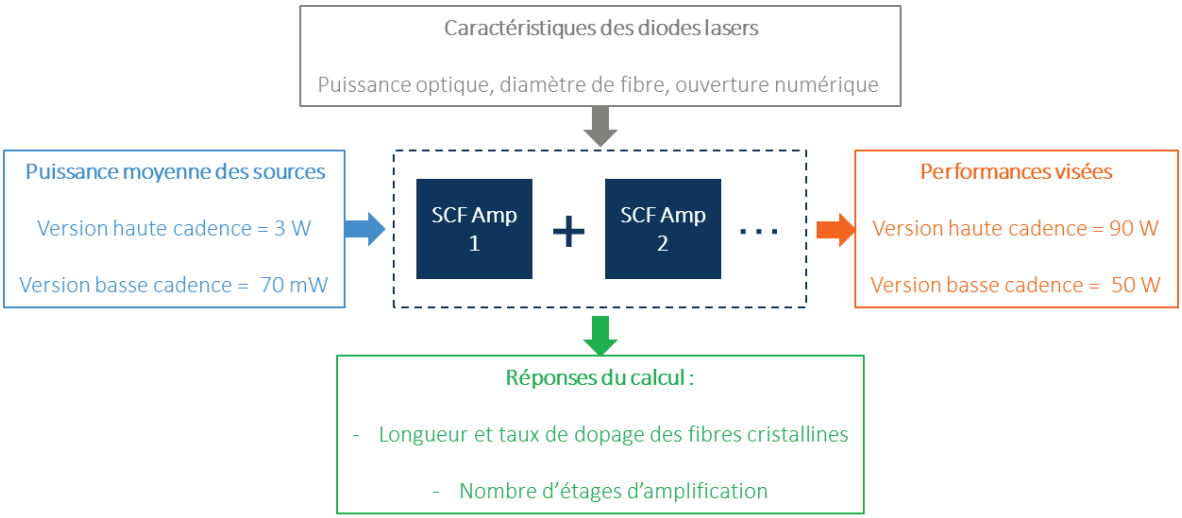
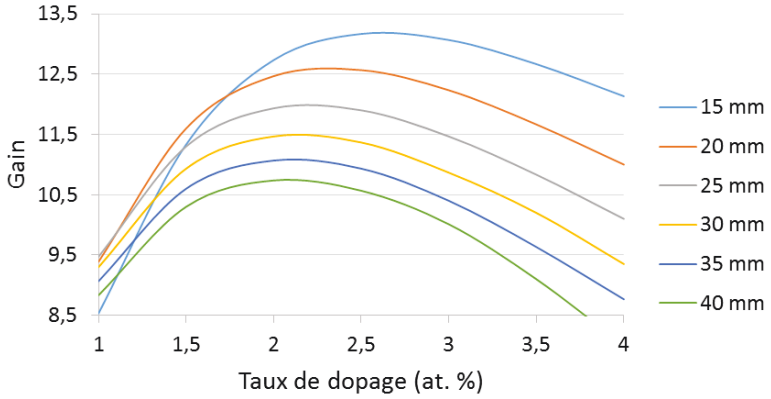


Figure III-10 : Paramètres d'entrée et de sortie de l'étude numérique.

Les figures III-11 et III-12 représentent le gain double passage théorique attendu en fonction du taux de dopage pour différentes longueurs de fibres. Nous présentons les résultats obtenus en simple et double pompage employant une diode de forte brillance présentant une puissance optique de 100 W, un diamètre de cœur de fibre de 100 µm et une ouverture numérique de 0,22. Les versions haute et basse cadence sont étudiées. Elles diffèrent essentiellement par la puissance du signal injectée, respectivement 3 W et 70 mW.

- **Simulation pour la version haute cadence (Puissance de signal injecté = 3 W)**



Paramètres du calcul	
Puissance de signal 1030 nm	3 W
M^2 signal	1
Config pompage	**Simple**
Puissance de pompe 940 nm	100 W
Diamètre de fibre	100 µm
Ouverture numérique	0,22
M^2 pompe	37

Figure III-11 : Gain double passage simulé en configuration simple pompage (1 x 100 W).

Pour un gain optimisé :
La fibre cristalline permettant d'obtenir les meilleures performances présente les caractéristiques suivantes : **longueur de 15 mm et taux de dopage autour de 2,6 at. %** (cf. courbe bleue clair Figure III-11). Le gain accessible par l'emploi d'une telle fibre cristalline atteint 13, ce qui nous permettrait d'obtenir une puissance moyenne d'environ 40 W en sortie du premier étage d'amplification.

Remarque : il apparait d'ores et déjà clairement, que l'emploi de diodes brillantes pousse à l'utilisation de fibres cristallines plus courtes et plus dopées pour l'optimisation des performances de l'amplificateur. Cependant, l'augmentation du dopage a pour conséquence directe l'accentuation des effets thermiques (cf. Figure III-12), pour cela nous avons limité notre étude de fibres cristallines optimisées présentant des dopages n'excédant pas les 3 at. % dans le cas d'un pompage à 940 nm. Nous reviendrons sur les conséquences d'une charge thermique trop élevée dans la partie III.2.

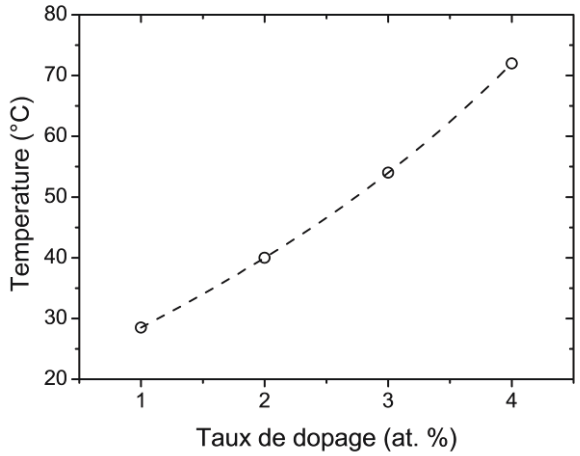
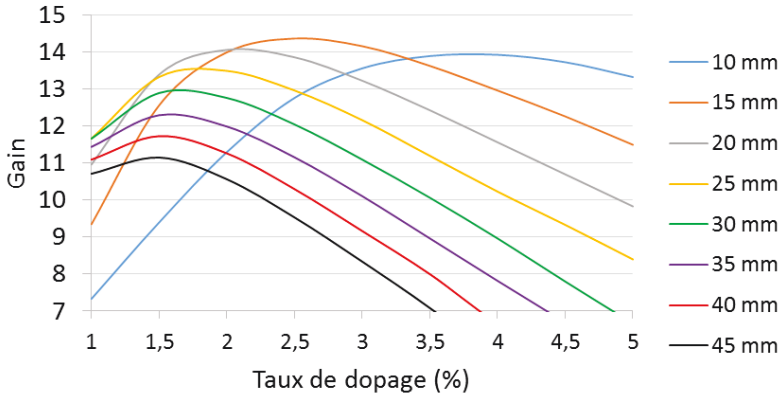


Figure III-12 : Température maximale dans le cristal pour différents taux de dopage. La charge thermique est fixée à 8,7 W, équivalent à 100 W de pompe à 940 nm (en configuration simple pompage). La longueur de la fibre cristalline est de 30 mm et la température en bord de cristal est fixée à 20°C.

Pour un meilleur compromis gain/thermique :
Avec un taux de dopage plus faible, une fibre cristalline de 30 mm dopée 2 at. % (cf. courbe jeune Figure III-13) permettrait de répartir davantage la charge thermique le long du cristal tout en maintenant un gain relativement élevé d'environ 11,5 qui nous permettrait d'obtenir une puissance moyenne en sortie de 1er étage d'environ 35 W.



Paramètres du calcul	
Puissance de signal 1030 nm	3 W
M^2 signal	1
Config pompage	**Double**
Puissance de pompe 940 nm	2x50 W
Diamètre de fibre	100 µm
Ouverture numérique	0,22
M^2 pompe	37

Figure III-13 : Gain double passage simulé en configuration double pompage (2 x 50 W).

Pour un gain optimisé :
La fibre cristalline permettant d'obtenir les meilleures performances en configuration double pompage présente des caractéristiques sensiblement identiques au cas précédent : **longueur de 15 mm et taux de dopage autour de 2,4 at. %** (cf. courbe orange Figure III-12). Le gain accessible par l'emploi d'une telle fibre

cristalline atteint 14,3, ce qui permettrait de générer une puissance moyenne de 43 W soit 7,5 % de plus qu'en configuration simple pompage. En revanche, dans de telles conditions, le taux d'absorption à la longueur d'onde de pompe est de 96 %. La puissance de pompe non absorbée, de l'ordre de 2 W par diode, est susceptible d'être transmise jusqu'aux embouts fibrés des diodes de pompe et d'engendrer des dégradations.

Pour bien montrer l'importance de la diode sélectionnée sur la conception d'un système optimal, nous avons comparé les résultats obtenus avec une diode de pompe légèrement moins brillante présentant cette fois un diamètre de cœur de 200 µm et une ouverture numérique de 0,17, correspondant à un M² de 57. Comme illustré par la figure III-14, lorsque la brillance de la diode de pompe diminue, les paramètres de la fibre cristalline idéale ont tendance à se déplacer vers des taux de dopage légèrement plus élevés de l'ordre de 2,9 at. % en configuration simple et 2,7 at. % en configuration double pompage. Ceci permet notamment de maintenir une forte absorption de la pompe à l'entrée de la fibre cristalline (face injectée), zone dans laquelle le recouvrement spatial entre le faisceau de pompe et le faisceau signal est le plus élevé. Malgré cela le gain reste inférieur à celui obtenu avec la diode la plus brillante (12 contre 13 en simple pompage et 12,5 contre 14,5 en double pompage).

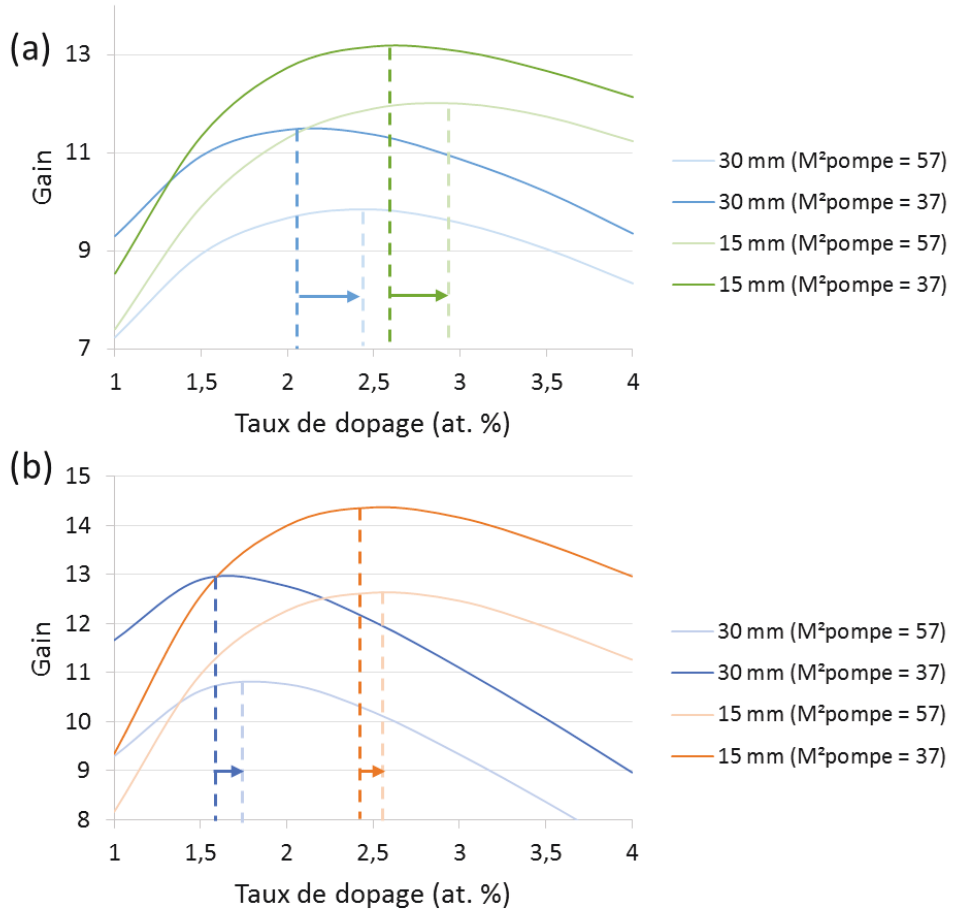
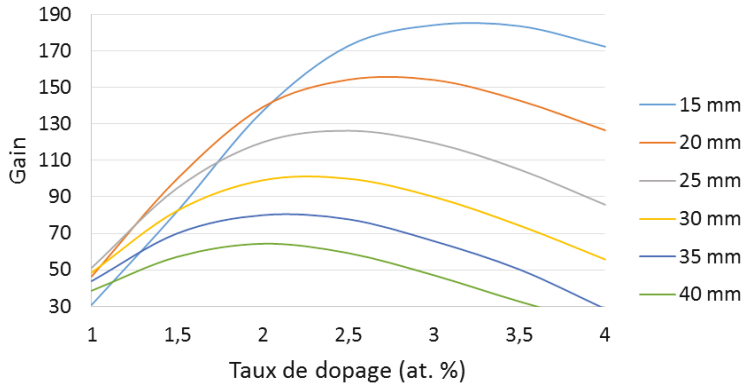


Figure III-14 : Gain double passage simulé, pour 3 W injecté, en configuration (a) simple pompage (1 x 100 W) et (b) double pompage (2 x 50 W) pour des diodes de pompe présentant un M² de 37 et 57.

- Simulation pour la version basse cadence (Puissance de signal injecté = 0,70 mW)

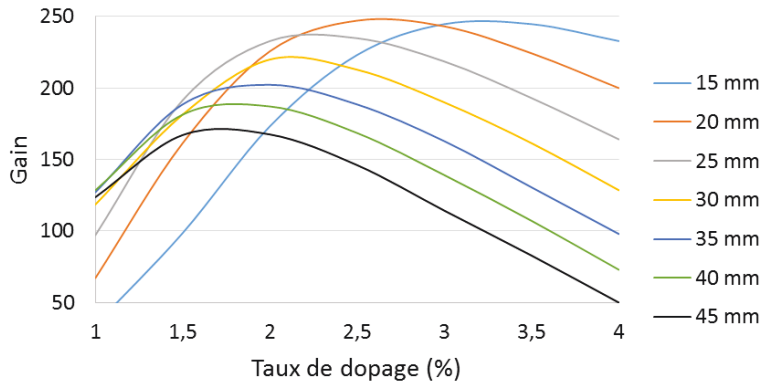


Paramètres du calcul	
Puissance de signal 1030 nm	70 mW
M^2 signal	1
Config pompage	**Simple**
Puissance de pompe 940 nm	100 W
Diamètre de fibre	100 µm
Ouverture numérique	0,22
M^2 pompe	37

Figure III-15 : Gain double passage simulé en (a) configuration simple pompage (1 x 100 W) et (b) double pompage (2 x 50 W).

Pour un gain optimisé :
La fibre cristalline permettant d'obtenir les meilleures performances présente les caractéristiques suivantes : **longueur de 15 mm et taux de dopage autour de 3.2 at. %** (courbe bleu clair Figure III-15). Le gain accessible par l'emploi d'une telle fibre cristalline atteint 180, ce qui nous permettrait d'obtenir une puissance moyenne d'environ 12,6 W en sortie du premier étage d'amplification.

Pour un meilleur compromis gain/thermique :
Avec un taux de dopage plus faible, une fibre cristalline de 25 mm dopée 2,5 at. % permettrait de repartir davantage la charge thermique le long du cristal tout en maintenant un gain relativement élevé d'environ 130 qui nous permettrait d'obtenir une puissance moyenne en sortie de 1er étage d'environ 10 W.



Paramètres du calcul	
Puissance de signal 1030 nm	70 mW
M^2 signal	1
Config pompage	**Double**
Puissance de pompe 940 nm	2x50 W
Diamètre de fibre	100 µm
Ouverture numérique	0,22
M^2 pompe	37

Figure III-16 : Gain double passage simulé en configuration double pompage (2 x 50 W).

Pour un gain optimisé :
La fibre cristalline permettant d'obtenir les meilleures performances en configuration double pompage présente les caractéristiques suivantes : **longueur de 20 mm et taux de dopage autour de 2,7 at. %** (cf. courbe orange Figure III-16). Le gain accessible par l'emploi d'une telle fibre cristalline atteint environ 250, ce qui permettrait de générer une puissance moyenne légèrement supérieure à 17 W soit 35 % de plus qu'en configuration simple pompage. Il est donc bien plus avantageux d'utiliser la configuration double pompage

en régime de très faible injection pour a priori bénéficier d'un meilleur recouvrement pompe/signal. Là encore, la puissance de pompe n'est pas totalement absorbée par le cristal. Le taux d'absorption est ici estimé à 94 % (plus faible que dans le cas précèdent, où l'on injectait 3 W et où l'on bénéficiait d'un effet de désaturation de l'absorption à la longueur d'onde de pompe plus important), la pompe résiduelle constitue ici un réel danger pour les diodes.

Globalement, par rapport à la version haute cadence où la puissance de signal injectée est plus élevée, on remarque que pour la version basse cadence, les meilleures performances sont obtenues ici avec un taux de dopage légèrement plus élevé. Le taux de dopage élevé permet de maximiser le gain dans la zone de propagation libre avec un recouvrement optimal. La faible longueur permet de limiter le phénomène de réabsorption à la longueur d'onde signal.

S'il on compare ces résultats à ceux obtenus avec une diode de pompe moins brillante présentant cette fois un diamètre de cœur de 200 µm et une ouverture numérique de 0,17, on remarque la nécessité d'une augmentation compensatoire du taux de dopage pour atteindre les performances optimales (cf. figure III-17).

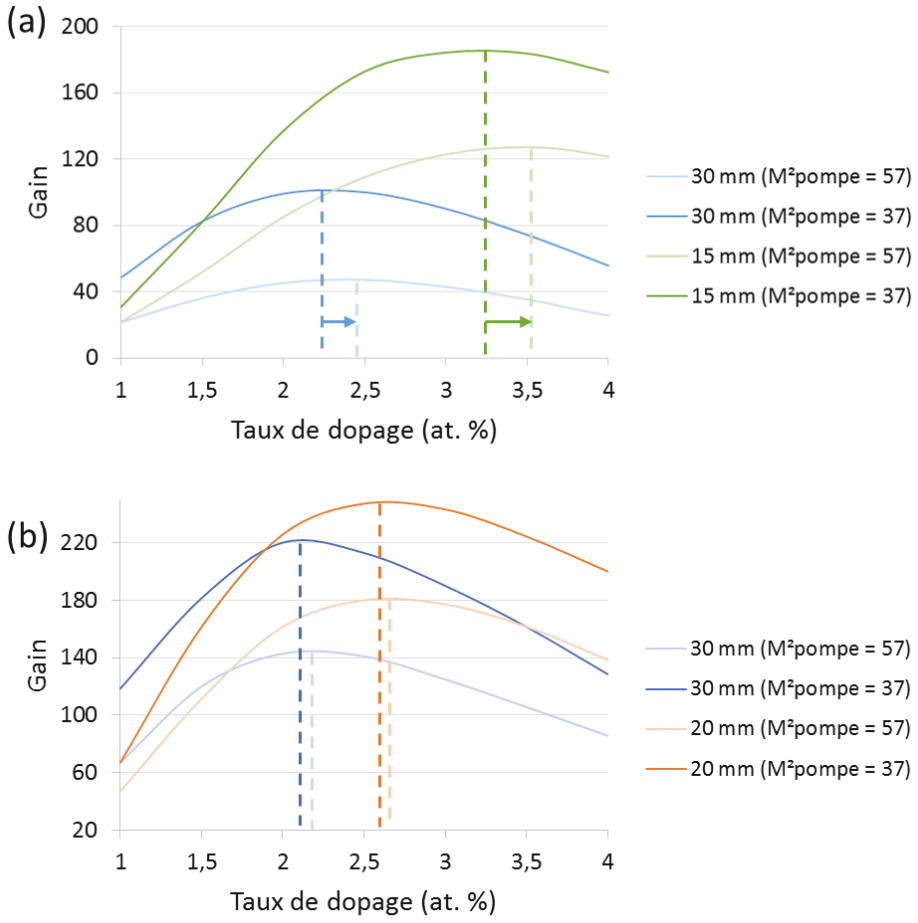


Figure III-17 : Gain double passage simulé, pour 70 mW injecté, en configuration (a) simple pompage (1 x 100 W) et (b) double pompage (2 x 50 W) pour des diodes de pompe présentant un M² de 37 et 57.

Malgré les meilleurs résultats présentés par la configuration double pompage sur ce 1er étage d'amplification, nous avons choisi d'opter pour la configuration simple pompage a priori plus simple à mettre en œuvre expérimentalement, moins onéreuse (puisque ne nécessitant que l'achat d'une seule source de pompe et d'un plus petit nombre d'optiques) et moins critique pour les diodes laser de pompe. Dans ces conditions, les puissances moyennes attendues en sortie du 1er étage d'amplification sont :

- Pour la version haute cadence (3 W injecté), environ 40 W, voire 35 W en optant pour une architecture permettant un meilleur compromis gain/thermique.
- Pour la version basse cadence (70 mW injecté), environ 10 W.

Une fois l'implémentation d'un étage supplémentaire d'amplification mise en évidence, nous avons poursuivi notre étude numérique par la modélisation d'un amplificateur à fibre cristalline en régime de plus forte extraction dans lequel on injecte une puissance de signal plus élevée, typiquement autour de 20 W pour la version haute cadence et 10 W pour la version basse cadence. Cette étude doit nous permettre de déterminer les paramètres de la fibre cristalline les plus adaptés à ce type de régime d'amplification.

- Simulation pour la version haute cadence (Puissance de signal injecté = 20 W)

On considère ici une puissance d'injection de 20 W ainsi qu'une architecture en configuration simple passage, comme illustré en figure III-18, ce qui est a priori suffisant pour atteindre les objectifs fixés par le projet. Parmi les diodes lasers potentiellement intégrables à ce 2^{éme} étage d'amplification, on étudie ici la possibilité d'employer une diode laser plus puissante délivrant 200 W à la longueur d'onde de 969 nm[54] dans une fibre optique de 200 µm avec une ouverture numérique de 0,22. Le pompage à 969 nm permet, comme nous l'avons évoqué précédemment, de réduire le défaut quantique à 6% contre près de 9% pour un pompage à 940 nm. La charge thermique est alors réduite de 30% et autorise un pompage de plus forte puissance. Il est donc intéressant de comparer les performances entre des diodes à 940 nm et à 969 nm qui n'ont pas les mêmes caractéristiques géométriques et les mêmes puissances.

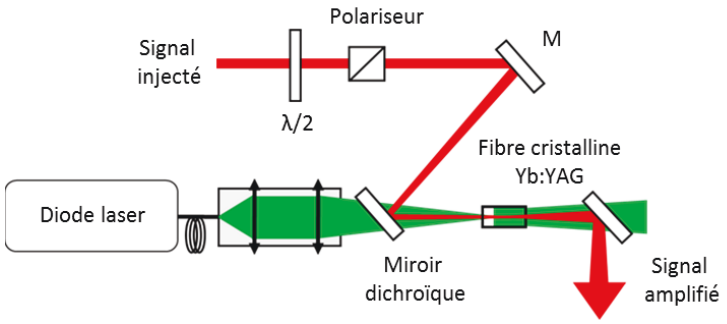


Figure III-18 : Illustration schématique de la configuration d'amplification simple passage modélisée.

Comme précédemment, on utilise le programme de simulation pour tracer les courbes de gain en fonction du dopage pour différentes longueurs de fibre. Les caractéristiques des diodes laser et la puissance d'injection constituent les paramètres d'entrée du programme. Pour chaque source de pompe, le tableau III-4 présente le couple longueur dopage/longueur optimal préconisé par le calcul.

[54] Ces diodes laser intègrent des réseaux de Bragg volumiques pour stabiliser la longueur d'onde d'émission. Cette stabilisation spectrale est nécessaire puisque l'Yb:YAG présente une raie d'absorption très fine (2 nm) autour de 969 nm.

Calcul de gain simple passage									
Paramètres du calcul							Résultats du calcul		
Puissance incidente	Diode de pompe						Fibre cristalline		Gain Simple passage
	Fournisseur	λ (nm)	Puissance optique (W)	Diamètre cœur (µm)	O.N.	Luminance ($MW^2.cm^2.sr^{-1}$)	Longueur (mm)	Dopage (at.%)	
20 W	BWT	940	100	100	0,22	8,4	30	1,8	2.6
	NLight	940	100	200	0,17	3,5	30	2	2.8
	DILAS	969	200	200	0,22	4,1	30	4,2	4

Table III-4 : Calcul de gain simple passage pour une puissance de signal injectée de 20 W. Encadrés, les résultats de nos calculs numériques.

La diode DILAS permet d'obtenir théoriquement les meilleurs résultats. Celle-ci combinée à une fibre cristalline courte (30 mm) et fortement dopée (4 at. %), donne un gain de 4 en simple passage, soit une puissance moyenne de 80 W.

Comme le montrent ces résultats, la forte puissance d'injection (20 W) limite l'intérêt de l'emploi de diode laser de forte brillance. Le calcul prédit, par exemple, un gain de seulement 2,6 avec la diode la plus brillante (la diode BWT) soit 1,5 fois plus qu'avec la diode haute puissance DILAS qui présente pourtant une luminance 2 fois plus faible, mais deux fois plus de puissance.

En régime d'extraction, le paramètre prépondérant pour l'efficacité de l'amplificateur est la puissance optique délivrée par la source de pompe, et ce presque indépendamment du niveau de brillance. Intéressons-nous à la raison de ce phénomène. A forte puissance de pompe, la population de l'état fondamental diminue drastiquement, ce qui induit une nette baisse de l'absorption à la longueur d'onde de pompe, c'est le phénomène de saturation d'absorption classique (déjà mentionné). Cependant, lorsqu'on injecte de fortes puissances signal, l'émission stimulée à la longueur d'onde laser augmente aussi drastiquement et ceci se traduit par un grand nombre de transitions vers l'état fondamental qui voit sa population augmenter à nouveau. Cet effet s'oppose au phénomène de saturation de l'absorption de la pompe. En d'autres termes, l'augmentation de l'intensité du signal incident entraine une baisse de la saturation de l'absorption. Ce phénomène de désaturation de l'absorption de la pompe se localise donc au centre du cristal dans le volume parcouru par le faisceau signal. D'une manière générale ce phénomène a tendance à augmenter le taux de recouvrement spatial entre la pompe et le signal. Il compense ainsi la baisse de recouvrement induit par l'utilisation d'une diode laser de plus faible luminance et estompe les différences entre les gains générés.

Pour les forts régimes d'extraction, typiquement supérieurs à 25 %, on privilégiera donc l'emploi de diodes laser de forte puissance. Elles présenteront en contrepartie généralement une qualité inférieure aux diodes laser les plus brillantes du marché, présentant un M^2 autour de 74 pour 200 W de puissance optique, mais cette diminution de brillance est dans ce cas moins sujette à conséquence.

- Simulation pour la version basse cadence (Puissance de signal injecté = 10 W)

Compte-tenu des résultats de simulations obtenus pour le premier étage d'amplification de la version basse cadence (cf. figure III-14), on considère ici une puissance de signal injectée de 10 W. Les sources de pompes testées numériquement sont les mêmes que pour la version haute cadence. On

s'intéresse également uniquement à une amplification à simple passage théoriquement suffisante pour atteindre les objectifs fixés par le projet.

Calcul de gain simple passage									
Paramètres du calcul							Résultats du calcul		
Puissance incidente	Diode de pompe						Fibre cristalline		Gain Simple passage
	Fournisseur	λ (nm)	Puissance optique (W)	Diamètre cœur (µm)	O.N.	Luminance ($MW^2.cm^2.sr^{-1}$)	Longueur (mm)	Dopage (at.%)	
10 W	BWT	940	100	100	0,22	8,4	25-30	2.4	3.9
	NLight	940	100	200	0,17	3,5	30	2.6	3.4
	DILAS	969	200	200	0,22	4,1	30	4,5	5.3

Table III-5 : Calcul de gain simple passage pour une puissance de signal injectée de 20 W. Encadré, les résultats de nos calculs numériques.

La diode laser haute puissance DILAS permet d'atteindre un gain de 5, soit une puissance moyenne théorique d'environ 50 W. Par rapport à la diode la plus brillante (la diode BWT), le gain prédit par le calcul est 1,3 fois plus élevé avec la diode haute puissance. Dans le cas précédent, avec 20 W de signal injecté, cette dernière permettait d'améliorer le gain d'un facteur 1,6 par rapport à la diode BWT. La puissance d'injection étant réduite de moitié par rapport à la version haute cadence, le phénomène de désaturation de l'absorption de la pompe est amoindri. Ainsi, même si l'emploi d'une diode laser de forte puissance (associé à une brillance plus faible) reste ici avantageux, les différences de performances se resserrent avec le pompage haute brillance. Etant donné le prix élevé de la diode DILAS (car verrouillée et affinée en longueur d'onde), on pourra privilégier l'emploi d'une diode brillante de plus faible puissance à 940 nm lors du développement expérimental de nos amplificateurs à fibre cristalline.

III.1.2.c Synthèse

En résumé, ces simulations montrent une tendance globale à l'augmentation du dopage et au raccourcissement des fibres cristallines lorsque la brillance de la diode de pompe augmente. A l'inverse, lorsque la puissance de signal injectée augmente, nos calculs préconisent l'emploi de fibres cristallines moins dopées et plus longue (cf. Figure III-19).

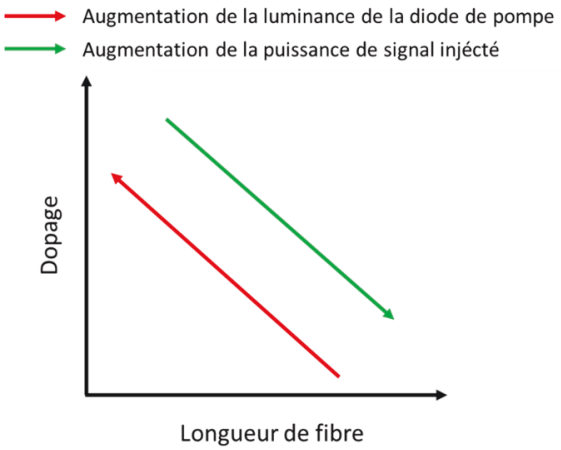


Figure III-19 : Influence de la puissance moyenne injectée et de la luminance de la source de pompe sur le choix de la fibre cristalline.

III.1.2.d Conclusion

Cette étude théorique préliminaire nous a permis de définir les principales caractéristiques des architectures des amplificateurs à fibre cristalline qui seront développées pour le projet. Les performances des diodes laser utilisées comme source de pompage ayant beaucoup évoluées depuis les premiers travaux sur les fibres cristallines, nous avons donc d'abord ré-optimisé la longueur et le taux de dopage de celles-ci en vue de développer des amplificateurs à fort gain. L'excellente qualité spatiale de ces diodes permet en effet d'améliorer le facteur de recouvrement entre les faisceaux de pompe et de signal propice à la génération de forts gains. Nos calculs montrent une tendance positive à augmenter le taux de dopage et diminuer la longueur des fibres cristallines pour exploiter plus efficacement ces diodes de forte luminance. Des fibres cristallines Yb:YAG de 30 mm de long et dopées 2 at.% ont donc été produites tout spécialement pour la réalisation d'amplificateurs double passage de fort gain. Dans une configuration comme dans l'autre (haute ou basse cadence), ce type d'étage à fort gain est appréciable car il permet d'augmenter la puissance simplement et efficacement tout en limitant la charge thermique[55]. Après un premier étage d'amplification, nos calculs prédisent typiquement l'obtention d'une puissance d'environ 20 W pour la version haute cadence à 20 MHz et de 10 W pour la version basse cadence à 500 kHz. Pour atteindre les objectifs finaux, en puissances moyennes fixés par le projet, un deuxième étage d'amplification (cascadé au premier) s'avère alors nécessaire. Pour simplifier l'architecture globale de nos amplificateurs, nous avons choisi d'étudier un deuxième étage d'amplification en simple passage, a priori suffisant, pour atteindre les puissances moyennes souhaitées. Cette fois, c'est la puissance de la diode laser et non sa qualité spatiale qui prédomine dans l'optimisation des performances en amplification. Les fabricants de diodes laser proposent aujourd'hui des sources de fortes puissances moyennes émettant à 969 nm et présentant une qualité spatiale relativement bonne. Le pompage sur la transition zéro-phonon de l'Yb:YAG permet de réduire la charge thermique. La réalisation d'un deuxième étage d'amplification pompé à 969 nm à une puissance de 200 W est envisagée pour atteindre nos objectifs en puissance moyenne tout en limitant la dégradation de la qualité spatiale du faisceau amplifié. L'architecture globale de l'amplificateur haute cadence comme définie à la suite de notre étude numérique est présentée en Figure III-20.

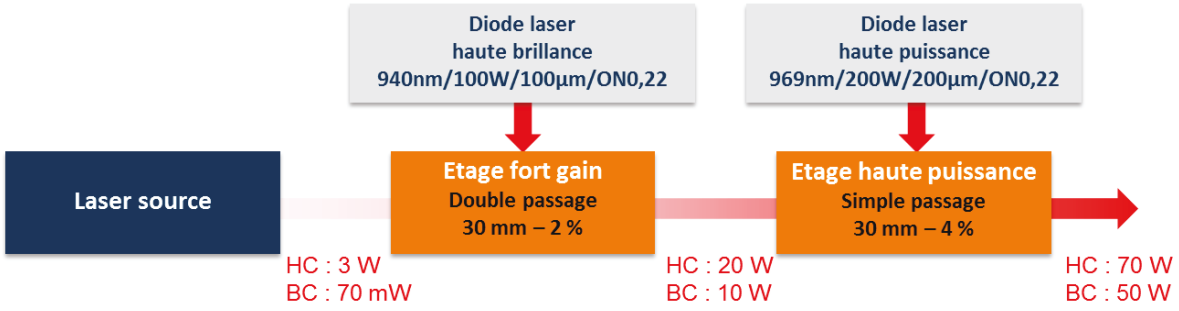


Figure III-20 : Architecture globale de l'amplificateur à fibres cristallines.

Dans la partie suivante nous verrons que les effets thermiques, principalement induits par le défaut quantique, sont une limitation de taille dans la réalisation d'amplificateurs solides pompés par diode de haute puissance. Les effets thermiques impactent leurs performances à différents niveaux : le gain, la polarisation (pertes par dépolarisation), et bien entendu la propagation du faisceau et son profil spatial. Nous verrons notamment que le maintien d'une excellente qualité spatiale au cours de l'amplification peut nécessiter des modifications importantes de l'architecture laser. L'emploi de diodes moins puissantes, de

[55] Qui comme nous le verrons par la suite peut être à l'origine de dégradations spatiales extrêmement délétères.

fibres cristallines moins dopées ou de longueurs différentes, l'emploi de configuration à simple passage plutôt qu'à double passage est un ensemble de paramètres susceptibles d'évoluer pour affiner le dimensionnement de nos architectures laser.

III.2 Gestion de la thermique dans l'architecture

III.2.1 Dépôt de chaleur et gradient thermique

Pour des cristaux d'Yb:YAG faiblement dopés en ions actifs et où la croissance est relativement bien maitrisée, comme c'est le cas de ceux étudiés au cours de nos travaux, on considère que le dépôt de chaleur est essentiellement induit par le défaut quantique. On définit le défaut quantique comme le rapport de la différence d'énergie entre le photon de pompe et le photon laser. Sa valeur atteint donc, comme évoqué précédemment, 8,7 % pour un pompage à 940 nm et une émission à 1030 nm. Ce pourcentage d'énergie est converti en chaleur par des effets de désexcitation non-radiative. Le processus de pompage fait alors apparaitre des gradients de température au sein du matériau. Les profils transverses de température observés dans la fibre cristalline est en effet à l'origine d'un fort gradient de température entre le centre du cristal, pompé optiquement, et sa périphérie, en contact avec une monture refroidie.

Depuis les premiers travaux sur le développement de lasers solides à base de fibres cristallines réalisés à l'Institut d'Optique, de gros efforts ont été effectués sur l'amélioration du contact thermique entre le cristal et sa monture. Dans ce but, le module Taranis a été développé au cours d'une collaboration entre le Laboratoire Charles Fabry et la société Fibercryst. Le contact thermique y est réalisé avec des matériaux solides, là où jusqu'alors la graisse thermique était utilisée. Le coefficient de transfert thermique a ainsi pu être amélioré d'un facteur 5, atteignant 5 W/cm²/K. La mise en contact et les détails de la réalisation de ces modules sont confidentiels. Ce module de gain est lui-même placé entre deux plaques de cuivre refroidies par eau. L'ensemble permet d'obtenir un refroidissement très homogène.

L'ensemble des phénomènes thermiques susceptibles de se produire au sein d'un amplificateur solide pompé par diode a été largement décrit au cours des thèses précédentes, la thèse de Sébastien Chenais constitue l'une des références en la matière [Chenais, 2002]. Ici, nous nous contenterons donc de présenter les résultats de nos simulations numériques. La figure III-21 représente les profils transverses de température induits par le pompage optique.

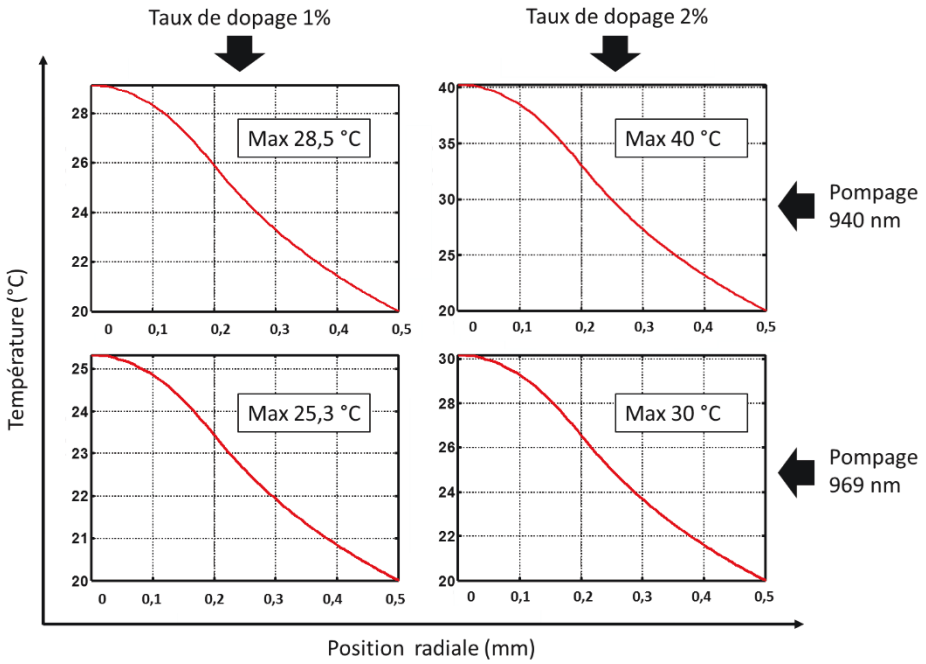


Figure III-21 : Profils transverses de température induits par pompage optique dans la fibre cristalline. On considère ici une charge thermique de 8,7 W obtenue pour 100 W de puissance de pompe incidente à 940 nm et 6 W pour 100 W de pompe à 969 nm. La température en bord de cristal est fixée à 20°C.

La réduction du défaut quantique par l'emploi du pompage à 969 nm permet de diminuer de manière proportionnelle l'élévation de température au centre de la fibre cristalline. La variation d'indice optique induite thermiquement et donc la différence de phase accumulée entre les bords du faisceau et son centre sont donc elles aussi réduites. Nous verrons par la suite que la baisse de charge thermique a de multiples conséquences en cascade qui peuvent grandement impacter les performances de nos amplificateurs.

III.2.1.a Effet sur la propagation du faisceau : la lentille thermique

L'apparition du gradient thermique, comme décrit précédemment, entraine la formation d'une lentille thermique. Ce sont les changements d'indice optique induits thermiquement[56] qui sont à l'origine de ce phénomène. La lentille thermique peut être analysée à deux niveaux. Au niveau le plus simple elle affecte la propagation du faisceau en modifiant ses dimensions à la manière d'une lentille mince. A un niveau plus précis elle distord la forme du faisceau en introduisant des aberrations optiques. Nous reviendrons sur ce second point dans le paragraphe III.1.3.b.

Dans l'hypothèse d'une lentille thermique « mince », l'équation analytique suivante permet d'estimer la puissance dioptrique, notée D_{th}, de la lentille thermique [Chenais, 2002; Didierjean, 2007]:

$$D_{th} = \frac{1}{f_{th}} = \frac{\eta_{th}\chi}{2\pi K_c}\int_0^L \frac{1}{w(z)^2}\frac{dP_{abs}(z)}{dz}dz \qquad \textit{Eq. III-10}$$

[56] Les contraintes mécaniques peuvent également être à l'origine de ces variations d'indice [Chénais 2002].

Avec η_{th} le défaut quantique (6 % pour le pompage à 969 nm et 8,7 % à 940 nm), K_c la conductivité thermique du matériau (en W/m/K), $w(z)$ le diamètre du faisceau de pompe en z et $P_{abs}(z)$ la puissance de pompe absorbée en z.
χ est le coefficient thermo-optique, sa valeur traduit l'impact de 3 effets :

- Le changement d'indice optique avec la température
- La dilatation thermique qui induit notamment une légère courbure des faces du cristal
- L'effet photoélastique correspondant à une variation d'indice avec les contraintes mécaniques.

Pour estimer la valeur de la lentille thermique dans les différentes configurations étudiées, nous prendrons $\chi = 9\ 10^{-6}\ K^{-1}$ [Chenais, 2002]. Les résultats de ces premières estimations sont présentés dans tableau III-6.

					Fibre cristalline			
					30 mm – 1 at. %		30 mm – 2 at. %	
	λ(nm)	P_{pompe}(W)	Φ_{fibre}(µm)	O.N.	P_{abs}(W)	f_{th}(cm)	P_{abs}(W)	f_{th}(cm)
$P_{signal\ injecté}$ 1 W	940	100	100	0,22	92,4	**4,4**	99,7	**4,0**
		200	200	0,22	182,7	**2,2**	199,2	**1,9**
	969	100	100	0,22	89,3	**6,6**	97,4	**6,1**
		200	200	0,22	176,2	**3,3**	194,2	**2,9**
$P_{signal\ injecté}$ 20 W	940	100	100	0,22	95	**4,2**	99,9	**3,8**
		200	200	0,22	187,2	**2,2**	199,6	**2,0**
	969	100	100	0,22	92,7	**6,3**	98,3	**6,1**
		200	200	0,22	182,3	**3,2**	195,7	**3,1**

Table III-6 : Estimation de la puissance dioptrique de la lentille thermique pour différentes conditions d'injection et de pompage.

Bien que le modèle de la lentille mince ne soit pas parfaitement adapté à notre étude, elle nous permet d'obtenir une première estimation des valeurs de lentille thermique. Notre calcul nous permet ainsi d'étudier les tendances d'évolution de la valeur de la focale thermique en fonction de la longueur d'onde de pompe, de la puissance de pompe, de la puissance de signal injectée ou encore du dopage de la fibre cristalline. Comme attendu, le pompage à 969 nm permet d'allonger significativement la longueur de la focale thermique. L'augmentation de la puissance de signal injectée a, quant à elle, tendance à réduire la longueur de focale thermique à cause du phénomène de désaturation de l'absorption de la pompe qui provoque une concentration accrue de la charge thermique à l'entrée de la fibre cristalline (face pompée).

Pour affiner le modèle, il est possible de prendre en compte la distribution de la lentille thermique sur la longueur du cristal. Le diamètre du faisceau de pompe et la puissance absorbée dans chaque tranche dz ont été calculés afin d'en déduire la longueur de la focale thermique $f_{th}(z_i)$.
Comme présenté sur la figure III-22, les résultats de notre calcul révèlent une nette surestimation de la puissance dioptrique de la lentille thermique vis-à-vis de notre précédente estimation. Dans le cas d'une fibre cristalline de 30 mm, dopée 1 at. % et pompée à 100 W (les autres paramètres du calcul sont détaillés dans le tableau III-7), le col signal formé par la lentille thermique est situé 1,4 cm après la position estimée avec l'hypothèse de la lentille mince, soit une erreur d'environ 25 %.

Le modèle de la lentille épaisse nous permet d'étudier avec précision les variations de taille de faisceau au cours de la propagation dans la fibre cristalline. Il nous permet de valider à nouveau l'intérêt de l'emploi du pompage à 969 nm pour diminuer l'effet de rétrécissement du faisceau signal au cours de sa propagation dans le cristal. Le maintien des tailles de faisceau peut s'avérer nécessaire à forte énergie pour éviter le dépassement du seuil de fracture cristallin. Notre modèle nous permet donc d'affiner le dimensionnement de tels amplificateurs.

	Paramètres du calcul	
SCF	Longueur	30 mm
	dopage	1 %
Signal	Puissance incidente de signal 1030 nm	1 W
	M^2 signal	1
	Diamètre du faisceau sur la face d'entrée	400 µm
Pompe	Puissance de pompe	100 W
	Longueur d'onde	940 – 969 nm
	Diamètre de fibre	100 µm
	Ouverture numérique	0,22
	Diamètre du faisceau sur la face d'entrée	400 µm

Table III-7 : Principaux paramètres de calcul de lentilles thermiques épaisses par la méthode du pas à pas.

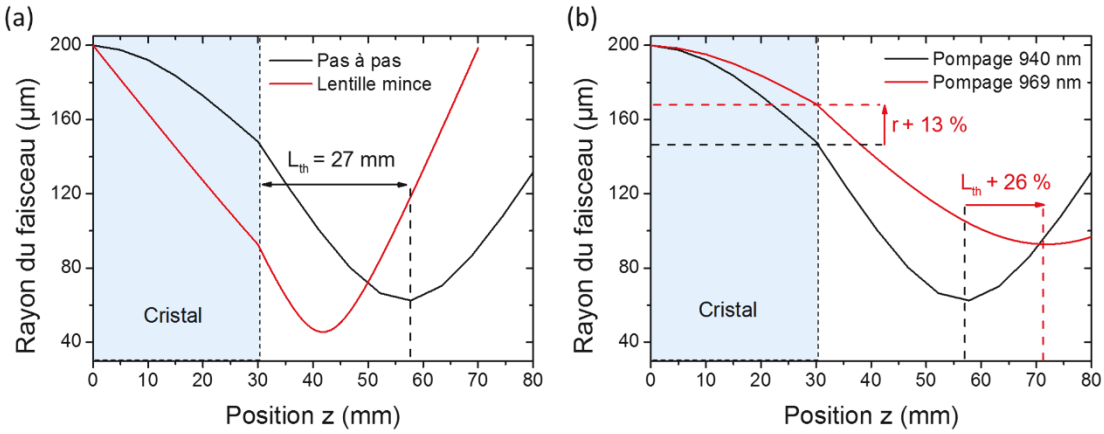


Figure III-22 : Evolution des tailles de faisceaux en sortie de cristal. (a) Comparaison des résultats de calcul avec et sans l'hypothèse de la lentille mince. (b) Comparaison de l'évolution des tailles de faisceau pour un pompage à 940 nm et un pompage à 969 nm.

III.2.1.b Effet sur la qualité spatiale

A forte puissance de pompe, typiquement au-delà de la centaine de watts, la lentille thermique acquiert des aberrations optiques suffisamment importantes pour dégrader le profil spatial lors de l'amplification. Ces effets vont devoir être pris en compte dans le dimensionnement de nos amplificateurs. Intéressons-nous à l'origine exacte de ces phénomènes. Au cours de sa thèse, Xavier Délen avait déjà remarqué des effets de distorsion spatiale à forte puissance de pompe. Conformément à ce que nous avons observé au cours de nos premières expériences, ces effets semblent s'accentuer à mesure que la puissance d'injection augmente. Pour visualiser expérimentalement les effets de distorsion spatiale indépendamment des effets de gain, il est possible de décaler la longueur d'onde du signal injecté hors de la bande de gain tout en pompant le cristal d'Yb:YAG[57], celui-ci jouant le rôle de sonde. La figure III-23 montre l'impact de la lentille thermique aberrante, issue du pompage optique du cristal de d'Yb:YAG, sur les profils spatiaux du faisceau signal après un unique passage dans le cristal. Le spectre du signal injecté est centré autour de 1064 nm pour éviter que des phénomènes de filtrage par le gain viennent compenser les effets de la lentille thermique aberrante. Le signal injecté dans le cristal affiche un M^2 très proche de 1.

[57] Les résultats expérimentaux et de simulation que nous exposons ici succinctement ont été réalisés au cours du stage de Master 2 de Phillip Albrodt.

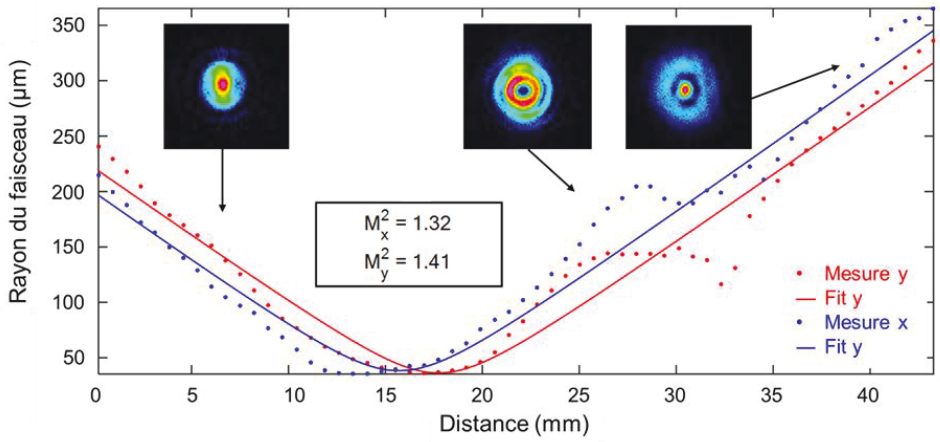


Figure III-23 : Distorsions spatiales introduites par la lentille thermique dans une fibre cristalline. Les M^2 présentés sont ceux mesurés à 1064 nm après la traversée du cristal pompé. Résultats obtenus sans gain et pour une puissance de pompe de 120 W équivalente à 11 W de puissance absorbée.

Grâce au calcul de la phase accumulée lors de la propagation du faisceau laser dans le cristal obtenue à partir des profils transverses de température (comme établis précédemment, voir III.2.1), il est possible de modéliser les effets de distorsion apparaissant sur le faisceau grâce à un code de propagation spatiale 3D. Les résultats du calcul présentés sur la figure III-24 (a) sont fidèles aux résultats expérimentaux exposés en figure III-23. On y retrouve les mêmes profils spatiaux dégradés aux mêmes positions le long de la caustique. Ces distorsions sont caractéristiques des effets provoqués par des aberrations de type sphérique.

Récemment, le programme de modélisation des distorsions spatiales induite par la lentille thermique aberrante a pu être couplé au code d'amplification présenté dans la partie III.1.2.a. Ceci a permis de mettre en évidence le phénomène de filtrage par le gain qui a pour conséquence une amélioration de la qualité spatiale du faisceau amplifié. La littérature fait état de différentes études consacrées au phénomène de guidage par le gain [Salin and Squier, 1992]. Une étude expérimentale et théorique dédiée au développement d'amplificateur à base de cristal massif de Nd:YVO_4 a récemment mis en évidence le rôle du guidage par le gain dans l'amélioration de la qualité spatiale du faisceau amplifié [Xiang et al., 2011]. Ainsi, si l'on reprend les conditions de pompage associées à une charge thermique de 10 W, mais que l'on considère cette fois un fort gain, on remarque une presque parfaite compensation des effets de distorsion spatiale avec un facteur de qualité passant 1,46 à 1,12 respectivement obtenu avec un gain de 1 et de 50 (cf. figure III-24).

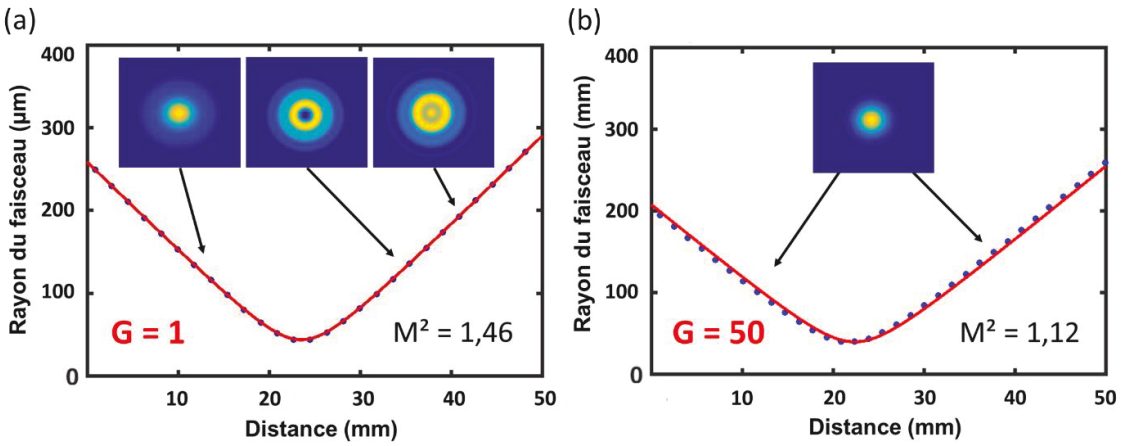


Figure III-24 : Illustration du filtrage des distorsions spatiales par le gain. (a) Profils spatiaux et courbes de M^2 simulés pour un gain de 1. (b) Profils spatiaux et courbes de M^2 simulés pour un gain de 50. Charge thermique : 10 W (équivalent à 120 W de pompe).

Lors du développement de nos amplificateurs à fibre cristalline haute puissance le gain ne sera pas toujours suffisant pour nous affranchir de ces effets de distorsion spatiale, différentes stratégies ont donc été mises en place pour limiter l'impact de la lentille thermique aberrante.

- Nous avons d'abord choisi de répartir la charge thermique sur plusieurs étages d'amplification, plutôt que d'augmenter la puissance de pompe sur un unique étage. La puissance optique des diodes laser employées se situe donc autour de la centaine de Watts, à la longueur d'onde de 940 nm.
- Pour des puissances de pompe plus élevées, l'utilisation de diodes laser centrées autour 969 nm sera privilégiée pour diminuer le défaut quantique.
- L'emploi de la configuration simple passage plutôt que double passage pourra, bien qu'impliquant une nette baisse d'efficacité de l'amplification, constituer une solution pour maintenir efficacement la qualité de faisceau en limitant le nombre de passages dans le milieu aberrant.
- De plus, il est possible de faire varier finement quelques paramètres pour encore abaisser l'impact des aberrations thermiques et conserver la qualité de faisceau en sortie d'amplificateur. Parmi elles, il nous sera possible de diminuer légèrement la taille du faisceau signal par rapport au spot de pompe pour réduire l'impact des aberrations optiques d'ordres élevés localisées à la périphérie du canal de pompe. La figure III-25 présente les facteurs de qualité simulés en fonction du rapport des diamètres entre les faisceaux de signal et de pompe. Pour limiter la dégradation de la qualité spatiale du faisceau amplifié tout en maintenant une bonne efficacité d'amplification on pourra typiquement réduire le rapport des tailles de faisceaux à 0,8. L'optimisation des performances de nos amplificateurs nécessitera donc de trouver le bon compromis entre qualité spatiale et puissance moyenne, en maintenant un bon rendement d'amplification.

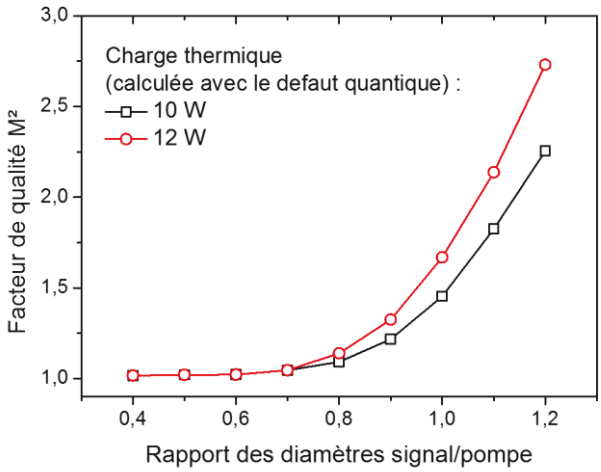


Figure III-25 : Facteur de qualité simulé en fonction du rapport entre le diamètre du faisceau signal sur celui du faisceau de pompe. La charge thermique de 10 W correspond à un pompage de 120 W à 940 nm, celle de 12 W à un pompage de 200 W à 969 nm (par exemple).

III.2.1.c Effet sur la polarisation

Le YAG est un matériau solide présentant une photoélasticité qui se traduit par l'apparition d'une biréfringence parasite lorsque celui-ci est soumis à des contraintes extérieures. Le pompage longitudinal du barreau cristallin de YAG est, comme nous l'avons vu précédemment, à l'origine d'un gradient thermique transverse. Les contraintes mécaniques résultantes occasionnent des variations d'indice entre l'axe radial et azimutal. Cette biréfringence induite thermiquement introduit alors un déphasage entre les composantes radiale et azimutale de la polarisation. Ce phénomène a alors tendance à transformer localement la polarisation linéaire en polarisation elliptique. Le filtrage de ces composantes elliptiques par transmission au travers d'un polariseur, est à l'origine de ce qu'on appelle les pertes par dépolarisation. Dans le cas d'une polarisation incidente rectiligne, la biréfringence induite thermiquement est la plus prononcée à 45° de l'axe de polarisation. Le faisceau dépolarisé prend alors une forme caractéristique en croix de Malte (cf. Figure III-26).

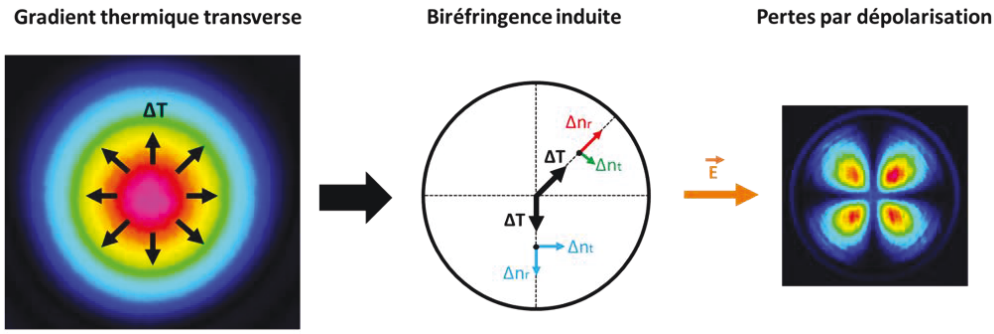


Figure III-26 : (de gauche à droite) Gradient thermique causé par l'absorption du faisceau de pompe ; Biréfringence induite en 2 points du cristal. L'amplitude relative des composantes radiales et tangentielles dépendent du point considéré ; « trèfle » de dépolarisation observée par transmission après le polariseur [Deyra, 2014].

Ce taux de dépolarisation peut atteindre près de 5 % pour une puissance thermique de 17 W correspondant à une puissance de pompe incidente de 200 W en considérant un défaut quantique de 8,6 %. Là encore, l'emploi du pompage à 969 nm permet de considérablement diminuer les pertes grâce à un défaut quantique réduit. En outre il existe principalement deux méthodes de compensation facilement intégrables aux architectures d'amplification double passage. Elles consistent à placer un élément rotateur de polarisation entre les deux passages d'amplification [Clarkson et al., 1999]. L'utilisation d'une lame quart d'onde dont les axes neutres sont alignés sur la polarisation incidente constitue la méthode la plus simple. Ainsi les composantes de la polarisation situées à 45° de ces axes neutres subissent une rotation de 90° après 2 passages au travers de la lame d'onde, ainsi les effets de déphasage induits au premier passage par le cristal sont compensés au second.

La rotation de polarisation peut être réalisée grâce à un rotateur de Faraday. Son effet sur la polarisation est isotrope et implique une rotation de 90° de l'ensemble des composantes de la polarisation entre les deux passages. La biréfringence vue par le faisceau au retour compense théoriquement parfaitement celle vue à l'aller. Pour des questions de coût et d'encombrement, la lame quart d'onde lui sera préférée pour la réalisation de nos amplificateurs double passage.

Remarque : Les effets de dépolarisation sont nuls pour une polarisation incidente radiale ou azimutale. En effet dans le cas d'un tel état de polarisation, le champ électrique est orienté parallèlement à l'un des axes neutres de biréfringence induite thermiquement, celle-ci n'a alors aucun effet. L'amplification simple passage de faisceaux polarisés radialement ou azimutalement n'occasionne alors théoriquement aucune perte par dépolarisation.

III.3 Gestion des fortes puissances crêtes

Comme nous venons de le voir, les phénomènes thermiques constituent une limitation importante pour les performances des amplificateurs de fortes puissances moyennes à base de cristaux solides pompés par diode. Ils impactent négativement la qualité de faisceau lors de la montée en puissance moyenne. Compte-tenu des puissances moyennes visées (70 W pour la version haute cadence, 50 W pour la version basse cadence), le maintien des propriétés spatiales du faisceau au cours de l'amplification est un problème qui se pose pour les deux architectures développées au cours de nos travaux que ce soit à haute cadence comme à basse cadence. Pour résoudre ce problème, nous avons notamment conclu sur l'intérêt de l'emploi d'une architecture multi-étage pour repartir la charge thermique. Cependant, les limitations en puissance moyenne ne sont pas les seules, il existe aussi des problèmes liés aux fortes intensités. Ceci est principalement vrai dans le cas de la version basse cadence où les puissances crêtes sont les plus élevées. Celles-ci sont elles aussi à l'origine d'effets délétères qui limitent la montée en énergie; ceci à cause des effets non-linéaires. Les propriétés spatiales, temporelles et spectrales du faisceau laser amplifié sont susceptibles d'être affectées. Nous verrons que la gestion de ces intensités crêtes constitue alors un challenge important susceptible d'impacter aussi sur l'architecture de nos amplificateurs.

III.3.1 L'effet Kerr

Dans l'Yb:YAG, en régime d'amplification d'impulsions ultra-courtes, l'effet Kerr est le principal effet non-linéaire. Compte-tenu des niveaux de puissances crêtes et des largeurs spectrales considérés[58], c'est en effet le seul effet qui sera vraiment impactant lors de nos expériences. L'effet Kerr est un effet non-

[58] On peut penser ici notamment à la diffusion Raman, effet non-linéaire susceptible de se déclarer pour des niveaux de puissances bien plus élevé et dont l'intensité est fortement dépendante de la largeur spectrale.

linéaire d'ordre 3 qui se traduit par une modification locale de l'indice de réfraction proportionnelle aux intensités optiques.

Dans un matériau traversé par un faisceau à symétrie de révolution, l'indice optique varie radialement en fonction de la position $\vec{r}$ et du temps t selon la relation suivante :

$$n = n_0 + n_2 I \qquad \textit{Eq. III-11}$$

Où n_0 est l'indice optique linéaire du matériau (à faible intensité) et n_2 l'indice non-linéaire qui vaut typiquement 6,9 10^{-16} cm²/W pour le YAG.

Lors de sa propagation dans le milieu non-linéaire considéré, l'impulsion va ainsi accumuler une phase non-linéaire supplémentaire. Cette phase non-linéaire additionnelle acquise par le champ électrique de l'impulsion dans une tranche dz parcourue est directement proportionnelle à l'intensité optique $I(\vec{r},t)$, elle s'exprime de la façon suivante :

$$d\phi_{NL}(\vec{r},t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 I(\vec{r},t) dz = \frac{k_0 n_2}{n_0} I_0 . |F(\rho,z)|^2 . |U(z,t)|^2 dz \qquad \textit{Eq. III-12}$$

Où $F(\rho,z)$ représente le profil spatial du faisceau, avec $\rho = \sqrt{x^2+y^2}$ correspondant à la coordonnée radiale dans le plan transverse et $U(z,t)$ représente le profil temporel normalisé de l'intensité de l'impulsion. D'après cette expression, l'effet Kerr à une influence sur le champ électrique dans les domaines spatial et temporel.

III.3.1.a Aspect spatial

Dans le domaine spatial, l'effet Kerr donne lieu à un effet appelé autofocalisation. Dans le cristal, le profil d'intensité transverse n'est en général pas plat. Pour le cas classique du faisceau gaussien, l'intensité est en effet plus élevée au centre que sur les ailes du faisceau. Or, de manière analogue à la formation de la lentille thermique, l'indice de réfraction du milieu de propagation se modifie en fonction de l'intensité et induit une lentille, appelée ici Lentille de Kerr. Le profile transverse du faisceau affecte alors sa propre propagation par la formation d'un gradient d'épaisseur optique par effet Kerr jouant le rôle d'une lentille convergente (dans la plupart des cas).

La phase spatiale non-linéaire additionnelle induite par effet Kerr peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\phi_{NL}(\rho,z) = \frac{k_0 n_2}{n_0} I_0 . |F(\rho)|^2 z \qquad \textit{Eq. III-13}$$

En approximant le profil spatial $|F(\rho)|^2$ par un profil parabolique tel que $|F(\rho)|^2 = 1 - 2(\frac{\rho}{\omega_0})^2$, on peut montrer que la phase spatiale totale accumulée lors de la propagation de l'onde s'écrit [Boyd, 2008]:

$$\phi(\rho,z) = \frac{2k_0 n_2 z}{\pi \omega_0^4}\left(\frac{\lambda_0^2}{8\pi n_0 n_2} - P_0\right)\rho^2 \qquad \textit{Eq. III-14}$$

On peut montrer que la contribution de l'autofocalisation sur la phase spatiale du faisceau considéré compense parfaitement la divergence naturelle due à la diffraction pour une puissance crête donnée, appelée puissance critique P_{cr} :

$$P_{cr} \approx \alpha \frac{\lambda^2}{8\pi n_0 n_2} \qquad \textit{Eq. III-15}$$

Avec $\alpha = 4$ dans le cas d'un faisceau gaussien [Fibich and Gaeta, 2000].

Lorsque la puissance crête dépasse la puissance critique, le faisceau devient convergent et s'effondre sur lui-même par effet boule de neige car l'intensité augmente lorsque le faisceau s'autofocalise. L'intensité au centre du faisceau augmente fortement et peut alors excéder le seuil de dommage du cristal. Le faisceau devenant convergeant, la lentille non-linéaire tend donc à faire apparaitre un point focal. Si la lentille non-linéaire est suffisamment forte, le point focal peut se situer dans le matériau et on peut alors définir une distance d'effondrement que nous noterons z_f.

$$z_f = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda(\frac{P}{P_{cr}} - 1)} \qquad \textit{Eq. III-16}$$

Avec ω_0, le rayon du faisceau à 1/e² et P la puissance crête de l'impulsion.

Dans le cas où la lentille non-linéaire n'est pas suffisamment forte pour générer un point focal dans le matériau, c'est-à-dire que z_f est supérieur à la longueur de matériau parcourue, on peut définir la distance focale de la lentille, notée f_{NL}, comme suit :

$$f_{NL} = \frac{\pi}{4n_2} \int_0^L \frac{\omega_0^4(z)}{P(z)dz} \qquad \textit{Eq. III-17}$$

Avec L, la longueur du matériau.

On se propose, ici, d'étudier les variations de faisceaux induits par cette lentille non-linéaire en configuration d'amplification. Notre calcul prend donc en compte l'augmentation de la puissance au cours de la propagation. Le pompage implique également la génération d'une lentille thermique qui sera également prise en compte lors du calcul. Les principaux paramètres du calcul sont donnés dans le tableau suivant (Table III-8). On se place dans une configuration susceptible d'être rencontrée expérimentalement au niveau du deuxième étage d'amplification de l'amplificateur version basse cadence. La puissance crête en entrée est fixée ici à 4 MW.

	Paramètres du calcul	
SCF	Longueur	30 mm
	Dopage	1 %
Signal	Puissance incidente de signal 1030 nm	10 W
	Durée des impulsions	5 ps
	Cadence	500 kHz
	M^2 signal	1
	Diamètre du faisceau sur la face d'entrée	400 µm – 380 µm
Pompe	Puissance de pompe 940 nm	150 W
	Diamètre de fibre	100 µm
	Ouverture numérique	0,22
	Diamètre du faisceau sur la face d'entrée	400 µm

Table III-8 : Principaux paramètres du calcul de variation de taille de faisceau au cours de l'amplification.

Les variations de taille de faisceau le long et à la sortie du cristal sont présentées sur la figure III-25. En comparant les courbes noire et grise, calculées respectivement avec et sans prise en compte de la lentille non-linéaire, pour la même taille de faisceau en entrée (400 µm), on peut évaluer l'impact du phénomène d'auto-focalisation sur les tailles de faisceaux. Sans effet de puissance crête, le diamètre du faisceau sur la face de sortie (symbolisé par le trait pointillé) atteint 316 µm, soit une réduction de 21 % par rapport au diamètre d'entrée. Sous l'effet du phénomène d'auto-focalisation, le diamètre de faisceau obtenu sur la face de sortie est de 224 µm, soit une forte réduction de l'ordre de 44 %. L'effet Kerr spatial va donc engendrer une forte baisse du recouvrement pompe/signal associée à une réduction de l'efficacité d'amplification, mais peut surtout conduire à un endommagement du traitement antireflet de sortie de la fibre cristalline à cause des fortes densités d'énergie. La fluence typique au-delà de laquelle on remarque une dégradation des traitements antireflets déposés sur nos fibres cristallines se situe autour 1,5 J/cm² pour des impulsions femtosecondes (≈ 300 fs).

Dans le pire des cas, le phénomène d'effondrement du faisceau par effet Kerr dans le milieu amplificateur, cause la formation d'un point de focalisation à l'intérieur du cristal et le dépassement du seuil de dommage cristallin. Il est donc nécessaire de contrôler précisément la taille du faisceau à l'entrée de la fibre cristalline. Pour le prouver nous avons simulé (Figure III-27, courbe rouge) l'évolution des tailles de faisceau au cours de la propagation pour un faisceau signal présentant, sur la face d'entrée, un diamètre réduit de 360 µm (au lieu de 400 µm). Bien que le diamètre du faisceau incident ai été réduit de seulement 10 %, le calcul prédit la formation d'un point de focalisation quelques millimètres avant la face de sortie du cristal. Dans certains cas, il sera donc indispensable de pré-compenser l'effet de lentille non-linéaire en injectant, par exemple, un faisceau légèrement divergent.

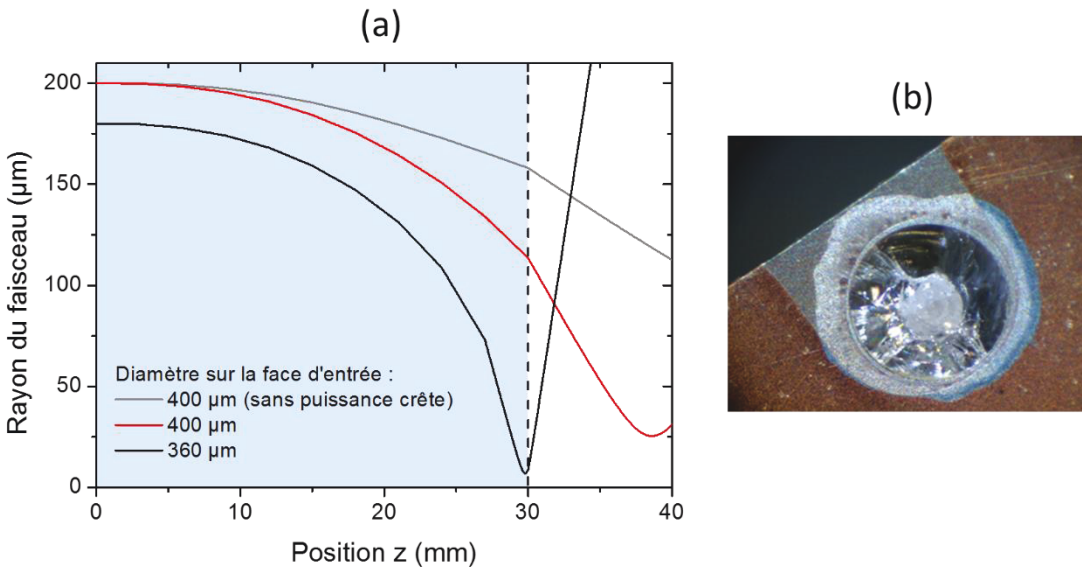


Figure III-27 : Evolution des tailles de faisceaux, sous l'effet conjoint de la lentille thermique et de la lentille non-linéaire, dans et à la sortie de la fibre cristalline (a). Photo de la face de sortie d'un module endommagé par auto-focalisation (b).

III.3.1.b Aspect temporel

La contribution temporelle de l'effet Kerr donne lieu au phénomène d'automodulation de phase[59]. De manière analogue à l'apparition de la lentille de Kerr dans le domaine spatiale, cet effet a pour origine la variation de l'indice au cours du temps. Ceci est équivalent à la formation d'un gradient d'indice le long de l'enveloppe temporelle induit par les différences d'intensité. La phase non-linéaire additionnelle acquise par l'impulsion peut alors s'écrire :

$$\phi_{NL}(z,t) = \frac{k_0 n_2}{n_0} I_0 . |U(z,t)|^2 z = \gamma I(t) z \qquad \textit{Eq. III-18}$$

Le coefficient non-linéaire γ dépend des caractéristiques du milieu, de la longueur d'onde et de l'aire du faisceau. Il s'exprime en $W^{-1}.m^{-1}$:

$$\gamma = \frac{\omega_0 n_2}{\pi \omega^2 c} \qquad \textit{Eq. III-19}$$

La phase temporelle de l'impulsion à laquelle s'ajoute le terme de phase non-linéaire s'écrit alors :

$$\phi(z,t) = \omega_0 t + \beta_0 z + \gamma I(t) z \qquad \textit{Eq. III-20}$$

En exprimant la pulsation instantanée $\Omega(t)$, décrivant le contenu spectral de l'impulsion à chaque instant t, on peut évaluer simplement les conséquences de la phase non-linéaire accumulée sur le spectre :

$$\Omega(t) = \frac{\partial \phi(z,t)}{\partial t} = \omega_0 + \gamma z \frac{\partial I(t)}{\partial t} = \omega_0 + \delta\omega \qquad \textit{Eq. III-21}$$

[59] Self-phase modulation (SPM) en anglais.

La phase non-linéaire additionnelle implique donc un décalage $\delta\omega$ de la fréquence centrale ω_0. Ceci correspond donc à imprimer une dérive de fréquence sur l'impulsion. Ceci conduit dans la plupart de cas à un élargissement spectral[60].

Cette dérive de fréquence instantanée est proportionnelle à la largeur initiale de l'impulsion $\Delta\omega_0$ et de son intensité crête :

$$\delta\omega \propto \Delta\omega_0 \phi_{max} \qquad \textit{Eq. III-22}$$

Avec $\phi_{max} = \gamma I(0) z$, le déphasage maximal induit par auto-modulation de phase.

On remarque, en général, l'apparition de modulations dans le spectre lorsqu'une impulsion a subi de l'automodulation de phase. Ceci est dû au fait que la modulation de fréquence est oscillante : plusieurs composantes temporelles peuvent donc avoir le même déphasage ce qui crée des interférences visibles spectralement (cf. Figure III-28).

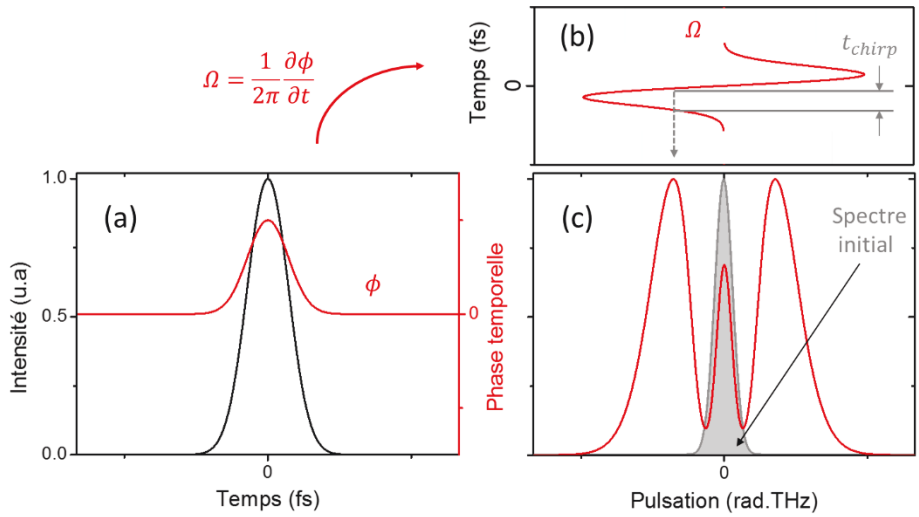


Figure III-28 : Illustration du phénomène d'élargissement spectral par auto-modulation de phase. (a) profil temporel de l'impulsion après propagation ; (b) Pulsation instantanée obtenue par la dérivé de la phase temporelle ; (c) profil spectral de l'impulsion avant et après propagation.

L'intégrale B permet de quantifier l'importance des effets induits par la SPM. Elle correspond à la phase non-linéaire accumulée au sommet de l'impulsion au cours de sa propagation, on peut l'exprimer simplement de la manière suivante :

$$B = \frac{2\pi}{\lambda}\int n_2 I_{crete}(z)dz \qquad \textit{Eq. III-23}$$

Un système laser est considéré comme fonctionnant en régime non-linéaire lorsque l'intégrale B est supérieure à π radians. En effet au-delà, l'effet de la SPM dégrade de manière significative le spectre de l'impulsion. Comme nous l'avons vu précédement, le spectre s'élargit et fait apparaitre des lobes lateraux.

[60] Dans le cas général on considère l'impulsion sans « chirp » initial ce qui conduit effectivement à un élargissement spectral. Nous verrons que cet effet peut évoluer en fonction du chirp initial et même conduire à une compression spectrale dans le cas d'un chirp négatif.

Comme le montre le figure III-27, l'effet de la SPM varie cependant avec la phase spectrale initiale de l'impulsion. Dans le cas d'une impulsion limitée par transformée de Fourier, la phase spectrale est plate, c'est-à-dire que l'ensemble des composantes féquentielles de l'impulsion sont superposées temporellement. Une impulsion chirpée possède une phase spectrale non nulle signifiant qu'il existe un dephasage temporel initial entre les fréquences spectrales de l'impulsion.

- Dans le cas d'un chirp nul, des hautes longueurs d'ondes sont créées dans le front avant de l'impulsion et les basses longueurs d'ondes dans le front arrière de l'impulsion. La SPM donne donc lieu à un élargissement spectral (cf. figure III-29 (a)).
- Dans le cas d'un chirp positif, les hautes longueurs d'ondes sont contenues dans le front avant de l'impulsion et les basses longueurs d'ondes dans le front arrière de l'impulsion. La phase temporelle non linéaire créée a donc tendance à accentuer le chirp. La SPM donne donc lieu à un élargissement spectral (cf. figure III-29 (b)).
- Dans le cas d'un chirp négatif, c'est l'inverse, les basses longueurs d'ondes sont localisées sur le front avant et les hautes longueurs d'ondes sur le front arrière. La phase temporelle non linéaire créée a donc tendance à compenser le chirp. La SPM donne cette fois lieu à une compression spectrale, jusqu'à ce que le chirp initial soit complètement compensé, au-delà, on observe à nouveau un élargissement spectral (cf. figure III-29 (c)).

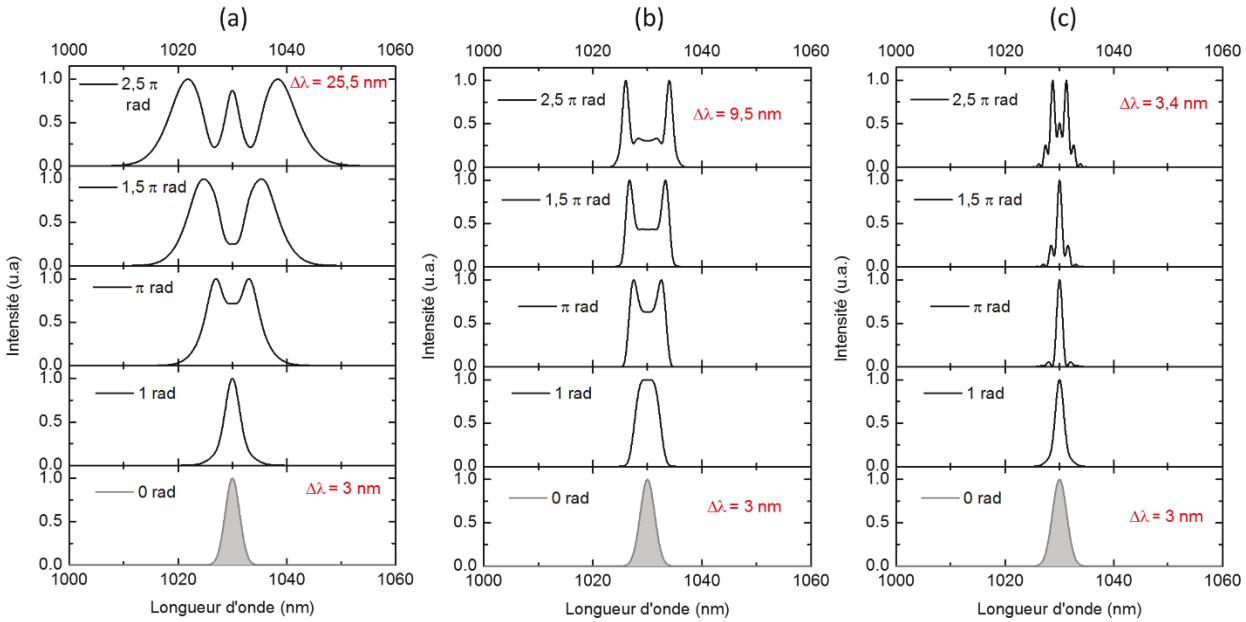


Figure III-29 : Evolution du profil spectral par auto-modulation de phase pour des valeurs d'intégrales B comprises entre 0 et 7 radians. (a) avec chirp initial nul ; (b) avec chirp initial positif, C = 4 ; (c) avec chirp initial négatif, C = -4.

Lors de nos travaux expérimentaux, compte-tenu des faibles longueurs de matériau parcourues, les intégrales B accumulées n'excèderont que très rarement la valeur de 2 radians. Les effets de la SPM ne seront donc que difficilement détectables. En revanche au cours de nos expériences à forte puissance crête, nous exploiterons ce phénomène non-linéaire pour mesurer avec précision la puissance crête des impulsions générées en sortie d'amplificateur en injectant les impulsions amplifiées dans une fibre optique non-linéaires.

III.3.2 Moyens pour repousser le seuil des non-linéarités

La littérature fait état de nombreuses méthodes permettant de repousser les seuils de non-linéarités pour améliorer les performances des lasers à impulsions ultra-courtes. Comme nous l'avons évoqué au cours de l'état de l'art établit au chapitre 2, bon nombre de ces méthodes ont d'abord été intégrées aux architectures fibrées. Celles-ci sont, en effet, les plus susceptibles de voir apparaitre de fortes non linéarités liées au confinement important des intensités lumineuses. Cependant cette problématique de limitation par les effets non linéaires est désormais également posée aux architectures laser à base de cristaux solides. Dans cette partie nous évoquerons quelques techniques susceptibles d'être implémentées à nos amplificateurs à fibres cristallines. La simplicité, le coût et la compacité seront les principaux critères étudiés pour justifier les choix que nous avons effectués.

III.3.2.a L'amplification à dérive de fréquence

L'amplification à dérive de fréquence (ou chirped pulse amplification, CPA) [Strickland and Mourou, 1985] constitue la méthode la plus couramment utilisée pour réduire l'impact des effets non-linéaires. C'est en grande partie grâce à elle que des lasers femtoseconde sont aujourd'hui capables d'atteindre des énergies au-delà du Joule [Leemans et al., 2010]. Son principe est basé sur l'utilisation d'éléments dispersifs pour étirer temporellement les impulsions afin d'abaisser les puissances crêtes avant amplification. Les impulsions étirées et amplifiées sont finalement recomprimées en fin de chaine (cf. Figure III-30).

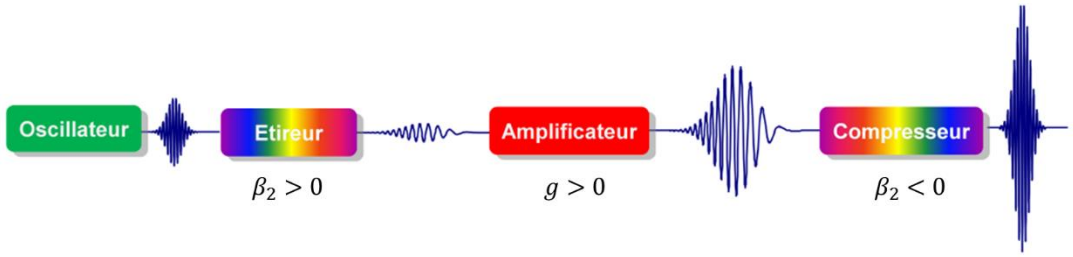


Figure III-30 : Principe de l'amplification à dérive de fréquence (CPA).

Remarque : Le signe de la dispersion induite par l'étireur peut être volontairement choisi de telle sorte que les effets de dispersion et d'automodulation de phase compensent l'étirement. La largeur de l'impulsion diminue alors au cours de l'amplification à cause du phénomène de rétrécissement spectrale par le gain, il s'agit du régime de compression spectrale [Limpert et al., 2005].

Les réseaux de diffraction sont les éléments dispersifs les plus couramment utilisés pour la réalisation d'architectures CPA (cf. Figure III-31). Ils permettent, en effet, d'induire de fortes dispersions pour un encombrement relativement faible. Ce type de dispositif est particulièrement bien adapté l'amplification d'impulsions à large bande spectrale pour lesquelles l'impact de la dispersion (ici d'ordre 2) est élevé.

Dans le cas d'une impulsion Gaussienne en limite de Fourrier, la durée d'impulsions après étirement par effet dispersif d'ordre 2, notée τ varie en fonction de la durée d'impulsion initiale τ_0 selon :

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + \left(4\ln 2 \frac{D_2}{\tau_0^2}\right)^2} \approx 4\ln 2 \frac{D_2}{\tau_0} \qquad \textit{Eq. III-24}$$

Avec D_2 correspondant au paramètre de dispersion d'ordre 2, en ps.nm^{-1}.km^{-1}, directement relié à la dispersion de vitesse de groupe β_2 par la relation :

$$D_2 = -\frac{2\pi}{\lambda^2}\beta_2 \qquad \textit{Eq. III-25}$$

Ainsi pour conserver un facteur d'étirement élevé en régime picoseconde, il est nécessaire de garantir une dispersion d'ordre 2 importante. Or, la phase d'ordre 2, notée φ_2, introduite par les réseaux est proportionnelle au nombre de traits d au carré, et à la distance L entre les réseaux [Walmsley et al., 2001]:

$$\varphi_2 = \beta_2 L = \frac{-\lambda^3 d^2 L}{2\pi c^2 cos^3\theta} \qquad \textit{Eq. III-26}$$

L'obtention d'une forte dispersion d'ordre 2 nécessite donc l'emploi de réseaux présentant une densité de traits d élevée et l'allongement de la distance L. Le coût du dispositif a alors tendance à augmenter et celui-ci perd en compacité. C'est d'autant plus vrai pour la version haute énergie de l'amplificateur à fibres cristallines développée pour le projet Razipol qui opère en régime picoseconde, ou les faibles largeurs spectrales (de l'ordre de 1 nm en entrée du système basse cadence) rendent difficile l'obtention de forts facteurs d'étirement et de compression.

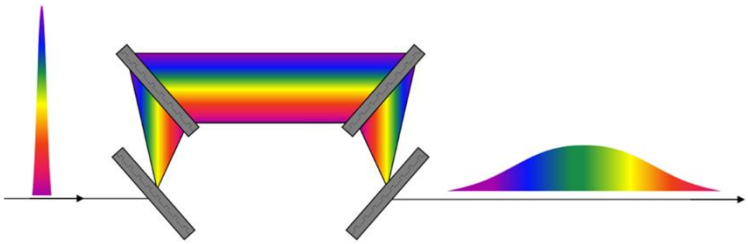


Figure III-31 : Dispositif à dispersion temporelle réalisé au moyen de réseaux de diffraction (il s'agit ici d'un étireur à dispersion négative, notamment employé pour générer de la compression spectrale au cours de l'amplification).

III.3.2.b Les techniques de combinaison cohérente

Le concept de combinaison cohérente de faisceaux initialement utilisé en régime continu a rapidement démontré de fortes potentialités pour répondre aux problématiques de limitations en puissances crête en régime d'impulsions ultra-courtes. Cette méthode consiste à redistribuer spatialement ou temporellement les intensités crêtes avant l'amplification puis à les recombiner constructivement après amplification. On distingue ainsi deux types de méthodes, la combinaison cohérente à division spatiale et la combinaison cohérente à division temporelle[61] (cf. figure III-32):

- La division spatiale autorise l'amplification de N faisceaux de manière indépendante. Chaque bras opère ainsi loin de ses limites en performances que ce soit en termes de gain, ou de non-linéarité. Après recombinaison, le faisceau contient alors l'énergie totale délivrée par les N amplificateurs. Cette disposition en parallèle permet une augmentation des performances à la fois en puissances crêtes mais également en puissance moyenne. En revanche, dans la plupart des cas, l'implémentation de systèmes actifs d'asservissement de la phase sont coûteux et souvent complexes à mettre en place. On notera tout de même des réalisations récentes de systèmes passifs intégrant notamment un interféromètre de Sagnac [Daniault, 2012].

[61] Divided Pulse Amplification (DPA) en anglais.

- La division temporelle consiste, quant à elle, à diviser une impulsion en N répliques dans le domaine temporelle. Aucune séparation spatiale n'est réalisée et l'ensemble des répliques est contenu dans un unique faisceau. L'implémentation d'un tel dispositif permet de gagner en simplicité et en robustesse. Cependant les distorsions de phase (intégrale B) ont tendance à perturber les efficacités de recombinaison limitant la montée en performance[62].

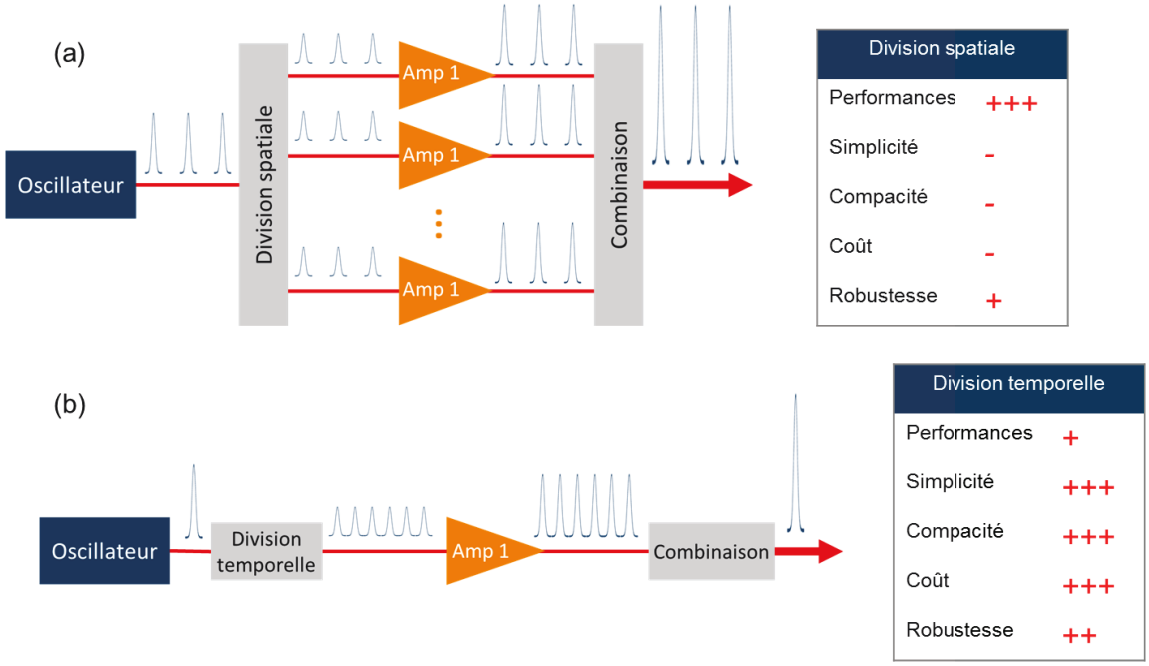


Figure III-32 : Schémas de principe des systèmes de combinaison cohérente à division spatiale (a) et temporelle (b).

III.3.3 Implémentation du dispositif d'amplification à impulsions divisées

L'amplification par division temporelle est basée sur la génération de répliques temporelles séparées par polarisation, elles est introduite pour la première fois en 2007 pour l'amplification d'impulsions picosecondes dans une fibre active [Zhou et al., 2007].

Les mécanismes de division temporelle

La division temporelle des impulsions peut être réalisée au moyen de deux types de dispositifs utilisant soit des lignes à retard équipée de polariseurs, soit des cristaux (fortement) biréfringents (cf. figure III-33).

- Dans le cas de la ligne à retard le processus de séparation temporelle à lieu en deux temps. Un premier polariseur permet de créer deux répliques de polarisations croisées séparées spatialement. L'une des répliques ainsi créée acquiert un retard par rapport à l'autre en passant par le bras plus long de l'interféromètre. Enfin le second polariseur permet de superposer spatialement les faisceaux. Il en résulte deux impulsions distinctes, de polarisations croisées et de même énergie divisée (à priori par

[62] Nous y reviendrons dans la partie consacrée au DPA.

deux par rapport l'impulsion initiale) séparées temporellement mais confondues en un seul et même faisceau.

- L'utilisation de cristaux biréfringents permet de s'affranchir de la séparation spatiale. La division temporelle est ici introduite par biréfringence. Lorsqu'une impulsion polarisée linéairement traverse le cristal biréfringent à 45° de ses axes propres, les composantes de la polarisation situées à 0 et 90° vont se propager à des vitesses de groupe différentes et générer deux répliques de même énergie séparées temporellement.

Les processus de division temporelle comme décrits ci-dessus peuvent être cascadés pour générer 2^k répliques, ou k représente le nombre de lignes à retard ou de cristaux biréfringents utilisés suivant la méthode employée[63]. Le délai introduit par chaque bloc de séparation temporelle doit alors augmenter ou diminuer progressivement. Le dispositif de division temporelle à base de cristaux biréfringents est plus simple à mettre en œuvre et permet de générer facilement de faibles délais. En revanche, la nature non-linéaire des cristaux biréfringents tel que l'YVO_4, généralement utilisés, peut constituer une limitation à forte puissance crête.

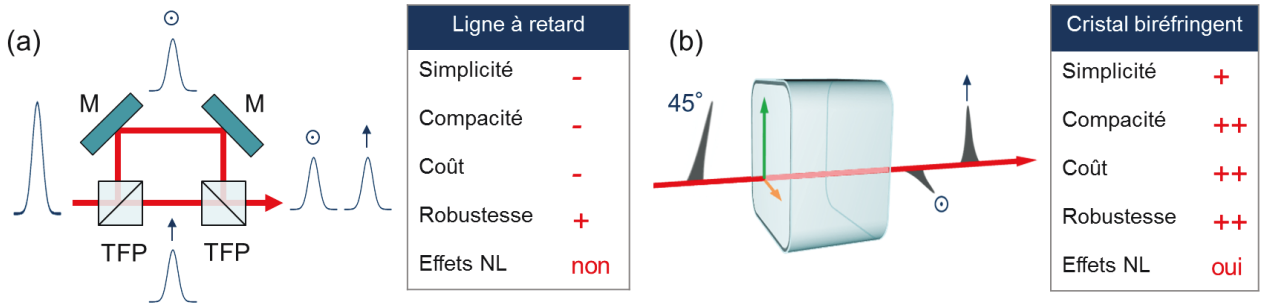


Figure III-33 : Architectures des systèmes de combinaison cohérente à division temporelle par séparation spatiale (a) ou par un cristal biréfringent (b).

Les mécanismes de recombinaison

La méthode de recombinaison la plus couramment employée consiste à faire tourner la polarisation des répliques de 90° avant de les renvoyer vers le même système qui a servi à la division. Les composantes s'étant propagées sur l'axe rapide à l'aller se propagent sur l'axe lent au retour et vis-versa. La recombinaison a donc lieu de manière complètement passive et autorise une compensation de facto parfaitement accordée. La combinaison cohérente à division temporelle comme décrite ici est de plus particulièrement bien adaptée aux architectures double passage telles que celles que nous souhaitons réaliser cf. figure III-34).

[63] Ces techniques peuvent également être combinées.

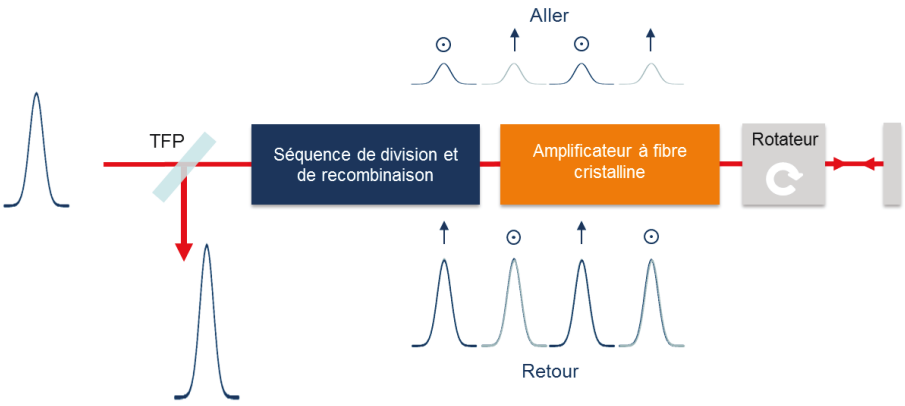


Figure III-34 : Principe de la combinaison temporelle passive en aller et retour associée à un amplificateur à double passages.

Efficacité de recombinaison

Dans tout système de combinaison il existe des sources de pertes qui affectent l'efficacité globale du processus. Ces pertes peuvent être d'origines spatiales ou temporelles.

- Lors de la phase de recombinaison, si la rotation de 90° n'est pas parfaite ou s'il existe des différentiels entre les phases spatiales des différentes répliques, cela crée une projection imparfaite de l'état de polarisation du faisceau recombiné sur l'axe réfléchissant du polariseur ce qui contribue à faire chuter l'efficacité de recombinaison. La part de puissance, dont la projection est colinéaire à la polarisation d'entrée, est transmise par le polariseur. Ces « pertes » sont retranscrites dans le terme d'efficacité spatiale, notée $\eta_{spatial}$. De plus ces pertes se propagent en sens inverse en direction de l'oscillateur source. L'implémentation d'un isolateur optique placé en entrée de système doit être envisagée afin d'évacuer la portion de puissance non recombinée. Ces pertes « spatiales » peuvent être mesurées via le polariseur de l'isolateur optique.

- Les baisses d'efficacité de recombinaison temporelles se traduisent quant à elles par l'apparition d'impulsions parasites non resynchronisées. Des impulsions satellites apparaissent de part et d'autre de l'impulsion combinée. Ces pics résiduels sont causés par le décalage de la polarisation des répliques amplifiées par rapport à l'axe neutres (lent ou rapide) qu'elles sont censées emprunter lors de la phase de recombinaison. Ces répliques parasites proviennent du fait que la partie mal polarisée a alors tendance à se (re)dupliquer au passage de chaque bloc de combinaison (cristal biréfringent ou ligne à retard) au lieu de se recombiner. A leur arrivée sur le polariseur d'extraction celles-ci sont reparties équitablement sur les voies constructives et destructives du dispositif de combinaison. L'évaluation de la contribution temporelle de l'efficacité de recombinaison $\eta_{temporel}$ s'effectue par l'analyse du profil temporel sur la voie du recombiné en mesurant le ratio entre l'impulsion principale et les pics parasites.

L'efficacité globale de combinaison est ainsi définie comme le produit $\eta_{spatial}$ x $\eta_{temporel}$.

III.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons mis en évidence la nécessité de développer une nouvelle gamme de fibres cristallines permettant de tirer le meilleur parti des performances des diodes laser de haute brillance dans l'optique de générer de forts gains. Des simulations de gain ont ensuite été effectuées pour définir l'architecture globale de nos amplificateurs à fibres cristallines. Nous avons mis en évidence les avantages d'une architecture multi-étages permettant de répartir la charge thermique et garantir le maintien de la qualité de faisceau au cours de l'amplification. Nous avons par la suite présenté les limitations susceptibles de dégrader les performances de nos amplificateurs. Selon la version considérée, haute ou basse cadence, nous ne serons pas confrontés aux mêmes problématiques.

La limitation des distorsions spatiales induites thermiquement constitue le principal challenge à relever pour la réalisation de la version haute cadence de notre amplificateur. Pour répondre à cette problématique, sur chaque étage d'amplification nous devrons adapter avec précision le taux de dopage, la puissance de pompe ou encore les tailles de faisceau pour optimiser le compromis efficacité d'amplification/qualité de faisceau. Nous avons également présenté l'intérêt du pompage à 969 nm pour réduire la charge thermique et monter en puissance moyenne. On s'attend finalement à faire évoluer l'architecture initialement définie à l'issue de nos calculs de gain (cf. Figure III-20) vers une version permettant de réduire la charge thermique. En ce sens, il nous sera par exemple possible de réduire le taux de dopage sur le deuxième étage et de compenser la baisse d'efficacité en optant pour une configuration double passage (cf. Figure III-35).

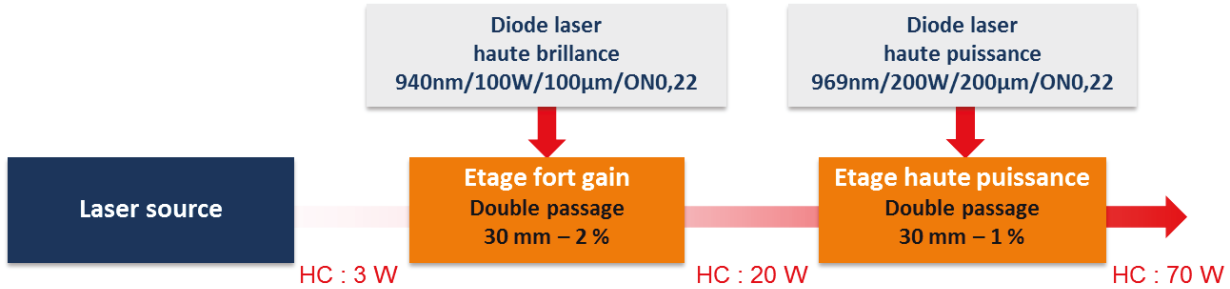


Figure III-35 : Architecture alternative pour la version haute cadence (HC).

Pour la version basse cadence, ce sont les puissances crêtes et les effets non-linéaires associés qui limiteront la montée en énergie. Nous avons ainsi présenté différentes techniques permettant de repousser le seuil des non-linéarités et susceptibles d'être intégrées facilement à notre amplificateur. Nous avons mis en évidence la parfaite compatibilité des techniques de combinaison cohérente à division temporelle à la réalisation d'amplificateurs à fibre cristalline simples, robustes et compactes. Pour faciliter son intégration à l'architecture de l'amplificateur basse cadence, nous opterons finalement pour un deuxième étage en configuration double passage. Le taux de dopage pourra dans ce cas également être réduit pour limiter les effets thermiques (cf. Figure III-36).

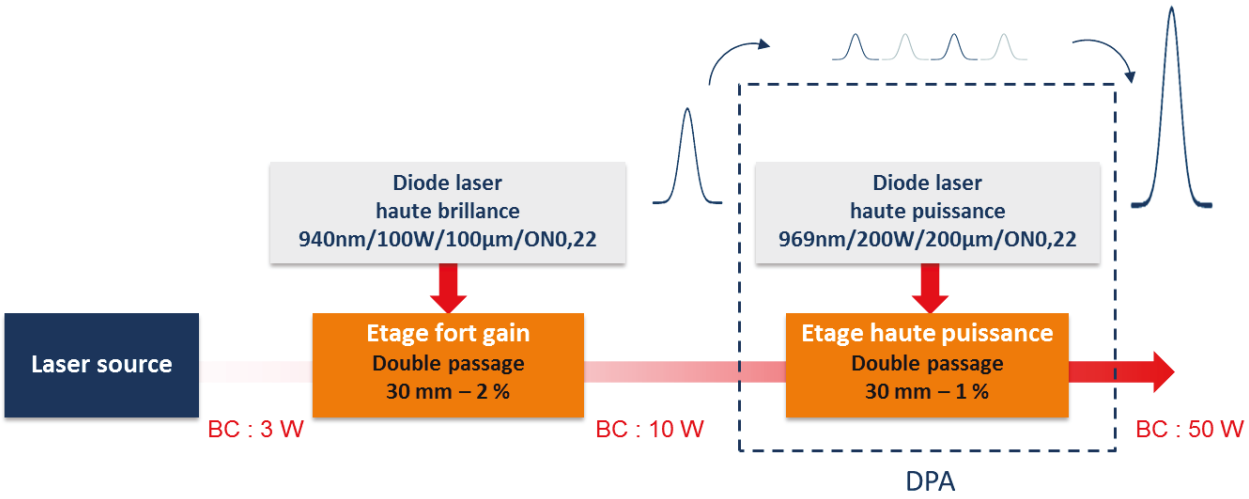


Figure III-36 : Architecture pour la version basse cadence (BC) équipé du dispositif de DPA.

Les chapitres suivants sont consacrés aux réalisations expérimentales dédiées au développement des amplificateurs à fibres cristallines. Nous explorerons les limites en puissance moyenne de l'amplificateur haute cadence et les limites en énergie du système basse cadence. Nous évoquerons également les phases d'intégration et les problématiques qui y sont associées.

CHAPITRE IV :

Amplificateur femtoseconde à haute cadence

IV. AMPLIFICATEUR FEMTOSECONDE A HAUTE CADENCE

Nous détaillons ici le développement expérimental de l'amplificateur à fibres cristallines haute cadence (20 MHz). L'objectif est d'amplifier une source laser de faible puissance moyenne (< 2 W) pour atteindre une puissance supérieure à 70 W en polarisation cylindrique (radiale ou azimutale) tout en conservant des durées d'impulsions inférieures à 800 fs. Nous verrons que le maintien de la qualité de faisceau au cours de l'amplification constitue ici le principal challenge à relever. Nous étudierons expérimentalement la compatibilité de la géométrie fibre cristalline avec l'amplification de faisceaux à polarisation cylindrique. Enfin nous évoquerons la phase d'intégration qui nous a permis de transformer notre amplificateur « version laboratoire » en un système compact et stable, utilisable par les partenaires du projet. En ce sens nous y avons également intégré un dispositif de modulation temporelle nécessaire aux applications de micro-usinage visées. Celui-ci sera présenté à la fin de ce chapitre.

TABLE DES MATIERES

IV. Amplificateur femtoseconde à haute cadence 100

IV.1 Architecture globale 102

IV.2 Performances obtenues 103

IV.2.1 Amplificateur fort gain (étage 1) 103

IV.2.1.a Dispositif expérimental 103

IV.2.1.b Résultats expérimentaux 104

IV.2.2 Amplificateur de forte puissance (étage 2) 106

IV.2.2.a Dispositif expérimental 106

IV.2.2.b Comparaison des configurations de pompage à 940 nm et 969 nm 107

IV.2.2.c Intérêt du faible taux de dopage 111

IV.2.2.d Configuration double passage 113

IV.2.2.e Synthèse 114

IV.2.3 Amplificateur à polarisation cylindrique (étage 3) 115

IV.2.3.a Conversion de polarisation 115

IV.2.3.b Dispositif expérimental 116

IV.2.3.c Résultats expérimentaux 117

IV.2.4 Amplificateur en polarisation linéaire 118

IV.2.4.a Choix effectués 118

IV.2.4.b Résultats expérimentaux 120

IV.2.5 Conclusion et perspectives 121

IV.3 Phase d'intégration 122

IV.3.1 Enjeux 122

IV.3.2 Performances obtenues 123
IV.3.3 Conclusion 124
IV.4 Modulation temporelle des impulsions 124
IV.4.1 Le modulateur acousto-optique 124
IV.4.1.a Principe de fonctionnement 124
IV.4.1.b Limitations 126
IV.4.2 La solution envisagé pour l'architecture globale 128
IV.4.3 Dispositif choisi pour l'amplificateur à fibre cristalline 129
IV.4.3.a Principe de fonctionnement 129
IV.4.3.b Equipement 130
IV.4.4 Démonstration expérimentale 131
IV.4.4.a Dispositif expérimental 131
IV.4.4.b Preuve de principe 132
IV.4.4.c Limitations du dispositif 133
IV.4.5 Synthèse 135
IV.5 Conclusion et perspectives 135

IV.1 Architecture globale

Le préamplificateur haute cadence du projet Razipol est basé sur une architecture de type MOPA constituée d'un oscillateur femtoseconde à base d'Yb:KGW et d'un amplificateur composé de 3 étages à base de fibres cristallines d'Yb:YAG (cf. Figure IV-1).

La source laser impulsionnelle a été réalisée par le partenaire suisse Lumentum. Il s'agit d'un oscillateur femtoseconde à verrouillage de modes passif par SESAM. Le milieu amplificateur à base d'Yb:KGW qu'il intègre permet de générer des impulsions ultracourtes d'une durée de 350 fs et présentant un spectre d'une largeur de 3,45 nm centré autour de 1031 nm. Le produit temps-fréquence qui en découle est proche de la limite de Fourier, à savoir 0,35. Ces impulsions sont délivrées à la cadence fixe de 20 MHz et la puissance moyenne du signal atteint 1,5 W. Le faisceau généré présente un M^2 inférieur à 1,1.

La source est adaptée d'un système industriel et présente donc l'avantage d'être extrêmement robuste et stable, avec des variations de puissance inférieures à 1 % RMS sur plusieurs heures d'utilisation. En revanche, la biréfringence thermique[64] caractéristique des cristaux d'Yb:KGW conduit à la génération d'un faisceau présentant un taux d'ellipticité élevé d'environ 50 %. Pour compenser cette ellipticité, deux lentilles cylindriques ont été placées à la sortie de l'oscillateur. Le taux d'ellipticité est ainsi réduit à moins de 20 %. L'oscillateur est par ailleurs protégé des retours de lumière parasite par un isolateur optique. La puissance réellement injectée dans notre amplificateur est alors de l'ordre de 1 W.

Les caractéristiques de l'oscillateur source sont résumées dans le tableau IV-1.

Puissance moyenne	1,5 W (1,1 W exploitable)
Etat de polarisation	linéaire
Energie par impulsion	85 nJ
Durée des impulsions	350 fs
Taux de répétition	20 MHz
Longueur d'onde centrale	1031 nm
Largeur spectrale à mi-hauteur	3,45 nm
M^2	< 1,1

Table IV-1 : Caractéristiques de l'oscillateur femtoseconde Yb:KGW.

L'amplificateur est composé de trois étages d'amplification à fibres cristallines implémentés en cascade (cf. Figure IV-1). Les performances de chaque étage ont été optimisées en jouant sur les paramètres des diodes de pompe (puissance et qualité spatiale), les caractéristiques du milieu à gain (longueur et dopage) et la configuration d'amplification (simple ou double passage).

- Le premier étage d'amplification opère en régime de fort gain. Nous démontrerons expérimentalement l'intérêt de l'avoir équipé d'une diode de forte brillance et d'une fibre cristalline de faible longueur avec un dopage élevé.

[64] C'est-à-dire présentant des valeurs de conductivité thermique différentes selon l'axe de cristal considéré.

- Le deuxième étage opère en régime de plus forte extraction. Pour réduire la charge thermique et maintenir la qualité de faisceau au cours de l'amplification, nous étudierons les bénéfices du pompage à 969 nm.
- Le dernier étage est précédé du convertisseur de polarisation et opère donc en polarisation cylindrique. Nous verrons que l'emploi d'une diode brillante permet ici de conserver une bonne efficacité d'extraction en configuration simple passage, imposée par l'état de polarisation cylindrique.

Pour obtenir des performances en puissance moyenne plus marquantes, il nous sera possible de repasser en régime de polarisation linéaire par la simple suppression du convertisseur de polarisation et des pertes qu'il introduit.

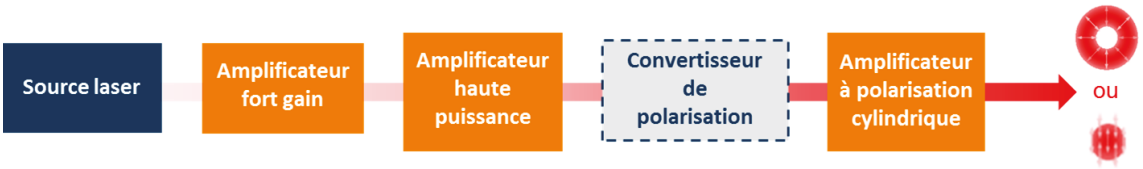


Figure IV-1 : Architecture globale de l'amplificateur haute cadence.

Les performances visées sont rappelées dans le tableau IV-2. Bien que l'amplificateur à fibres cristallines développé ici ait pour objectif premier celui de jouer le rôle de source d'injection pour l'amplificateur à disque mince, il peut être considéré d'ores et déjà comme un système complet. En effet, un tel système est intéressant pour les applications de marquage à haute cadence. Nous ne nous sommes donc pas simplement contentés d'atteindre les objectifs fixés par le projet mais nous avons également exploré les limites de notre système.

Puissance moyenne	70 W
Etat de polarisation	Radiale/Azimutale
Durée des impulsions	< 1 ps
Taux de répétition	20 MHz
Longueur d'onde centrale	1030 nm
M^2	< 1,1

Table IV-2 : Performances visées pour l'amplificateur à fibre cristalline pour la version haute cadence.

IV.2 Performances obtenues

IV.2.1 Amplificateur fort gain (étage 1)

IV.2.1.a Dispositif expérimental

Le premier étage d'amplification est conçu pour générer un fort gain, en ce sens nous avons opté pour une configuration à double passage qui emploie une diode laser de pompe NLight de forte luminance. Cette dernière délivre une puissance optique de 120 W à la longueur d'onde de 940 nm via une fibre de

couplage présentant un diamètre de cœur de 200 µm et une ouverture numérique de 0,17([65]). La face de sortie de la fibre de transport de la diode est imagée dans la fibre cristalline, quelques millimètres après la face d'entrée, sur un spot de 400 µm de diamètre. Placé en amont, un isolateur optique protège l'oscillateur en empêchant les retours de signal parasite. Après avoir traversé un atténuateur ajustable, composé d'une lame demi-onde et d'un polariseur, le faisceau signal est focalisé dans le cristal sur un diamètre de 400 µm. La position longitudinale de la lentille de focalisation pourra être légèrement ajustée pour optimiser l'efficacité d'amplification. Un miroir dichroïque permet de superposer les faisceaux signal et pompe le long de l'axe de symétrie de la fibre cristalline. Un aller-retour dans la lame quart d'onde placée à la sortie de la fibre cristalline permet de tourner la polarisation de 90° et d'extraire le signal doublement amplifié par réflexion sur le polariseur placé en entrée. Le miroir de retour est placé au niveau du col de signal formé par la lentille thermique qui se forme lors du pompage (à puissance maximale), ceci permettant de symétriser l'aller et le retour.

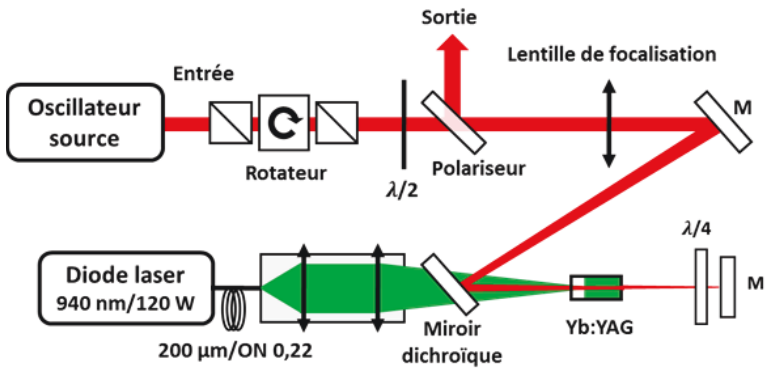


Figure IV-2 : Dispositif expérimental de l'amplificateur double passage fort gain.

IV.2.1.b Résultats expérimentaux

Deux fibres cristallines différentes ont été testées sur ce premières étage, une fibre cristalline dite « standard » de 40 mm de long et dopée 1 at. % et une fibre cristalline optimisée présentant une longueur de 30 mm et un taux de dopage de 2 at. %.

Remarque : Avec la fibre de 30 mm dopée 2 at. % le col de signal formé par la lentille thermique se situe très proche de la face de sortie de la fibre cristalline (typiquement à une dizaine de mm celle-ci). Pour réaliser le second passage dans la fibre cristalline et faciliter son alignement, on utilise un miroir concave déporté de quelques centimètres pour ré-imager le signal.

La figure IV-3(a) présente les puissances moyennes obtenues en simple et double passage en fonction de la puissance de pompe pour les différentes fibres cristallines testées. Pour une puissance de signal injectée de 1,1 W ([66]), la fibre cristalline optimisée (30 mm - 2 at. %) permet de générer, à puissance de pompe maximale, une puissance moyenne de 9,2 W en simple passage et 21,3 W en double passage. Le gain double passage généré est alors de 19 et l'efficacité d'extraction atteint près de 17 %. En régime de faible extraction (< 20 %), la configuration double passage présente donc un réel intérêt pour le gain et

[65] Les diodes plus brillantes telles que les BWT ou la JDSU (cf. Table III-2) n'étaient, au moment de ces expériences pas encore approvisionnées. La diode NLight reste cependant légèrement plus brillante que la diode DILAS (200 W à 969 nm également utilisé lors du développement du système haute cadence.

[66] Puissance de signal exploitable après les pertes occasionnées par l'ensemble des éléments optiques précédant l'entrée de la fibre cristalline.

l'efficacité. Par rapport à la fibre cristalline standard (40 mm - 1 at. %), les puissances moyennes générées avec la fibre cristalline optimisée, respectivement obtenues en simple et double passage, sont supérieures de 76 et 40 %. Ceci démontre le net avantage à employer une fibre plus courte et plus dopée en régime de fort gain (> 10). La figure IV-3 (b) présente les gains simple et double passage obtenus pour différentes puissances de signal injectées. Le gain double passage maximal obtenu atteint 320 pour une puissance injectée de 100 mW, contre 50 en simple passage. La configuration double passage est donc d'autant plus intéressante lorsque l'on injecte de faibles puissances signal.

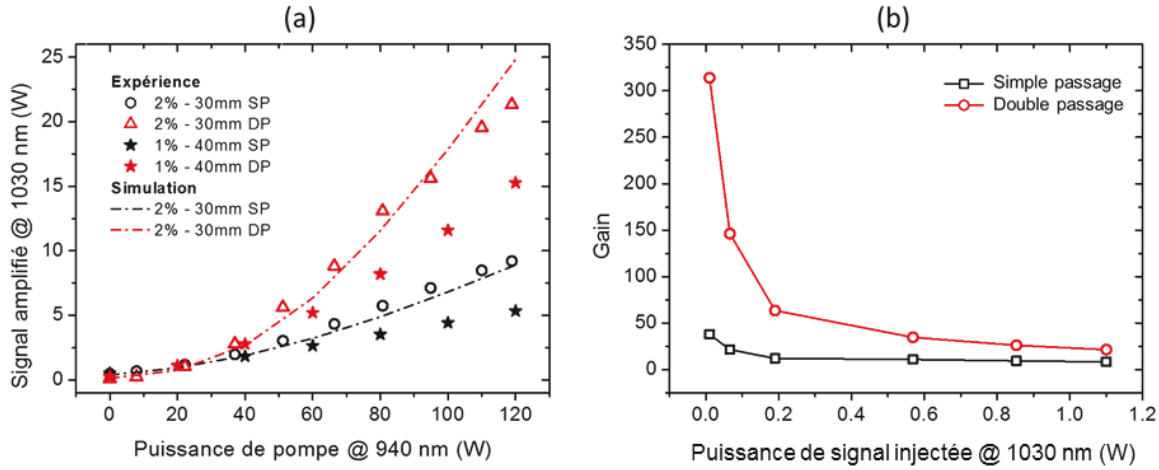


Figure IV-3 : Puissance moyenne amplifiée en simple et double passage pour 1,1 W de signal injecté (a). Gain en fonction de la puissance de signal injectée pour la fibre cristalline optimisée (b). SP : Simple passage, DP : Double passage.

Malgré une charge thermique relativement élevée, autour de 11 W, la mesure de M^2 traduit une excellente qualité spatiale avec un faisceau pratiquement en limite de diffraction avec des valeurs de 1,09 et 1,11. L'astigmatisme et l'ellipticité sont par ailleurs très faibles traduisant une homogénéité quasi parfaite de l'évacuation thermique.

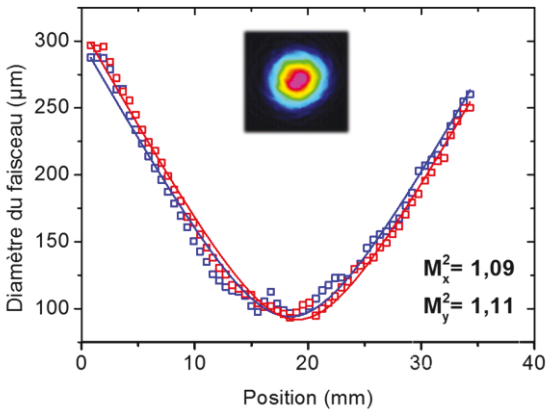


Figure IV-4 : Caustique du faisceau amplifié à 21,3 W. Insert : profil de faisceau champ proche.

Les performances obtenues avec ce premier étage n'indiquent aucune limitation liée à la charge thermique. En revanche, le rétrécissement spectral, induit par le fort gain, limite la durée des impulsions générées. Après amplification la mesure d'autocorrélation, présentée sur la figure IV-5(b), révèle une largeur temporelle de 530 fs en considérant un profil temporel en sécante hyperbolique, soit un élargissement d'environ 70 % par rapport aux impulsions injectées.

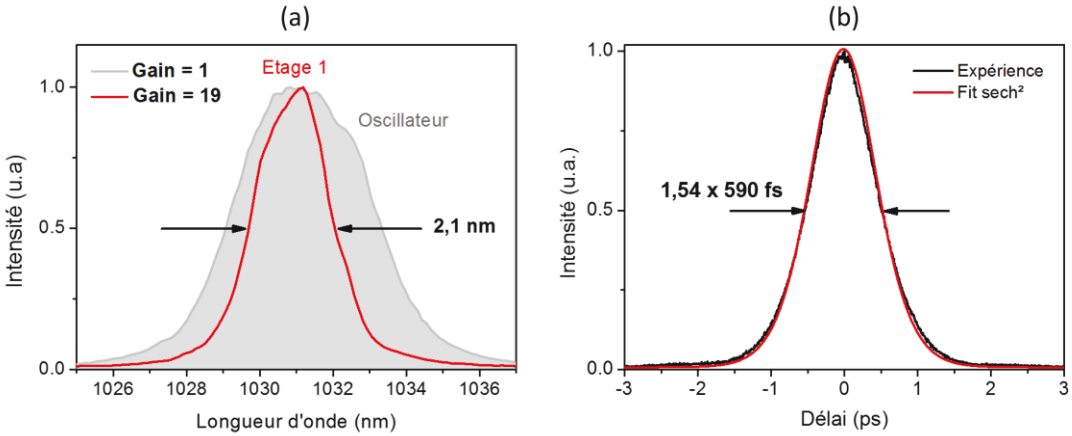


Figure IV-5 : Profil spectral (a) et trace d'autocorrélation (b) des impulsions amplifiées.

Ce type d'architecture simple et compacte a inspiré le développement d'amplificateurs intégrés désormais commercialisés par la société Fibercryst. Ils sont notamment parfaitement adaptés à l'amplification directe de sources laser impulsionnelles de faibles puissances de type oscillateur (1 à 5 W typiquement) pour atteindre des puissances moyennes typiquement comprises entre 10 et 50 W.

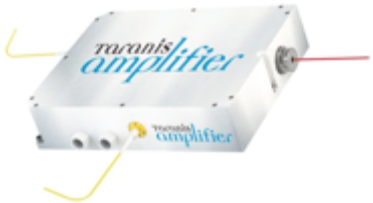


Figure IV-6 : Module d'amplification développé par Fibercryst.

IV.2.2 Amplificateur de forte puissance (étage 2)

IV.2.2.a Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental du deuxième étage d'amplification est identique à celui utilisé sur le premier étage, il s'agit d'un amplificateur double passage (voir Figure IV-7). L'objectif est ici d'atteindre des puissances moyennes supérieures à 50 W. La puissance de signal exploitable en entrée de système est de 15 W. Les caractéristiques optiques du faisceau incident sont décrites dans la table IV-3.

Puissance moyenne	15 W
Etat de polarisation	linéaire
Energie par impulsion	750 nJ
Durée des impulsions	600 fs
Taux de répétition	20 MHz
Longueur d'onde centrale	1031 nm
Largeur spectrale à mi-hauteur	2,1 nm
M^2	< 1,1

Table IV-3 : Caractéristiques du faisceau laser injecté.

Compte-tenu de l'efficacité optique-optique typiquement observée dans ce type d'amplificateur, on estime qu'une puissance de pompe de 200 W doit nous permettre d'atteindre nos objectifs en termes de puissance moyenne. Contrairement au dispositif précédent, il est ici crucial de porter une grande considération aux effets thermiques. Pour cela nous avons décidé d'étudier le pompage à 969 nm comme alternative au pompage classique à 940 nm. Une étude comparative des deux configurations de pompage a été effectuée et est présentée dans la section suivante (IV.2.2.b). Toujours pour des considérations thermiques, nous avons également étudié l'intérêt d'un taux de dopage faible e.g. 1 at. %, même si nos simulations numériques préconisaient, vis-à-vis de l'optimisation du gain, un taux de dopage de 4 at. % (IV.2.2.c).

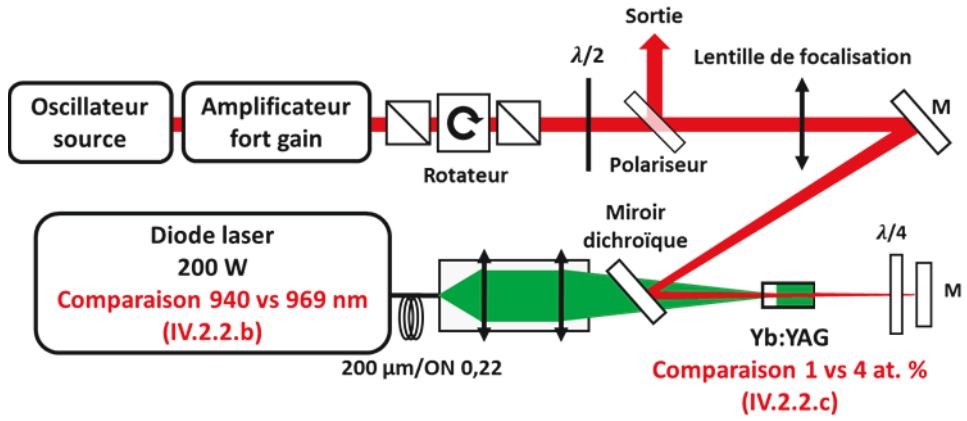


Figure IV-7 : Dispositif expérimental de l'amplificateur haute puissance. En rouge les tests effectués sur le dispositif.

IV.2.2.b Comparaison des configurations de pompage à 940 nm et 969 nm

Les résultats présentés sur la figure IV-8, ont été obtenus en configuration simple passage et avec une fibre cristalline de 40 mm de long, dopée 1 at. %. Nous avons d'abord comparé les performances obtenues pour une puissance de pompe de 200 W. Les diodes laser employées (à 969 nm ou 940 nm) sont similaires, elles présentent toutes deux un diamètre de fibre de 200 µm et une ouverture numérique de 0,22. Il est important de noter que le taux d'absorption est pratiquement identique pour les deux longueurs d'ondes, il atteint environ 98 % dans les deux cas. Comme le montre la figure IV-6, la courbe noire, associée au pompage à 940 nm, présente, à partir de 120 W de pompe, un net fléchissement par rapport à la courbe bleue, associée au pompage à 969 nm. La puissance moyenne générée en pompant à 940 nm semble saturer autour de 40 W alors qu'elle croit quasi linéairement jusqu'à 50 W dans le cas du pompage à 969 nm. Dans de telles conditions d'injection et de puissance de pompe, l'utilisation du pompage à 969 nm permet donc d'extraire environ 10 W de plus qu'à 940 nm. A 969 nm, le gain simple passage atteint alors 3,5 pour une efficacité d'extraction de 20 %.

L'écart en performances entre les deux configurations de pompage peut s'expliquer de la façon suivante :

- L'échauffement induit par le pompage à 940 nm est plus élevé qu'à 969 nm. L'agitation thermique est accentuée et le peuplement des sous-niveaux d'énergie dégrade de manière plus importante les sections efficaces d'émission à 1030 nm. De 0 à 200 W de puissance de pompe, on estime qu'elle décroit d'environ 15 % à 940 nm, contre seulement 5 % à 969 nm.
- La lentille thermique est bien sûr également plus importante à 940 nm qu'à 969 nm. Le taux de recouvrement signal/pompe à donc tendance à être moins bon à 940 nm ([67]).

[67] A noter qu'il est possible de pré-compenser les variations de taille de faisceau induites par la lentille thermique en injectant un faisceau légèrement divergent (voir Partie IV.2.4.a).

Les courbes pointillées qui apparaissent sur la figure IV-8 représentent les simulations effectuées avec le code présenté dans la partie III.1.2.a. Les résultats donnés par le calcul numérique semblent en accord avec l'expérience. Néanmoins, dans le cas du pompage à 940 nm, on remarque un écart important sur les derniers points entre les données numériques et expérimentales pour les fortes puissances de pompe. Ce désaccord est attribué aux dégradations spatiales du faisceau observées à forte puissance de pompe.

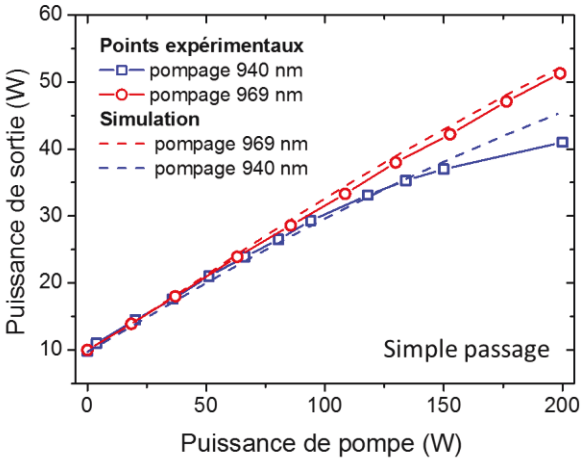


Figure IV-8 : Puissance moyenne amplifiée en simple passage dans le cas d'un pompage à 940 nm et 969 nm (jusqu'à 200 W) pour 15 W de signal injecté.

Cette étude comparative a été étendue aux plus fortes puissances de pompe, supérieures à 200 W. Les résultats présentés ici ont été obtenus au cours d'expériences réalisées dans le laboratoire de l'IFSW[68]. L'architecture reste la même, l'amplificateur opère en configuration simple passage et les caractéristiques de la fibre cristalline sont identiques au dispositif précèdent. Les diodes laser de pompe présentent des caractéristiques spatiales identiques, elles sont toutes deux équipées d'une fibre de couplage de 600 µm de diamètre présentant une ouverture numérique de 0,22. Elles délivrent 450 et 625 W de puissance optique pour des spectres d'émission respectivement centrés autour de 940 et 969 nm. La source laser utilisée ici pour fournir le signal à amplifier est un oscillateur à disque mince à verrouillage de modes en phase assisté par SESAM. Elle délivre une puissance maximale de 21 W à 1030 nm avec des impulsions de 1 ps émises à la cadence de 30 MHz.

La figure IV-9 présente les puissances moyennes générées en fonction de la puissance de pompe pour les deux configurations de pompage (969 nm et 940 nm) à différentes puissances d'injection (10 et 21 W). On peut ici clairement voir que l'emploi du pompage à 969 nm permet d'obtenir de bien meilleures efficacités qu'à 940 nm. Pour 450 W de et 21 W de signal injecté, la pente d'efficacité obtenue à 969 nm atteint 24 % alors qu'elle n'est que de 20 % à 940 nm. En pompant à 969 nm, une puissance moyenne de 160 W a été obtenue pour 21 W de signal injecté et une puissance de pompe de 625 W.

[68] Celles-ci ont été réalisées par Michael Eckerle, doctorant à l'IFSW.

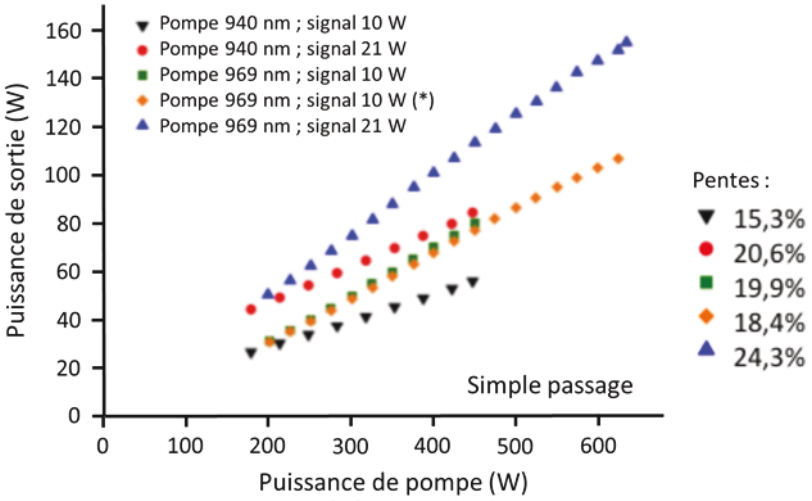


Figure IV-9 : Puissance moyenne amplifiée en simple passage dans les cas d'un pompage à 940 nm et 969 nm (jusqu'à 625 W) pour 15 W de signal injecté. (*) Points correspondant à la dernière série de test, mesurés après observation d'un léger dommage sur la face de sortie de la fibre cristalline.

Une étude du taux dépolarisation pour de fortes puissances de pompe a également été menée. Elle est présentée sur la figure IV-10. Le pompage à 969 nm permet de réduire significativement le taux de dépolarisation par rapport au pompage à 940 nm. A la puissance de pompe de pompe 450 W, il est 18 % plus faible à 969 nm qu'à 940 nm. Il est important de noter que le module à fibre cristalline utilisé ici présente un taux de dépolarisation intrinsèque (sans pompage) anormalement élevé de 3,5 % comparé au standard des modules commercialisés par Fibercryst (typiquement inférieur à 0,5 %). Cette étude nous permet tout de même d'effectuer une comparaison relative.

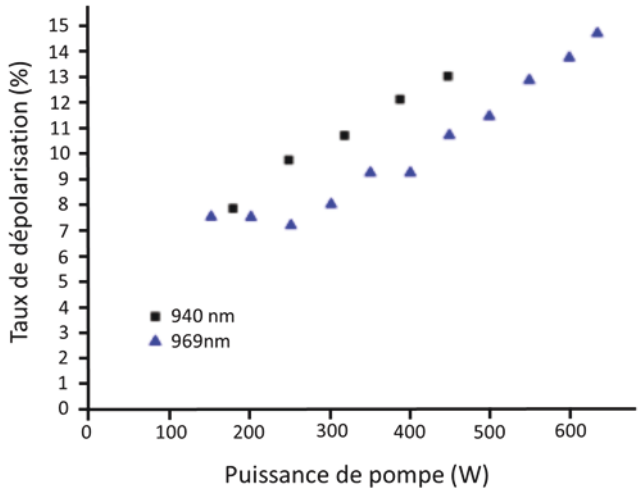


Figure IV-10 : Taux de dépolarisation mesurés en simple passage dans le cas d'un pompage à 940 nm et 969 nm pour 15 W de signal injecté.

Le comportement spatial du faisceau amplifié en fonction de la longueur d'onde de pompage a enfin été étudié. Des mesures de M^2 ainsi qu'une analyse des profils spatiaux le long des caustiques ont été réalisées, elles sont présentées sur la figure IV-11. Les caustiques, obtenues pour une puissance de pompe de 450 W,

présentées en figure IV-11 (a) et (b) correspondent respectivement aux pompages à 940 nm et 969 nm. Le pompage à 969 nm semble induire une diminution de l'astigmatisme et des distorsions spatiales vis-à-vis du pompage à 940 nm. Le pompage à 940 nm fait en particulier apparaitre des profils fortement elliptiques en champ lointain. La figure IV-11 (c) présente l'évolution des profils de faisceau le long de la caustique pour une puissance de pompe 625 W à 969 nm. A une telle puissance de pompe, et malgré le pompage à 969 nm, la qualité de faisceau se dégrade. Le rebond qui apparait sur la caustique après le col est caractéristique d'une charge thermique trop importante et des aberrations spatiales qui en découlent.

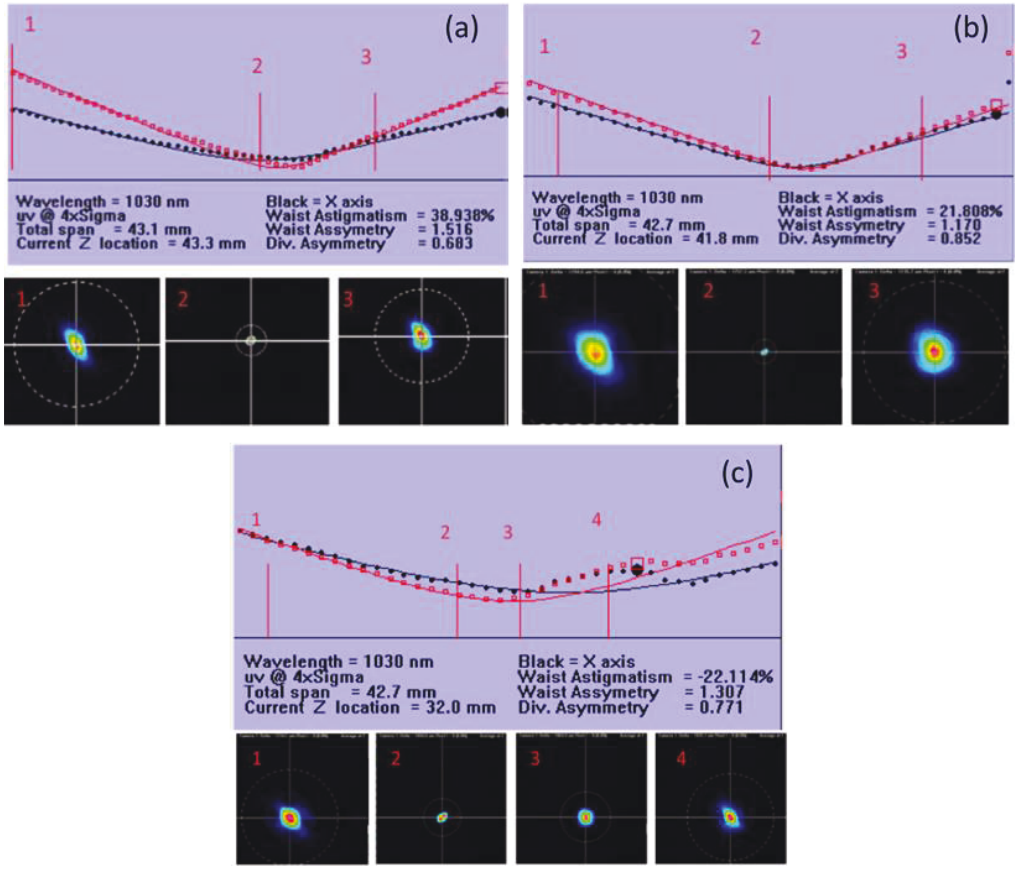


Figure IV-11 : haut : Profils spatiaux et caustiques en simple passage dans le cas d'un pompage à 940 nm (a) et 969 nm (b) pour 15 W de signal injecté et pour 450 W de pompe. (c) Profils spatiaux et caustique en simple passage dans le cas d'un pompage à 969 nm pour 15 W de signal injecté pour 625 W de pompe.

Cette étude expérimentale, nous a permis de mettre clairement en évidence l'intérêt du pompage à 969 nm pour réduire la charge thermique et son impact sur l'efficacité d'amplification et la qualité de faisceau. Il permet, d'une part, de maintenir plus efficacement les valeurs de sections efficaces du milieu amplificateur grâce à une charge thermique plus faible, ce qui permet d'accroitre les performances de nos amplificateurs notamment en matière de puissance moyenne générée par rapport au pompage à 940 nm. D'autre part, il permet un meilleur maintien de la qualité de faisceau au cours de l'amplification. Pour des puissances de pompe élevées supérieures à 400 W, le pompage à 969 nm limite les dégradations spatiales du faisceau. On aura cependant du mal à maintenir la qualité de faisceau au-delà de 600 W de pompe, y compris à 969 nm. Dans la partie suivante, nous montrerons que malgré l'emploi du pompage 969 nm, l'utilisation de fibres cristallines au dopage réduit peut s'avérer nécessaire pour limiter les distorsions spatiales.

IV.2.2.c Intérêt du faible taux de dopage

On cherche ici à déterminer l'impact du taux de dopage sur les performances de l'amplificateur. La figure IV-12 (a) compare les puissances moyennes générées en configuration simple passage avec un module faiblement dopé (40 mm – 1 at. %) et un module fortement dopé (30 mm – 4 at. %). Les tailles de faisceaux signal employées sont identiques pour chaque module, 400 µm, pour un spot de pompe de 500 µm, soit un ratio de 0,8. La source de pompage opère à 969 nm et génère une puissance optique de 200 W couplée dans une fibre de 200 µm ouverte à 0,22. La source d'injection est réalisée par le premier étage d'amplification à fibre cristalline présenté précédemment (voir Table IV-1). A pleine puissance de pompe, la fibre cristalline plus dopée (4 at. %) permet de générer 60 W soit environ 10 W de plus qu'avec la fibre cristalline standard (40 mm – 1 at. %). L'augmentation du dopage (de 1 vers 4 at. %) permet ici d'améliorer l'efficacité d'extraction d'environ 5 %. Les résultats expérimentaux obtenus semblent en bon accord avec nos simulations numériques, représentées en pointillées. On notera tout de même un léger décrochage entre les courbes simulées et expérimentales, à forte puissance de pompe, dans le cas du module dopé 4 at. %. Bien qu'il soit difficile d'en donner une interprétation certaine, on peut sans doute mettre en cause les effets thermiques (dépolarisation, distorsion spatiale) induits par la concentration de chaleur générée dans les premiers millimètres du cristal fortement dopé. A noter que les taux d'absorption sont relativement proches d'un module à l'autre : 95 % pour le module dopé 1 at. % et 98 % pour le module dopé 4 at. %. L'observation des caustiques obtenues à puissance de pompe maximale permet d'appuyer une telle interprétation. Les figures IV-12 (b) et (c) présentent respectivement les caustiques obtenues avec les modules dopés 4 et 1 at. %. A fort dopage, le signal amplifié fait apparaitre en champ lointain, des profils spatiaux creusés, en forme de « donuts », caractéristiques des aberrations causées par la lentille thermique. Les facteurs de qualité M^2 calculés sont également bien plus élevés dans le cas du fort dopage. Les valeurs obtenues sont néanmoins à considérer avec précautions puisque calculées à partir d'une approximation gaussienne souvent difficile à ajuster avec la caustique expérimentale. Par ailleurs, les taux de dépolarisation mesurés à puissance de pompe maximale affichent des valeurs normales autour de 2 % dans les deux cas étudiés.

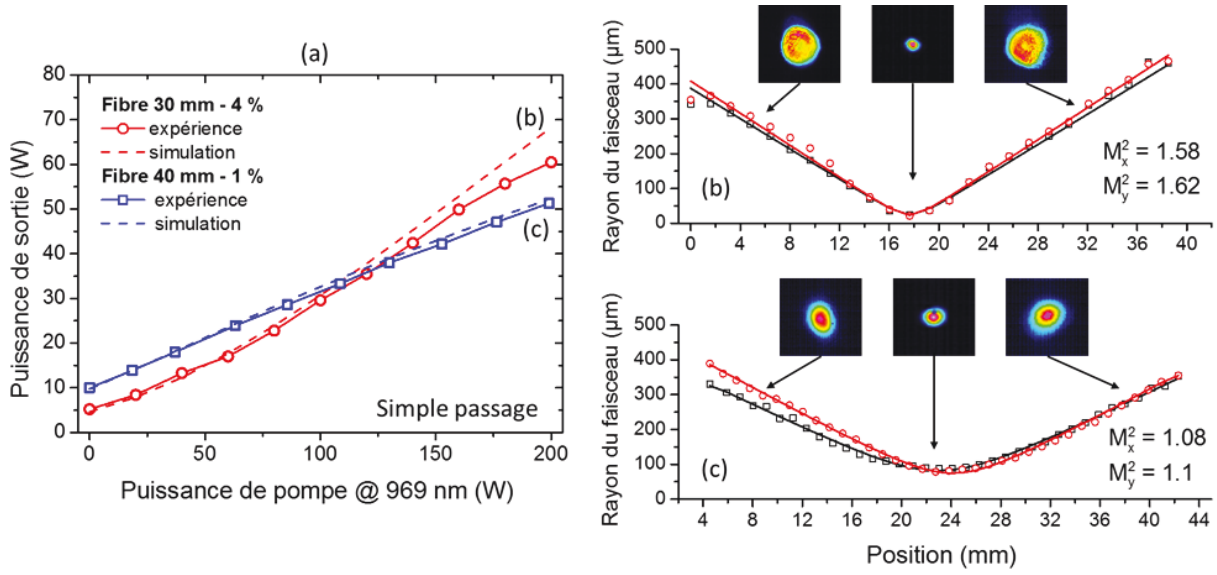


Figure IV-12 : Comparaison des performances obtenues avec le pompage à 969 nm pour une fibre cristalline « standard » faiblement dopée (40 mm, 1 at. %) et une fibre cristalline fortement dopée (30 mm, 4%). Puissances amplifiées en simple passage (a). (b) et (c) Qualité de faisceau à pleine puissance de pompe respectivement obtenue avec le module dopé 4 % (b) et 1 % (c).

Pour étudier les conditions d'apparition des distorsions spatiales observées avec la fibre cristalline fortement dopée (30 mm – 4 at. %), nous avons fait varier les paramètres de puissance de pompe et d'injection puis étudié leur impact sur la qualité de faisceau. Les figures IV-13 (a) et (b) montrent l'évolution du facteur de qualité M^2 en fonction de la puissance de pompe (a) et du signal injecté (b) respectivement. Comme attendu, à mesure que l'on augmente la puissance de pompe, les valeurs de M^2 ont tendance à augmenter, passant d'une valeur d'environ 1,05 pour une puissance de pompe nulle à une valeur comprise entre 1,45 et 1,75 à puissance de pompe maximale. Lorsque l'on diminue la puissance de pompe, on diminue non seulement la charge thermique, mais on abaisse également le gain. On jouant sur la puissance de signal injectée, seul le gain varie[69], la charge thermique reste pratiquement constante. Pour obtenir, avec la fibre (30 mm – 4 at. %), un faisceau de qualité comparable à celui obtenu avec le module standard (40 mm – 1 at. %) à pleine puissance de pompe, il faut réduire drastiquement le niveau d'injection. Une puissance de signal injectée de 1 W nous permet de conserver une excellente qualité de faisceau avec un M^2 autour de 1,1. Dans ces conditions le gain généré est d'environ 10.

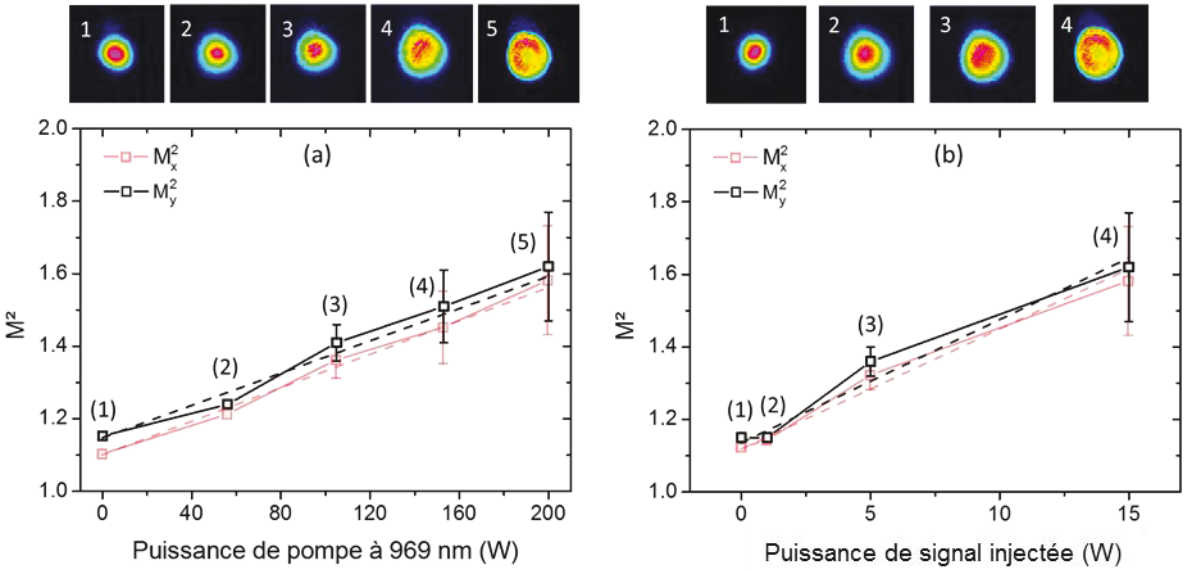


Figure IV-13 : Evolution du facteur de qualité M^2 en fonction de la puissance de pompe (a) et de la puissance injectée (b).

Cette comparaison, nous a permis de démontrer l'intérêt de réduire le taux de dopage pour conserver la qualité spatiale du faisceau généré à la sortie d'amplificateurs à faible gain (< 10). L'excellente qualité de faisceau obtenue avec le module dopé 1 at. % nous permet d'envisager un deuxième passage. Les résultats obtenus en double passage sont décrits dans la partie suivante.

[69] Pour des forts dopages, comme ici, on néglige le phénomène désaturation de l'absorption à la longueur d'onde de pompe par l'injection de puissances signal plus élevées.

IV.2.2.d Configuration double passage

Après un premier passage, 50 W de puissance moyenne ont été générés pour une efficacité d'extraction de l'ordre de 20 %. Une bonne partie de la puissance stockée lors du pompage reste donc à extraire. Pour effectuer un second passage dans le milieu amplificateur, on insère une lame quart d'onde et un miroir plan à la sortie de la fibre cristalline, de manière analogue au premier étage d'amplification décrit dans la partie IV.2.1. La figure IV-14 (a) montre les puissances générées en simple et double passage en fonction de la puissance de pompe. Le second passage dans le cristal permet d'extraire 22 W supplémentaires, la puissance moyenne en sortie d'amplificateur atteint 72 W. Le gain double passage atteint alors 4,8 et l'efficacité optique-optique est d'environ 30 %, ce qui est relativement élevé pour ce type d'architecture à cristal solide. La figure IV-14 (b) montre les gains générés et les efficacités d'extraction obtenues en fonction de la puissance de signal injectée. Pour une puissance injectée de 2 W, l'efficacité d'extraction chute à 16 %, pour un gain de 17. L'allure de la courbe bleue laisse à penser qu'une puissance d'injection plus élevée permettrait sans doute d'accroitre encore l'efficacité d'extraction de l'amplificateur.

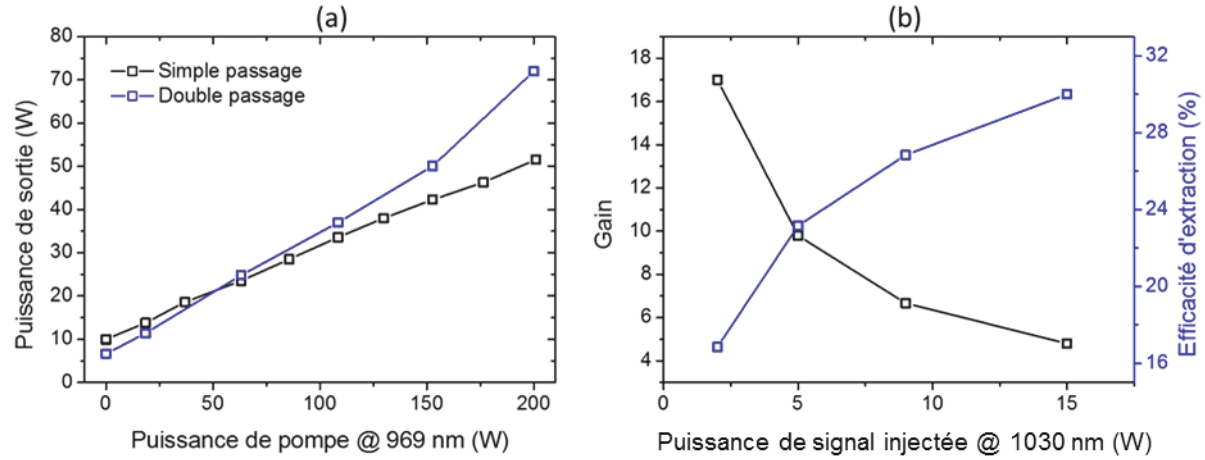


Figure IV-14 : Puissance moyenne amplifiée en simple passage et double passage avec 200 W de puissance de pompe à 969 nm pour une puissance de signal injectée de 15 W (a). Evolution du gain en double passage et de l'efficacité d'extraction en fonction de la puissance de signal injectée (b).

La qualité du faisceau amplifié a également été étudiée. La figure IV-15 présente les mesures de M^2 effectuées à puissance de pompe maximale ainsi que les profils spatiaux observés le long de la caustique. Les figures (a) et (b) diffèrent par l'orientation de la polarisation incidente du faisceau signal à l'entrée de l'amplificateur (avant le premier passage). En effet au cours de nos expériences nous avons remarqué qu'en modifiant l'orientation de la polarisation du faisceau incident grâce à une lame demi-onde placée à l'entrée de la fibre cristalline, il était possible d'améliorer la qualité spatiale du faisceau amplifié. Par ce biais, il nous était possible de compenser presque parfaitement l'astigmatisme et l'ellipticité du faisceau amplifié. En contrepartie on observe une légère augmentation du taux dépolarisation qui atteint environ 3,5 % et qui se traduit par une légère baisse de puissance de l'ordre de 2 W en sortie d'amplificateur. La rotation de la polarisation en entrée d'amplificateur permet a priori de compenser plus efficacement les effets thermiques dans le système. Dans ces conditions, à puissance de pompe maximale, et après deux passages dans le cristal, le faisceau présente une excellente qualité spatiale avec un M^2 inférieur à 1,2 dans les deux directions.

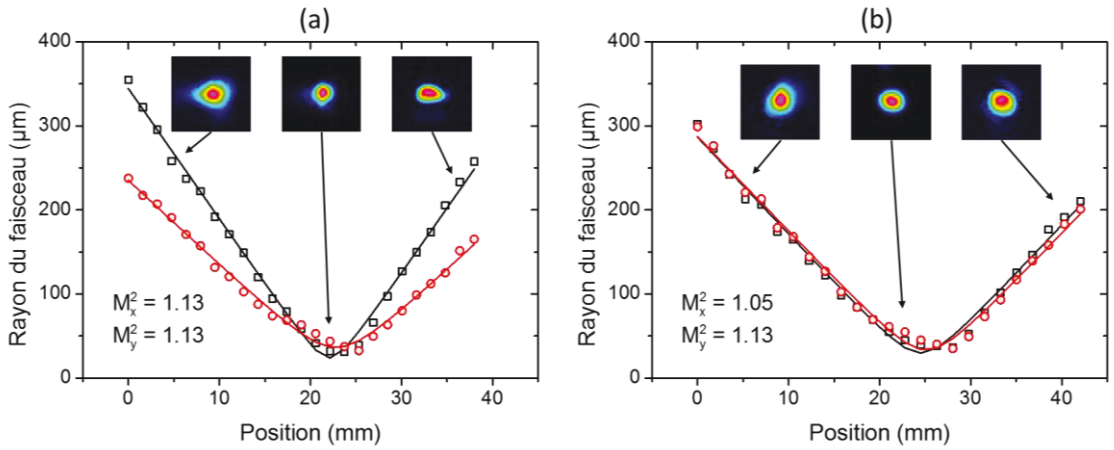


Figure IV-15 : Mesure de M^2 et profils spatiaux à puissance de pompe maximale (200 W) sans (a) et avec compensation de l'astigmatisme (b).

La figure IV-16 présente le profil spectral (a) et la trace d'autocorrélation (b) des impulsions amplifiées. La largeur spectrale est à nouveau réduite sous l'effet du gain, elle atteint 1,9 nm. Par conséquent la durée des impulsions augmente et présente une largeur à mi-hauteur de 709 fs (en assumant un profil temporel en sécante hyperbolique). L'énergie des impulsions obtenues en sortie d'amplificateur est de 3,6 µJ pour une puissance crête de 5 MW.

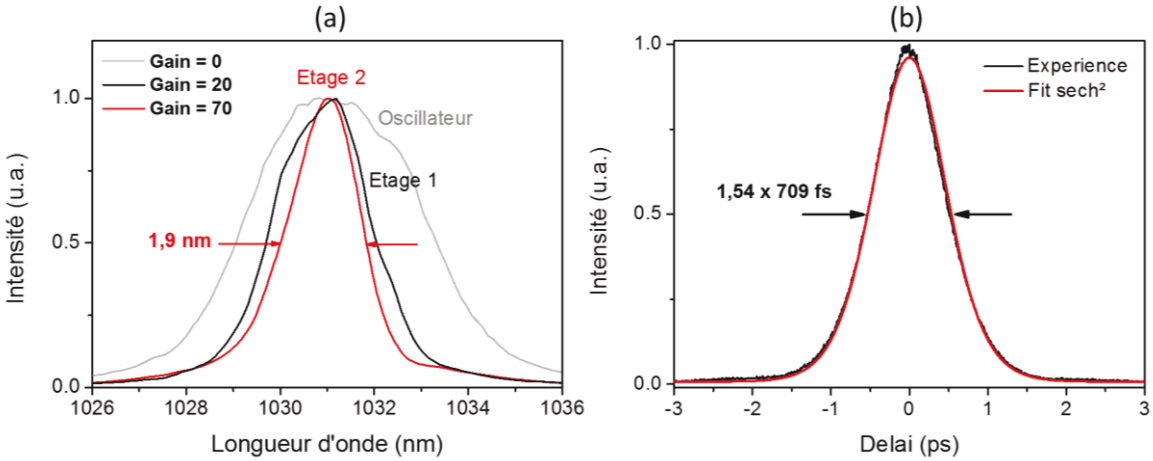


Figure IV-16 : Mesure des spectres (a) et de la trace d'autocorrélation des impulsions amplifiées (b).

IV.2.2.e Synthèse

Notre système amplificateur à fibres cristallines se compose désormais de deux étages d'amplification :

- Un premier étage fort gain équipé d'une diode brillante et d'un module à fort dopage (2 at. %), qui délivre une puissance moyenne d'environ 20 W.
- Un deuxième étage de forte puissance équipé d'une diode haute puissance à 969 nm et d'un module à faible dopage (1 at. %) qui délivre une puissance de 70 W en limitant les dégradations du profil spatial.

Les performances obtenues à ce stade de développement sont résumées en figure IV-17.

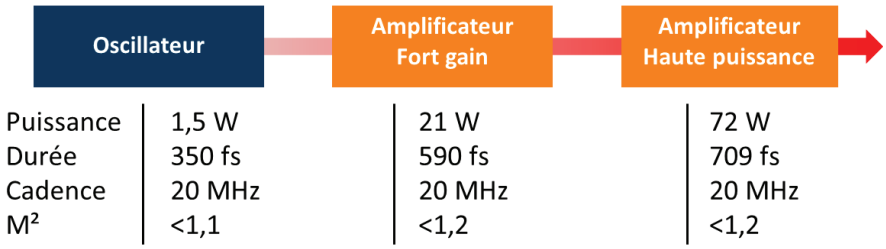


Figure IV-17 : Performances obtenues sur les deux premiers étages d'amplification.

On rappelle ici l'objectif du projet Razipol d'obtenir 70 W de puissance moyenne en polarisation cylindrique, radiale ou azimutale. Nous choisissons de placer le convertisseur de polarisation après les deux premiers étages d'amplification. Ce choix nous permet d'implémenter la configuration double passage, nécessitant une polarisation linéaire, sur nos deux premiers étages d'amplification pour atteindre efficacement une forte puissance moyenne. La partie suivante est consacrée à la conversion de polarisation et à l'implémentation d'un amplificateur à fibre cristalline opérant en polarisation cylindrique pour compenser les pertes introduites par la conversion.

IV.2.3 Amplificateur à polarisation cylindrique (étage 3)

IV.2.3.a Conversion de polarisation

Le convertisseur de polarisation utilisé au cours de nos expériences a été développé à l'IFSW. Il s'agit d'une lame demi-onde segmentée. Chaque segment de lame demi-onde présente une orientation spécifique de ses axes neutres. Cet assemblage de 8 segments de lame demi-onde permet de tourner localement les composantes de la polarisation incidente (linéaire) pour former un faisceau à polarisation cylindrique. En tournant le convertisseur de 90°, il est possible de passer d'une polarisation radiale à une polarisation azimutale [70]. Cette technologie, relativement simple à mettre en œuvre, présente en revanche l'inconvénient d'induire d'importantes pertes. Les effets de diffraction induits à la jonction des lames d'onde sont importants. Aussi pour obtenir un faisceau de bonne qualité, il est nécessaire de filtrer le halo de diffraction qui se forme autour du faisceau lors de la conversion (voir Figure IV-18). Pour cela, le faisceau est focalisé dans un diaphragme circulaire placé dans le plan focal d'une lentille, de cette façon les hautes fréquences spatiales sont filtrées. Les pertes en puissance moyenne introduites par le dispositif sont typiquement comprises entre 15 et 25 %.

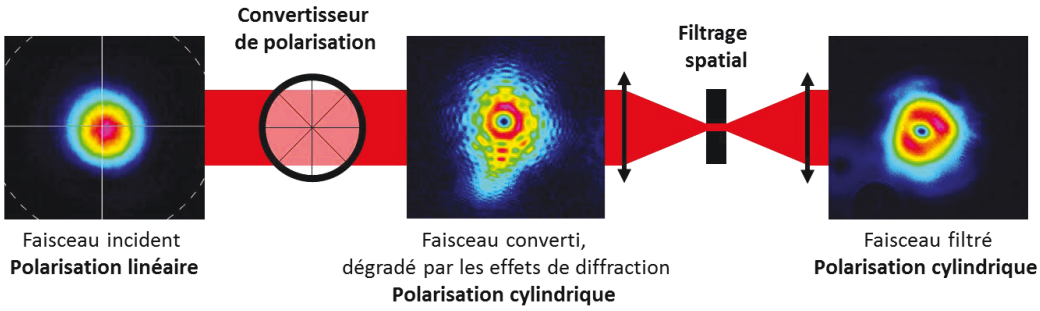


Figure IV-18 : Illustration du dispositif de conversion de polarisation (linéaire vers cylindrique).

[70] Les avantages d'un tel état de polarisation, vis-à-vis des faisceaux polarisés linéairement ou circulairement pour les applications de micro-usinage, ont été présentés dans le chapitre I (Partie I.4).

Expérimentalement, avec 70 W de signal polarisé linéairement, la puissance moyenne obtenue après conversion et filtrage spatial est de 55 W, soit environ 20 % de pertes. Pour obtenir une puissance moyenne supérieure à 70 W en régime de polarisation cylindrique, nous avons implémenté un étage d'amplification supplémentaire, décrit dans la partie suivante.

IV.2.3.b Dispositif expérimental

L'amplification de faisceau à polarisation cylindrique interdit l'emploi de la configuration double passage. Le dernier étage d'amplification opère donc en simple passage. Dans une telle configuration, pour obtenir de bonnes efficacités d'amplification, un bon recouvrement spatial entre le signal et la pompe est primordial. Nous avons donc choisi d'employer une diode de pompe de forte brillance. Celle-ci délivre une puissance optique de 120 W couplée dans une fibre optique de 200 µm présentant une ouverture numérique de 0,22. On note ici que le rapport puissance injectée sur puissance de pompe est plutôt élevé (environ 45 %), l'intérêt de la configuration double passage aurait donc été de fait limité. Pour répartir efficacement la charge thermique et limiter les distorsions spatiales du faisceau lors de l'amplification, on utilise ici une fibre cristalline faiblement dopée à 1 at. %. En ce sens, le diamètre du spot de pompe est également fixé à 500 µm (plutôt qu'à 400 µm). Le faisceau signal polarisé cylindriquement est focalisé sur un diamètre de 480 µm (mesuré à 4 sigma). Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure IV-19.

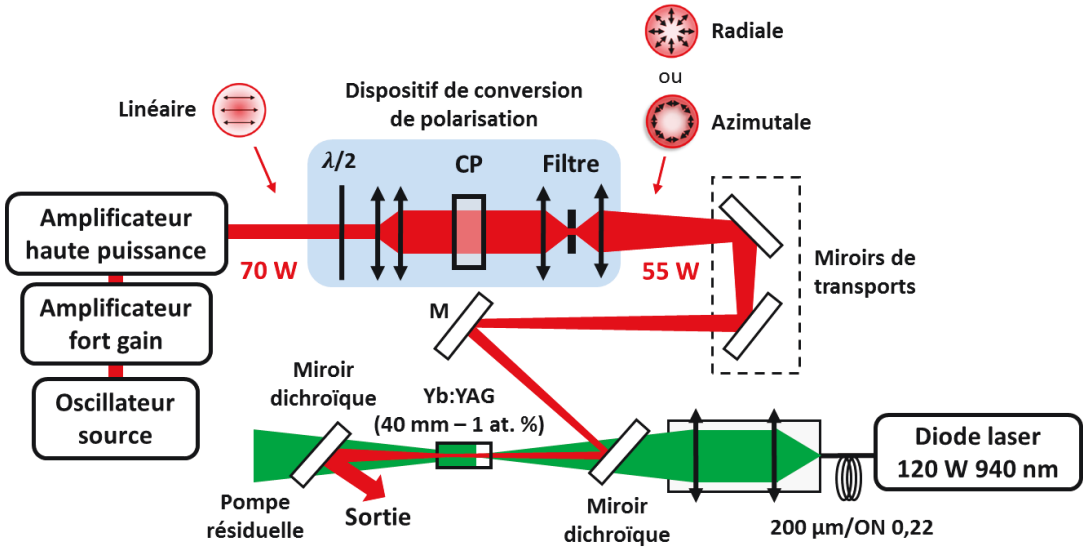


Figure IV-19 : Dispositif expérimental de l'amplificateur de faisceaux à polarisation radiale ou azimutale.

Au cours de nos expériences nous avons pu remarquer une dégradation du faisceau à polarisation cylindrique lors des réflexions sur les miroirs de transport. Pour analyser l'état de polarisation du faisceau, on enregistre les profils d'intensité transmis au travers d'un polariseur. Si la polarisation cylindrique est conservée on observe deux lobes bien séparés, correspondant aux composantes de la polarisation colinéaires à l'axe de transmission du polariseur. Comme le montre la figure IV-20 (a), les composantes de polarisation orientées à 45° (et 135°) sont les plus affectées par les miroirs de transport. En cause, le déphasage introduit par les miroirs entre les composantes s (perpendiculaires au plan d'incidence) et p (parallèles au plan d'incidence) de la polarisation. Sur les axes orientés à 45° du plan d'incidence, l'état de polarisation linéaire évolue vers une polarisation elliptique. Pour limiter cet effet, nous avons d'abord réduit au maximum l'angle d'incidence des miroirs de transport. Puis nous avons ajouté deux lames quarts d'onde l'une derrière l'autre pour pré-compenser le déphasage résiduel induit sur les composantes à 45 et 135° sans altérer l'état de polarisation des composante à 0 et 90° du plan d'incidence [Loescher et al., 2015a]. La figure IV-20 (b) montre les profils d'intensité observés au travers d'un polariseur après réduction et

compensation des effets de dépolarisation. Cette fois, Ils présentent bien deux lobes clairement définis pour les composantes de polarisation orientées à 45° comme à 135°. Ceci traduit donc une nette amélioration de l'état de polarisation cylindrique du faisceau incident. On notera que cette étude a été réalisée sans filtrage préalable du faisceau après conversion de polarisation, ce qui explique la présence de lumière diffractée sur les profils d'intensité présentés.

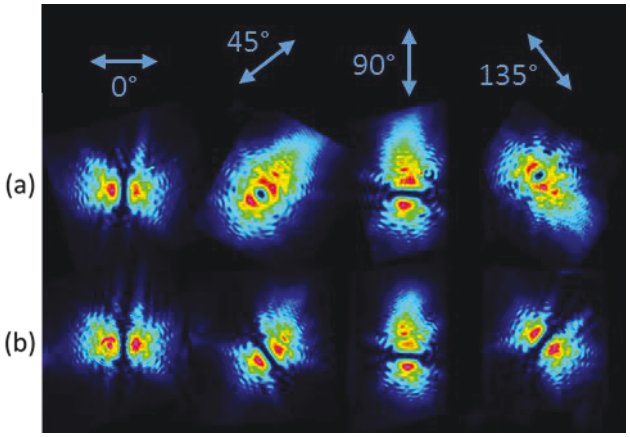


Figure IV-20 : Lobes d'intensité transmis par un analyseur dont l'orientation est indiquée par les flèches bleues, sans (a) et avec compensation du déphasage résiduel (b) induit par les miroirs de transport. Ces images sont enregistrées après les miroirs de transport.

IV.2.3.c Résultats expérimentaux

La figure IV-21 présente les puissances moyennes obtenues après amplification simple passage des faisceaux à polarisation radiale et azimutale. Les courbes associées aux deux types de polarisation présentent une évolution similaire. A la puissance de pompe maximale de 120 W, une puissance moyenne de 85 W a été générée pour une puissance injectée de 55 W. L'efficacité d'extraction correspondante atteint environ 25 %. L'efficacité d'extraction théoriquement accessible avec un faisceau à polarisation linéaire dans une telle configuration se situe autour de 40 %. Cet écart en performance peut s'expliquer par le profil d'intensité spécifique du faisceau à polarisation cylindrique. La zone centrale d'un tel faisceau présente en effet une intensité nulle limitant le taux de recouvrement avec le faisceau de pompe. L'analyse des profils spatiaux en champ lointain montre une légère dégradation du faisceau au cours de l'amplification. Le faible gain a ici tendance à faire apparaitre davantage les effets de distorsion spatiale induits par la lentille thermique.

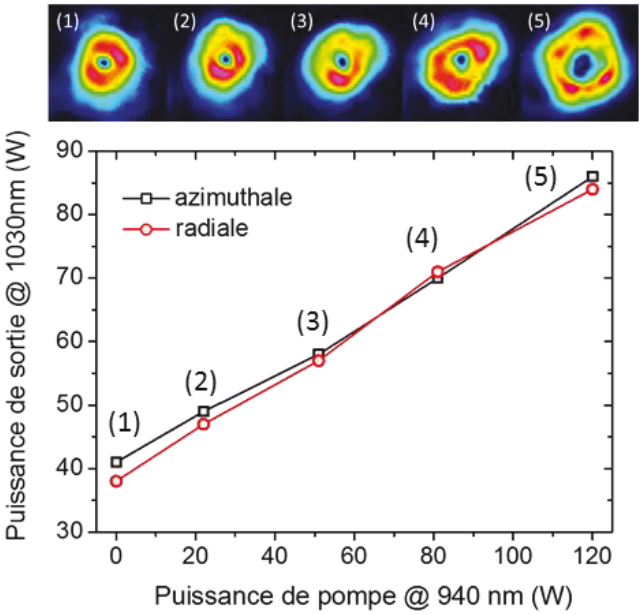


Figure IV-21 : Puissances moyennes obtenues en simple passage en polarisation radiale (rouge) et azimutale (noire).

L'analyse de la polarisation du faisceau traduit néanmoins un bon maintien de l'état de polarisation cylindrique. La figure IV-22 présente les profils d'intensité transmis par le polariseur pour les différents angles d'analyse. Comme évoqué au chapitre précédent, les axes neutres de la biréfringence induite thermiquement dans la fibre cristalline ont en tout point une orientation radiale ou azimutale. C'est pourquoi l'état de polarisation cylindrique du faisceau n'est pas affecté par les effets de dépolarisation lors de l'amplification.

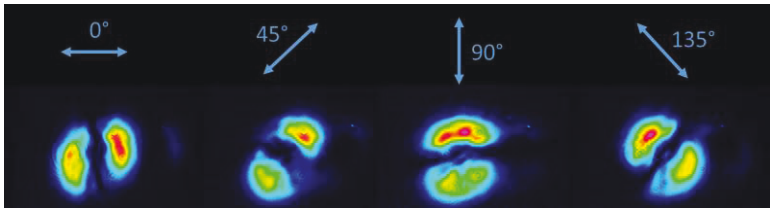


Figure IV-22 : Lobes d'intensité transmis par un analyseur dont l'orientation est indiquée par les flèches bleues, images enregistrées en sortie d'amplificateur.

IV.2.4 Amplificateur en polarisation linéaire

IV.2.4.a Choix effectués

Nous avons enfin étudié les performances de notre amplificateur à fibre cristalline en régime de polarisation purement linéaire pour étudier les limites de notre système en termes de puissance moyenne. Le passage en polarisation linéaire permet en effet de s'affranchir des pertes introduites par le convertisseur de polarisation et d'atteindre potentiellement des puissances moyennes plus élevées. L'architecture du 3ème étage d'amplification reste la même que précédemment, seul le convertisseur de polarisation a été supprimé et l'imagerie du signal réadaptée.

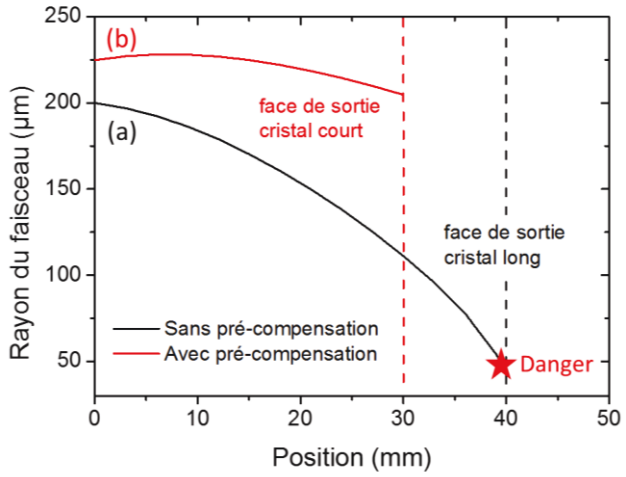
En polarisation linéaire, le phénomène d'auto-focalisation constitue la principale limitation du système. En régime de polarisation cylindrique, l'effet Kerr spatiale est en effet moins important. A puissance équivalente, l'intensité crête d'une distribution Laguerre Gauss 01, caractéristique de la polarisation cylindrique, est environ 1,4 fois plus faible que celle d'une distribution gaussienne, cas correspondant à une polarisation linéaire.

En polarisation purement linéaire, Les puissances crêtes injectées à l'entrée du dernier étage d'amplification atteignent 5 MW pour un deuxième étage opérant à puissance de pompe maximale. En considérant une configuration d'amplification standard (comme décrite sur la figure IV-23 (a)) avec une fibre cristalline de 40 mm de long et dopée 1 at. %. La position du point de focalisation, créée par l'action commune de la lentille thermique et de l'auto-focalisation, est estimée à environ 2 mm de la face de sortie de la fibre cristalline. Une telle configuration présente un fort risque d'endommagement du traitement antireflet du cristal. En régime d'impulsions femtoseconde, la tenue au flux spécifiée est de 1,5 J/cm²([71]).

Pour repousser le seuil de déclenchement du phénomène d'auto-focalisation et éviter la formation de petits faisceaux au niveau de la face de sortie, différents paramètres ont été ajustés :

- La puissance moyenne injectée est limitée à 55 W en diminuant la puissance de pompe sur l'étage 2. La puissance crête des impulsions injectées dans le dernier étage d'amplification est alors réduite à 4 MW.
- Le diamètre du spot signal sur la face d'entrée de la fibre cristalline est légèrement augmenté, il est fixé à 450 µm.
- On imprime au faisceau une légère divergence, estimée à 1,8 mrad, en focalisant le faisceau légèrement avant la face d'entrée de la fibre cristalline. Cette divergence permet de pré-compenser à la fois l'effet de la lentille thermique et celui de la lentille non-linéaire.
- Enfin, la longueur du cristal est réduite de 10 mm en employant une fibre cristalline de 30 mm.

L'évolution des tailles de faisceau en fonction de la configuration choisie est présentée sur la figure IV-23.



	(a)	(b)
Puissance injectée	70 W	55 W
Etat de polarisation	linéaire	linéaire
Durée d'impulsion	700 fs	700 fs
Taux de répétition	20 MHz	20 Mhz
Taille sur la face d'entrée	400 µm	450 µm
Divergence	1,6 mrad	1,8 mrad
Longueur du cristal	40 mm	30 mm

Figure IV-23 : Evolution des tailles de faisceau le long de la fibre cristalline pompée, avec (b) et sans pré-compensation de la lentille non-linéaire (a).

[71] Valeur expérimentale

IV.2.4.b Résultats expérimentaux

La figure IV-24 présente les performances obtenues à la sortie du 3ème et dernier étage d'amplification. A la puissance de pompe maximale de 120 W, une puissance moyenne de 100 W a été générée en injectant 55 W, correspondant à un gain de 1,8. L'énergie par impulsions atteint alors 5 µJ. L'efficacité d'extraction est évaluée à 38 % (voir figure IV-24 (b)), elle est supérieure de 13 % à celle obtenue précédemment en polarisation cylindrique (pour une puissance injectée équivalente de 55 W). L'amplification de faisceau gaussien à polarisation linéaire permet en effet d'obtenir un bien meilleur taux de recouvrement avec le faisceau de pompe.

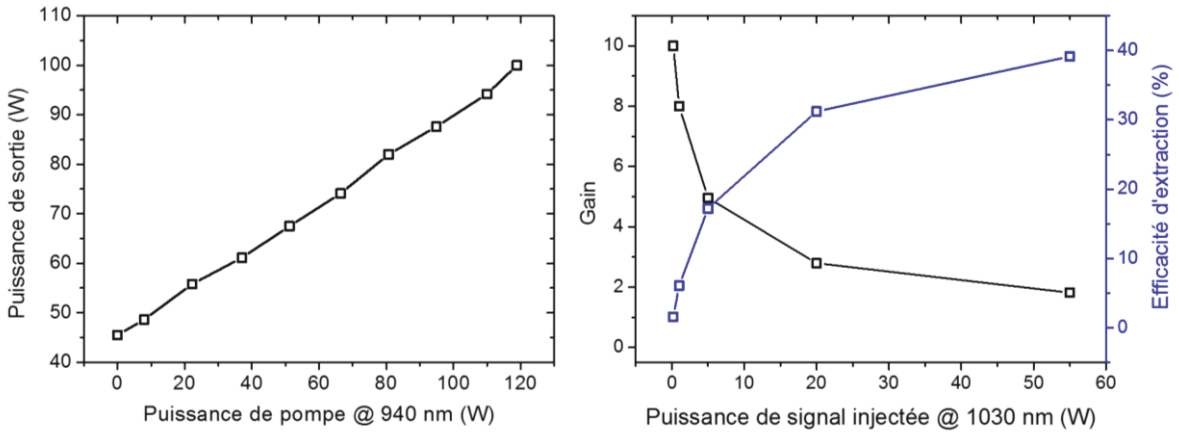


Figure IV-24 : Puissance moyennes obtenues après amplification simple passage.

La qualité spatiale du faisceau amplifié a été analysée (voir figure IV-25). La mesure de M^2 révèle une caustique chahutée et des profils spatiaux faisant apparaitre d'importantes distorsions. Avec une charge thermique estimée à 11 W et un faible gain (inférieur à 2), le cas expérimenté ici se rapproche de celui que nous avons simulé dans la partie III.2.1.b. On y retrouve les mêmes profils en forme de « donuts » et le même halo autour du pic principal dans les zones respectivement situées avant et après le col du faisceau. L'apparition de ces profils spatiaux dégradés s'accompagne d'une augmentation du facteur de qualité M^2 estimé ici à 1,3 dans les deux directions.

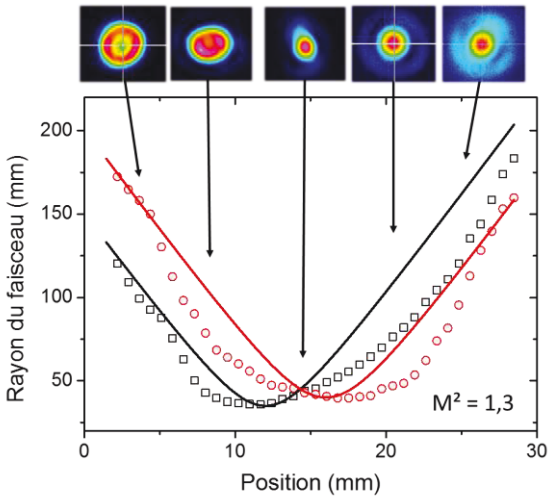


Figure IV-25 : Etude de la qualité spatiale du faisceau amplifié à la puissance moyenne de 100 W.

La figure IV-26 présente la trace d'autocorrélation et le spectre des impulsions obtenues en sortie d'amplificateur. Pour 100 W de puissance moyenne générée, la durée des impulsions est estimée à 750 fs pour une largeur de spectre à mi-hauteur de 1,7 nm. En considérant un produit temps/largeur spectrale de 0,35, correspondant à celui des impulsions délivrées par l'oscillateur. La durée des impulsions théoriquement atteignable en sortie d'amplificateur est évaluée à 730 fs. Preuve que la qualité temporelle des impulsions n'est pratiquement pas affectée par l'amplification (ni par la dispersion car les amplificateurs sont relativement courts, ni par la phase non-linéaire Kerr). Malgré l'absence de système d'étirement temporel, l'intégrale B accumulée par les impulsions reste faible, elle est estimée à 1,8 rad.

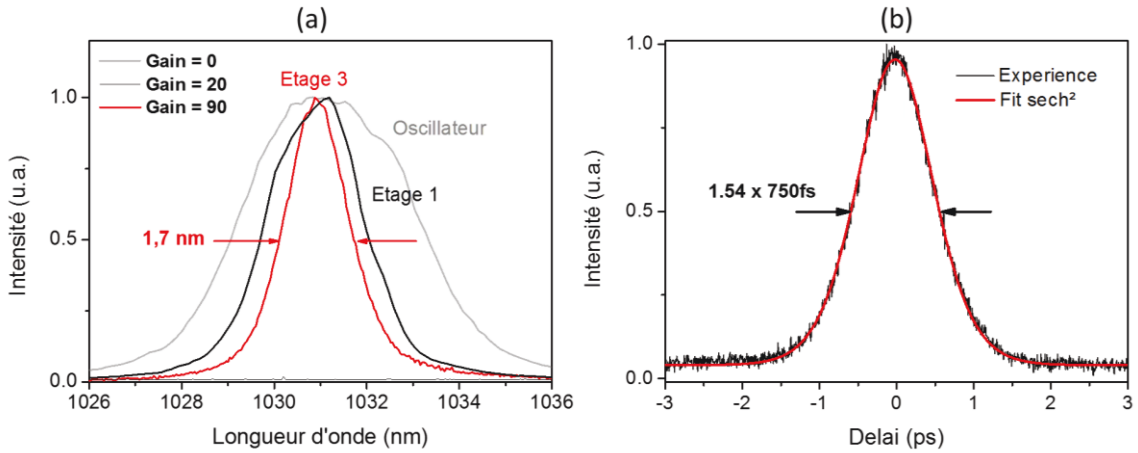


Figure IV-26 : Mesure de spectre (a) et trace d'autocorrélation (b) des impulsions amplifiées.

IV.2.5 Conclusion et perspectives

Au cours de cette section, nous avons présenté les travaux consacrés au développement d'un système d'amplification à fibres cristallines pour la version haute cadence du projet Razipol. Celui-ci est composé de 3 étages d'amplification à base de fibres cristallines. Placé directement à la sortie d'un oscillateur femtoseconde basse puissance délivrant 1,5 W, notre amplificateur permet d'atteindre une puissance moyenne de 100 W en polarisation linéaire et 85 W en polarisation cylindrique pour des impulsions de 750 fs délivrées à la cadence de 20 MHz. La réalisation de chaque étage d'amplification nous a permis d'étudier différents régimes d'amplification. Sur le premier étage d'amplification, nous avons cherché à maximiser le gain généré en mettant en évidence l'intérêt de combiner la forte brillance des diodes laser et l'emploi de fibres cristallines plus courtes et plus dopées. Sur le deuxième étage d'amplification, nous avons été confrontés aux effets délétères dus à une charge thermique élevée qui, de plus, s'accentuent avec les fortes puissances d'injection. Nous avons ici montré qu'en alliant une fibre cristalline de faible dopage et un pompage à 969 nm, il était possible de générer de fortes puissances moyennes (> 50 W) tout en maintenant une excellente qualité de faisceau ($M^2 < 1,2$). Le développement du dernier étage d'amplification a été l'occasion de démontrer l'intérêt de la géométrie fibre cristalline pour l'amplification de faisceaux à polarisation cylindrique en s'affranchissant des effets de dépolarisation. Enfin nous avons étudié les limites de notre système pour l'amplification de fortes puissances crêtes. En ajustant finement les paramètres du faisceau injecté (puissance, taille, divergence) nous avons pu repousser le seuil d'auto-focalisation et atteindre la puissance moyenne de 100 W malgré les fortes puissances crêtes.

Etat de polarisation	linéaire	cylindrique
Puissance moyenne	100 W	85 W
Durée d'impulsion	750 fs	740 fs
Taux de répétition	20 MHz	20 Mhz
Energie par impulsion	5 µJ	4,25 µJ
M^2	< 1,3	2

Table IV-3 : Caractéristiques du faisceau laser injecté.

Ces résultats ont fait l'objet d'une publication dans le journal Optics Letters [Lesparre et al., 2015a] et ont été présentés à plusieurs reprises lors de conférences orales [Lesparre et al., 2015b].

IV.3 Phase d'intégration

IV.3.1 Enjeux

L'objectif est ici de transformer l'amplificateur à fibres cristallines dans sa version laboratoire en un système industriel compact et stable. Cette partie du projet nous a permis de nous frotter aux problématiques liées à l'industrialisation de systèmes laser complexes. Pour améliorer la stabilité de notre système, l'assemblage mécanique a été entièrement revu. Les montures de l'ensemble des composants optiques qui composent le système ont été tout spécialement dessinées et produites pour répondre à cette problématique. Différents prototypes du système complet ont été réalisés puis testés. Nous avons d'abord développé et testé un amplificateur intégré sous la forme de trois blocs distincts, un par étage d'amplification, nous laissant la liberté d'ajouter différents composants optiques entre chacun d'eux. Cette première étape d'intégration nous a permis d'effectuer de nombreux tests permettant d'évaluer le degré de précision d'alignement autorisé par la mécanique et de mettre en évidence les défauts de conception. Puis nous avons finalement opté pour un système composé d'un seul et unique bloc mécanique intégrant les trois étages d'amplification. Une photographie de l'amplificateur intégré est présentée en figure IV-27.

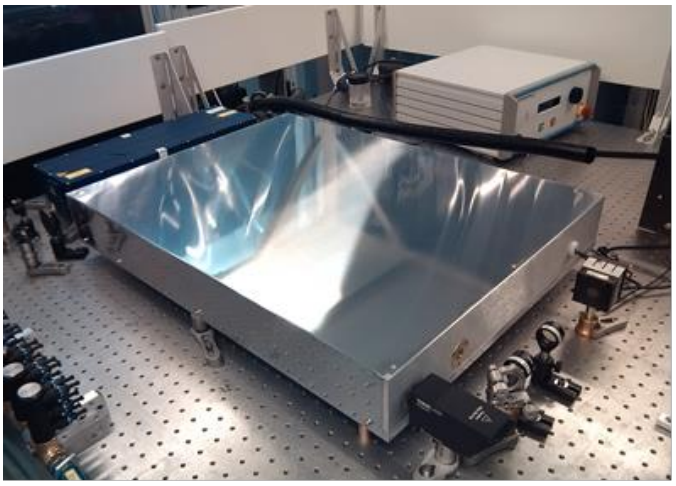


Figure IV-27 : Amplificateur à fibre cristalline haute cadence version intégrée.

Les dimensions de l'amplificateur à fibres cristallines intégré dans sa version finale sont présentées sur la figure IV-28.

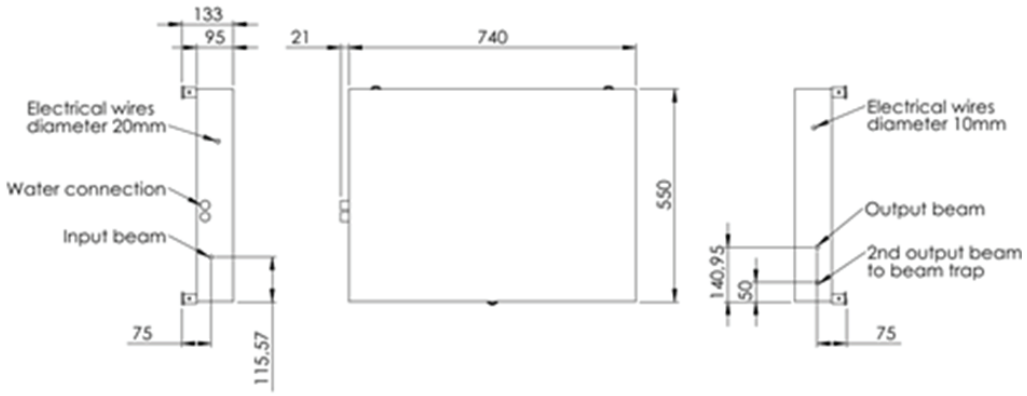


Figure IV-28 : Plan mécanique de l'amplificateur.

IV.3.2 Performances obtenues

A cause des contraintes liées à l'industrialisation et malgré nos efforts, nous ne sommes pas parvenu à reproduire à l'identique les performances obtenues en laboratoire. La réduction des degrés de liberté et la plus faible précision d'alignement (due notamment au fait que certains éléments soient figés comme les lentilles pour l'imagerie du signal) nous ont empêchés d'atteindre le même niveau d'optimisation. Par ailleurs, toujours pour des soucis d'industrialisation, nous avons choisi d'employer trois diodes de pompe identiques pour tous les étages d'amplification. Ces diodes laser ont été choisies pour leur robustesse. De plus, il s'agit d'un produit standard dont la production est bien maitrisée par le fabriquant, ce qui facilite un éventuel réapprovisionnement. Ces diodes laser fournissent une puissance de 120 W couplée dans fibre de 200 µm présentant une ouverture numérique de 0,22.

La puissance moyenne obtenue en sortie d'amplificateur atteint environ 60 W en polarisation linéaire. On rappelle ici que l'objectif initial est fixé à 70 W en polarisation cylindrique. Il faudra donc prendre en compte les pertes induites par la conversion de polarisation qui sera finalement introduite entre l'amplificateur à fibre cristalline et l'amplificateur à disque mince. Nous verrons que ce changement est nécessaire pour l'implémentation du dispositif de modulation temporelle, décrit dans la partie IV.4.2. Malgré l'écart avec l'objectif initial, les performances obtenues restent tout de même compatibles avec les objectifs d'énergies et de puissances moyennes visés en sortie d'amplificateur à disque mince.

Les performances obtenues sont résumées dans le tableau IV-4.

	Oscillateur	Amplificateur
Puissance moyenne	1,7 W	61 W
Durée d'impulsion	450 fs	680 fs
Taux de répétition	20 MHz	20 MHz
Energie par impulsion	85 nJ	3.1 µJ
M^2	< 1,2	<1,3

Table IV-4 : Performances de l'amplificateur à fibres cristallines haute cadence en version intégrée.

Comme présenté en figure IV-29, les mesures de stabilités effectuées révèlent un excellent maintien des performances sur de longue durée. Sur plusieurs heures, les fluctuations en puissance moyenne sont limitées à 0,2 % RMS.

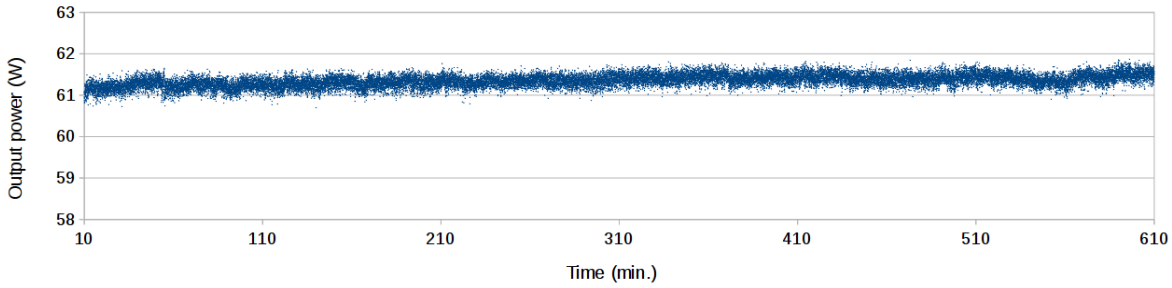


Figure IV-29 : Mesure longue durée de stabilité en puissance moyenne.

IV.3.3 Conclusion

L'amplificateur à fibre cristalline haute cadence intégré a été installé à l'IFSW. Le partenaire allemand est chargé du développement de l'amplificateur à disque mince constituant le dernier maillon de la chaine d'amplification laser. Leurs résultats, obtenus avec notre amplificateur en guise de source d'injection, ont récemment fait l'objet d'une publication [Loescher et al., 2015b]. D'abord limités par les effets thermiques, ils ont finalement réussit à atteindre les objectifs fixés par le projet. Grâce à un cristal en disque mince de meilleure qualité, une puissance moyenne supérieure à 500 W a pu être générée.

IV.4 Modulation temporelle des impulsions

La plupart des applications de micro-usinage nécessitent l'emploi de sources laser impulsionnelles capables fournir une grande variété de séquences temporelles. Le micro-usinage de structures complexes nécessite de stopper et de relancer le train d'impulsions à volonté tout en maintenant constantes les caractéristiques optiques des impulsions laser. La source laser haute cadence développée pour le projet Razipol doit également répondre à cette problématique, or la modulation temporelle d'impulsions à haute cadence et forte puissance moyenne constitue un véritable challenge. Dans les produits industriels, la modulation temporelle s'effectue le plus couramment au moyen de modulateurs acousto-optiques (MAO)[72].

IV.4.1 Le modulateur acousto-optique

IV.4.1.a Principe de fonctionnement

Ce type de modulateur optique exploite le phénomène de diffraction de la lumière par une onde acoustique dans un milieu transparent[73]. Un transducteur piézoélectrique est généralement utilisé pour générer l'onde acoustique. Lorsque celle-ci traverse le milieu d'interaction, elle provoque une variation d'indice périodique induisant la formation d'un réseau optique de pas, $\Lambda = 2\pi v/\omega_a$, où v est la vitesse de l'onde acoustique

[72] Ils sont en effet souvent préférés aux modulateurs électro-optiques plus coûteux et nécessitant de fortes tensions (de l'ordre de 10 kV) pour être alimentés.
[73] A la longueur d'onde considérée.

et ω_a, la fréquence angulaire de l'onde acoustique dans le milieu. Sous certaines conditions, ce réseau acquiert la propriété de diffracter la lumière.

Dans la majorité des cas, le modulateur acousto-optique est optimisé afin de maximiser la diffraction du faisceau laser incident vers le premier ordre de diffraction. Si on considère qu'il y a accord de phase entre les plans d'ondes acoustiques et lumineuses (incidentes et diffractées), l'angle d'incidence optimal correspond alors à l'angle de Bragg, il est noté θ_{Bragg}. L'angle de séparation entre les faisceaux diffractés à l'ordre 0 et l'ordre 1 est noté θ_{sep}. Ces angles dépendent de la longueur d'onde du faisceau laser λ et des propriétés de l'onde acoustique, de sa fréquence RF f et de sa vitesse de propagation dans le matériau acousto-optique V.

$$\theta_{Bragg} = \frac{\lambda f}{2V} \qquad \theta_{sep} = \frac{\lambda f}{V} \qquad \textit{Eq IV-1}$$

La figure IV-30 représente schématiquement le processus de diffraction par effet acousto-optique dans un cristal solide.

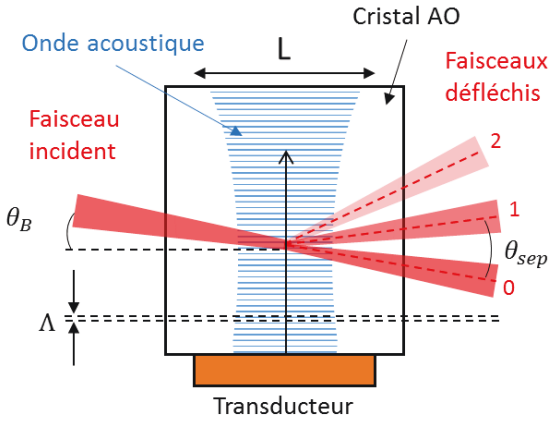


Figure IV-30 : Diffraction d'un faisceau laser par effet acousto-optique dans un cristal solide.

L'efficacité du processus d'interaction acousto-optique dépend des propriétés du milieu et en particulier de sa photoélasticité. La variation d'indice de réfraction induit par effet acousto-optique, notée Δn_{AO}, est en effet fonction du facteur de mérite M et de l'intensité de l'onde acoustique I_A [Sapriel, 1976] :

$$\Delta n_{AO} = \sqrt{\frac{1}{2} M I_A} \qquad \textit{Eq IV-2}$$

Le facteur de mérite M traduit l'efficacité du couplage lumière-ultrasons, soit la capacité de l'onde acoustique à modifier l'indice du milieu.

$$M = \frac{P_p \, n^6}{\rho \, V} \qquad \textit{Eq IV-3}$$

Où P_p est appelé constante photo-élastique du matériau.

Pour les longueurs d'ondes autour de 1 µm, le dioxyde de tellure TeO_2, le dioxyde de silicium SiO_2 ou encore le quartz sont les plus couramment utilisés à cause de leur facteur de mérite élevé.

Comme illustré figure IV-31, le temps de commutation optique τ correspond au temps de transit de l'onde acoustique au travers du faisceau laser. Il est donc directement lié à la vitesse de propagation de l'onde acoustique V et au diamètre du faisceau laser ϕ. Pour un faisceau gaussien, le temps de réponse du MAO s'approxime de la façon suivante :

$$\tau = 0{,}66\frac{\phi}{V} \qquad \textit{Eq IV-4}$$

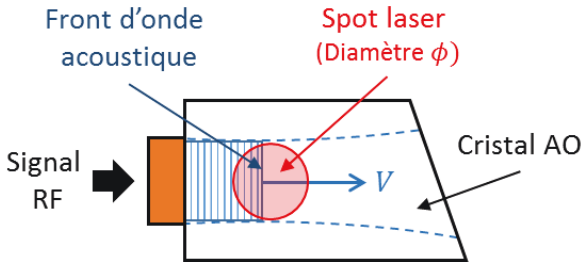


Figure IV-31 : Vue en coupe d'un acousto-optique illustrant le lien entre le temps de réponse et la taille de faisceau.

Pour diminuer le temps de réponse du modulateur et accroitre la cadence de modulation, on peut donc diminuer la taille du mode dans le cristal acousto-optique ou augmenter la vitesse de propagation acoustique en choisissant un matériau adapté.

IV.4.1.b Limitations

Limitations liées à la réduction du mode laser

Le seuil de dommage constitue une limitation importante pour la modulation temporelle de faisceau de forte puissance moyenne utilisant des MAO à base de cristaux massifs. C'est d'autant plus le cas que l'on va chercher à diminuer la taille du faisceau dans le cristal pour augmenter la cadence de modulation. Le seuil de dommage cristallin s'abaisse encore davantage en régime d'impulsions ultra-courtes à cause des fortes puissances crêtes qui y sont généralement associées. En régime femtoseconde, les meilleurs modulateurs acousto-optiques sont capables de supporter des puissances moyennes de quelques centaines de watts grâce à des volumes actifs de grandes dimensions autorisant l'emploi de faisceaux au large diamètre. Ils sont en revanche plus lents, et ne permettent pas d'atteindre des cadences de modulation supérieures à quelques MHz.

L'efficacité de diffraction du MAO est également affectée par les tailles de faisceau trop petites. Lorsque le faisceau incident est fortement focalisé, l'angle d'incidence des rayons lumineux correspondant aux hautes fréquences spatiales ne respecte plus la condition de Bragg et ne sont plus diffractés aussi efficacement que les rayons composant la partie centrale du faisceau (voir figure IV-31). Cet effet ne se produit que dans l'axe situé dans le plan de diffraction. Il se traduit non seulement pas une chute de l'efficacité de diffraction globale mais altère également la qualité spatiale du faisceau diffracté en le rendant elliptique.

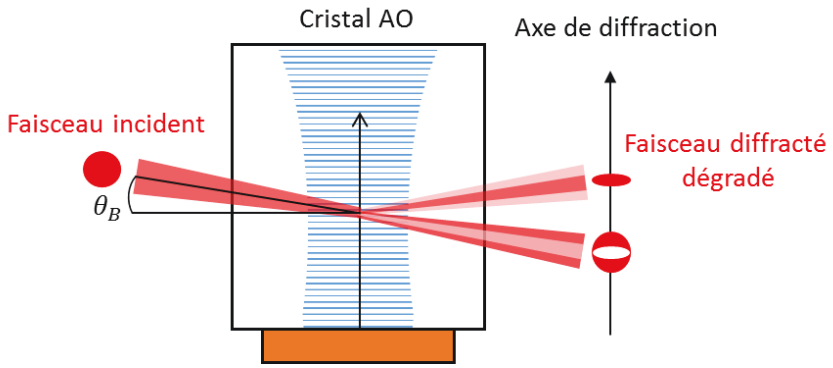


Figure IV-32 : Efficacité de diffraction affectée par une focalisation trop importante.

Le facteur β est un indicateur du bon maintien de la qualité spatiale du faisceau diffracté dans des conditions de forte focalisation. Il correspond au rapport des divergences optiques et acoustiques [Sapriel, 1976]:

$$\beta = \frac{\lambda\, L\, f}{n\, \omega_0\, V} \qquad \textit{Eq IV-5}$$

Un facteur β compris entre 0 et 1,5 permet de garantir des efficacités de diffraction typiquement supérieures à 80 %. Là encore le choix d'un matériau acousto-optique favorisant des vitesses de propagation élevées semble judicieux pour garantir les performances du dispositif.

Limitations liées à l'augmentation de la vitesse de propagation acoustique

Les caractéristiques du MAO doivent également satisfaire le critère de Bragg. Pour cela on se sert du paramètre sans dimension Q [Nyeki, 1986]:

$$Q = 2\pi \frac{\lambda\, L\, f^2}{n\, V^2} \qquad \textit{Eq IV-6}$$

Idéalement Q devrait être supérieur à 10 pour maintenir une forte diffraction vers l'ordre 1 (diffraction de Bragg) et limiter les ordres supérieurs. Cependant un paramètre Q trop élevé augmente la sensibilité angulaire et diminue l'acceptante angulaire du dispositif. Ceci contribue à limiter la vitesse de propagation acoustique des MAO disponibles commercialement. Autour de 1 µm, elles atteignent environ 5 m/s.

Les MAO disponibles commercialement

Le tableau IV-5 répertorie les caractéristiques typiques des MAO opérant à 1 µm. Elles diffèrent notamment en fonction du matériau constituant le milieu actif. Les dispositifs à base TeO_2 sont plutôt bon marché est permettent d'atteindre des vitesses d'onde acoustique autour 4 mm/µs. Le SiO_2 peut être quant à lui utilisé avec une très large gamme de longueurs d'ondes. Autour de 1 µm, ces derniers permettent d'atteindre les vitesses d'ondes acoustiques les plus élevées. Plus coûteux, mais globalement plus performants, les modulateurs à base de cristaux de quartz sont particulièrement bien adaptés à la forte puissance moyenne avec des densités de puissance supportées très élevées.

Matériau	Polarisation incidente	Vitesse de l'onde acoustique (m/s)	Densité de puissance maximale (CW) (W/mm^2)	Angle de séparation (0-1) (mrad)
TeO_2	Linéaire	4200	>10	≈ 50
SiO_2	Linéaire	5960	>100	14
Quartz	Linéaire	5740	$>5.10^6$	7

Table IV-5 : Caractéristiques du faisceau laser injecté.

On rappelle qu'ici notre objectif est de moduler un faisceau laser présentant une puissance moyenne de l'ordre de 500 W à la cadence de 20 MHz. Parmi les MAO disponibles sur le marché aucun ne permet d'atteindre de telles performances. De plus la polarisation cylindrique constitue une contrainte supplémentaire puisque l'efficacité de diffraction dépend de l'orientation de la polarisation du faisceau incident. Nous avons donc dû mettre en place une méthode de modulation originale décrite dans la partie suivante.

IV.4.2 La solution envisagé pour l'architecture globale

Au sein du projet Razipol, les contraintes sur le système de modulation temporelle sont nombreuses. Il doit permettre de gérer une cadence élevée (20 Mhz), une forte puissance moyenne (500 W en sortie de l'amplificateur à disque mince) et la polarisation cylindrique. A première vue, on peut penser qu'une méthode de modulation simple consisterait à installer un modulateur acousto-optique à l'entrée de la chaine d'amplification. La faible puissance moyenne permettrait ainsi l'utilisation d'un modulateur acousto-optique suffisamment rapides pour gérer une cadence de 20 MHz. Or en coupant le signal injecté et en continuant à pomper, l'amplificateur agit comme un réservoir d'énergie et on prend alors le risque de générer une impulsion géante destructrice à la reprise de l'amplification. Par ailleurs, l'état de polarisation cylindrique interdit à priori l'emploi de modulateur acousto-optique dont l'efficacité de diffraction dépend de l'orientation de la polarisation d'entrée [Lucas and Biquard, 1932].

Un dispositif de modulation en deux parties innovant a donc été intégré à notre système (cf. Figure IV-33). La première partie du dispositif se base sur la combinaison de deux MAO synchronisés, implémentés au niveau du préamplificateur à fibres cristallines. La seconde partie est intégré à l'amplificateur final à disque mince, elle se base sur un jeu de polarisations et l'emploi d'un coupleur à réseau circulaire[74] permettant de discriminer les états de polarisation radiale et azimutale [Eckerle et al., 2016].

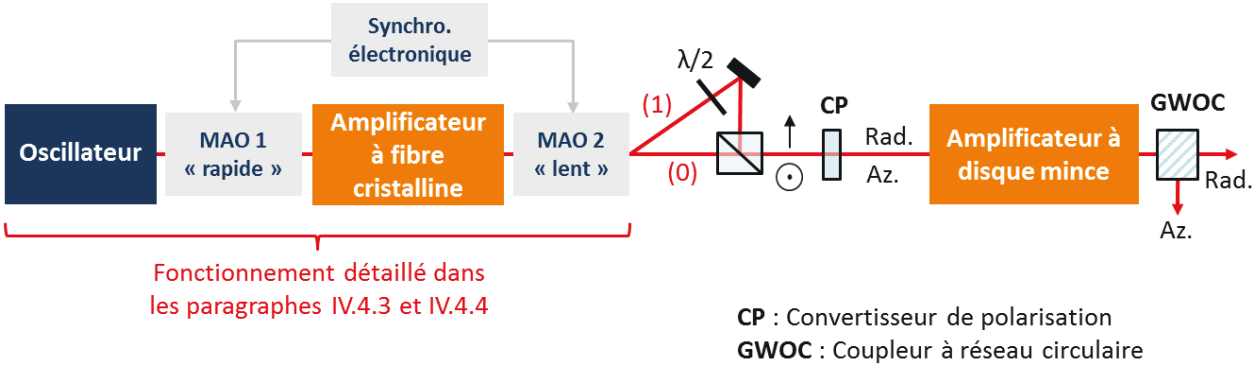


Figure IV-33 : Intégration du dispositif de modulation temporelle à l'architecture globale.

[74] En anglais, circular grating waveguide output coupleur (GWOC).

La suite du chapitre est consacrée à la description du concept de modulation temporelle intégré à l'amplificateur à fibres cristallines. Le partenaire allemand de l'IFSW est en charge du développement de la méthode de modulation qui concerne l'amplificateur à disque mince[75]. Cette dernière permet de s'affranchir de façon ingénieuse des effets de variations de gain, induites par les coupures dans la séquence temporelle injectée à l'amplificateur à disque mince. Le faisceau transmis par le MAO 2 (ordre 0), correspondant aux impulsions que l'on souhaite supprimer de la séquence temporelle de sortie[76], subit une rotation de 90° de son état de polarisation avant d'être superposé spatialement au faisceau diffracté (ordre 1). Un convertisseur de polarisation, identique à celui que nous avons présenté précédemment en IV.2.3.a, permet de convertir la polarisation linéaire en polarisation cylindrique, radiale ou azimutale suivant l'orientation de la polarisation incidente. Le faisceau recombiné et converti en polarisation est ensuite injecté dans l'amplificateur. Le contenu temporel d'intérêt et celui que l'on souhaite supprimer coexistent ainsi dans le milieu amplificateur au sein d'un train d'impulsions complet à 20 MHz et diffèrent uniquement par leur état de polarisation (radiale ou azimutale). Le faisceau d'intérêt n'est extrait qu'à la sortie de l'amplificateur grâce à un coupleur à réseau permettant de séparer spatialement les faisceaux à polarisation radiale et azimutale.

Remarque : Cette méthode de modulation est incompatible avec notre amplificateur à fibres cristallines puisque l'implémentation de la configuration double passage nécessite une rotation de la polarisation et l'utilisation de polariseur qui empêche la coexistence de polarisations linéaires orientées à 90° l'une de l'autre au sein du système. Seule une configuration simple passage comme dans l'amplificateur à disque mince autorise l'utilisation d'un tel dispositif.

IV.4.3 Dispositif choisi pour l'amplificateur à fibre cristalline

IV.4.3.a Principe de fonctionnement

Le dispositif de modulation développé pour la partie « oscillateur + amplificateur à fibres cristallines »[77] se compose de deux modulateurs acousto-optiques aux caractéristiques différentes. Son principe de fonctionnement est présenté sur la figure IV-34. Un MAO rapide à base de TeO_2 est placé devant l'amplificateur à fibres cristallines, sa cadence de modulation est suffisamment élevée pour sélectionner une impulsion unique dans le train d'impulsion à 20 MHz délivré par l'oscillateur. Le second MAO est placé à la sortie de l'amplificateur, il est composé d'un cristal de quartz capable de supporter les fortes puissances moyennes (et puissances crêtes). Ce dernier est en revanche moins rapide, il possède un temps de montée minimum de 50 ns, limitant sa cadence de modulation à 8 MHz. L'idée est ici d'utiliser le MAO « rapide » (placé devant l'amplificateur) uniquement pendant le temps de transit du MAO « lent ». De cette manière le MAO « rapide » ne diffracte que durant un laps de temps très court, le train d'impulsion injecté dans l'amplificateur n'est donc pratiquement pas affecté (la puissance moyenne est maintenue quasi-constante), ce qui permet de conserver le gain et les propriétés thermiques du système. A la sortie de l'amplificateur les impulsions parasites qu'aurait laissé passer le MAO « lent » sont supprimées. Le dispositif de modulation ainsi mis en place permet par exemple de ne sélectionner qu'une impulsion unique dans le train d'impulsions amplifié.

[75] Des tests sont en cours à l'IFSW pour démontrer la faisabilité du dispositif.
[76] Celle qui sera transmise jusqu'au matériau à usiner.
[77] L'IFSW chargé du développement de l'amplificateur à disque mince s'occupe de la mise en place d'une méthode de modulation complémentaire à celle que nous décrivons ici. Nous en parlerons en fin de chapitre.

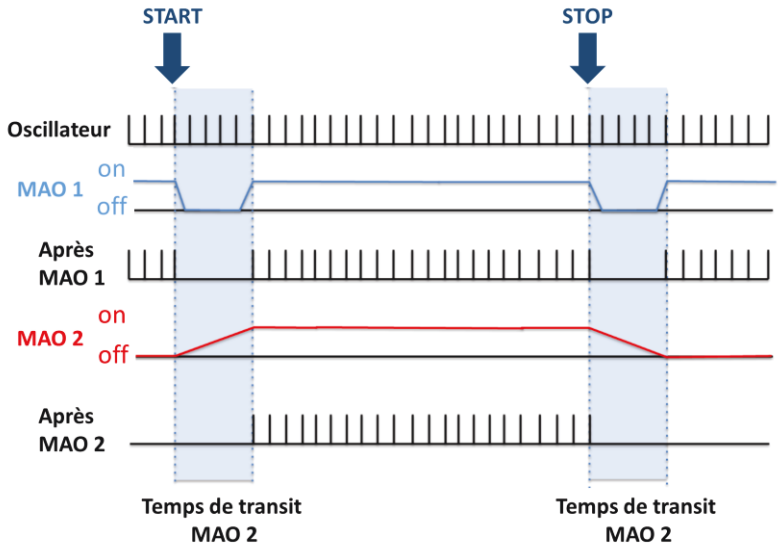


Figure IV-34 : Diagramme du dispositif de modulation temporelle. Le train d'impulsions envoyé dans les amplificateurs est le second (Après AOM 1), il ne diffère que très peu en termes de puissance moyenne de celui qui est généré directement par l'oscillateur.

IV.4.3.b Equipement

- Le MAO 1 « rapide » est composé d'un cristal acousto-optique de TeO_2. Pour atteindre une cadence de modulation de 20 MHz (correspondant à un temps de réponse d'environ 24 ns), la taille du spot laser dans le cristal est fixée à une valeur maximum de 150 µm (voir figure IV-35). Dans de telles conditions, ce modulateur n'aurait jamais pu être utilisé en sortie d'amplificateur où les fortes puissances crête auraient fini par endommager le cristal de TeO_2.

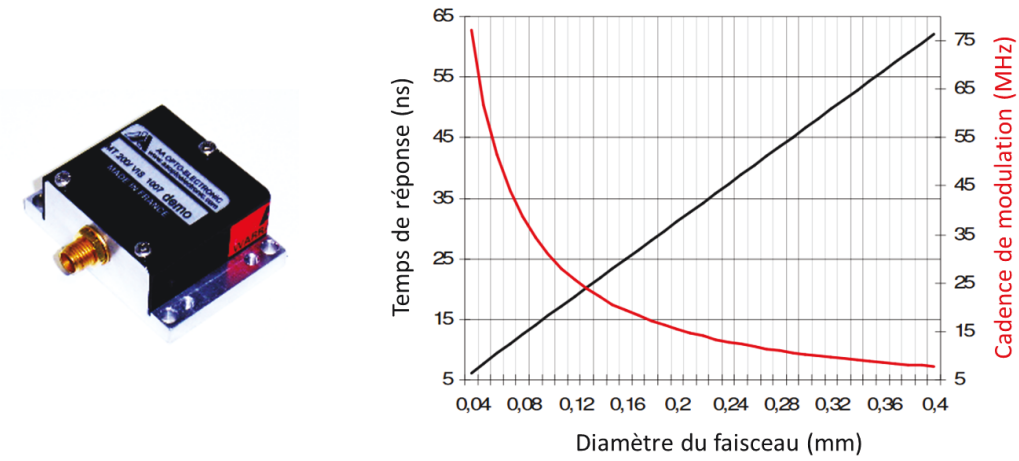
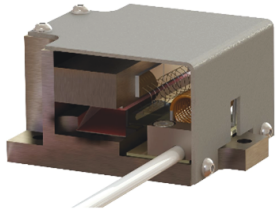


Figure IV-35 : Temps de montée et cadence de modulation du MAO « rapide ».

- Le MAO 2 « lent » est constitué d'un cristal de quartz qui supporte bien les fortes puissances moyennes. Une attention particulière est tout de même portée à la gestion de la taille du faisceau laser pour éviter les dommages en puissance crête. On se limitera donc à une taille de faisceau minimum de 2 mm permettant d'atteindre un temps de montée de 250 ns et une cadence de modulation de 2 MHz (voir figure IV-36).



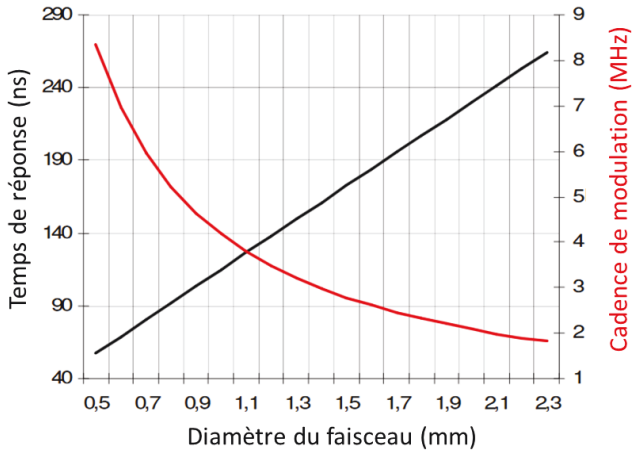


Figure IV-36 : Temps de montée et cadence de modulation du MAO « lent ».

- L'électronique de synchronisation a été réalisée par le partenaire suisse Lumentum. Le dispositif intègre les générateurs de signaux RF de chaque modulateur (un signal à 336 MHz pour le MAO « rapide » et 80 Mhz pour le « lent »). Celui-ci déclenche et stoppe l'envoi des signaux RF à partir du signal électronique définit par l'utilisateur. Enfin, il assure la synchronisation des modulateurs acousto-optiques.

L'architecture globale du dispositif de modulation temporelle est présentée en Figure IV-37.

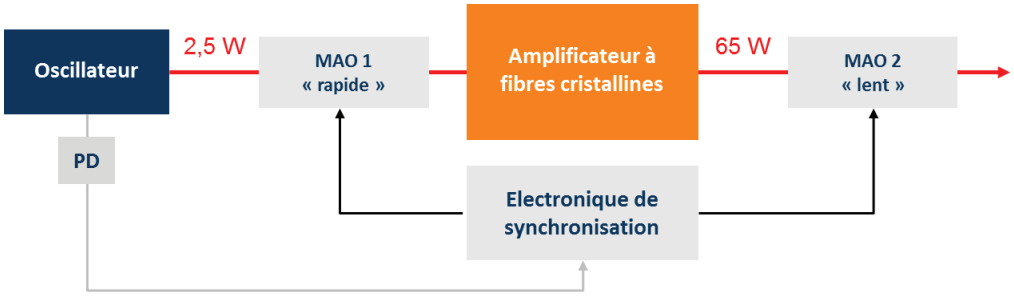


Figure IV-37 : Architecture globale du dispositif de modulation temporelle utilisant deux modulateurs acousto-optiques.

IV.4.4 Démonstration expérimentale

La solution de modulation décrite ici a d'abord été testée en laboratoire sur un amplificateur constitué de 2 étages d'amplification à base de fibre cristalline. Les résultats décrits ici constituent une preuve de principe. Le dispositif a été par la suite implanté sur la version intégrée de l'amplificateur haute cadence développé pour le projet Razipol.

IV.4.4.a Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental sur lequel a été intégrée la solution de modulation est schématisé sur la figure IV-38. Le système d'amplification est composé de deux amplificateurs à double passage. L'oscillateur délivre une puissance moyenne de 3 W avec des impulsions de 400 fs à la cadence de 20 MHz. Un

atténuateur variable est placé devant le MAO 1 de manière à ajuster la puissance injectée dans l'amplificateur. Le gain global est fixé à 40 pour reproduire les performances de l'amplificateur intégré haute cadence développé pour le projet Razipol. La puissance moyenne en sortie d'amplificateur atteint 40 W avec des impulsions élargies par le gain de 650 fs.

Paramètres du dispositif de modulation

- La taille de faisceau dans le MAO 1 est fixée à 100 µm, soit suffisamment petite pour obtenir une cadence de modulation supérieure à 20 MHz. L'efficacité de diffraction obtenue est légèrement supérieure à 65 %. Le faisceau diffracté est envoyé dans l'amplificateur à fibres cristallines. L'ordre 0 est dirigé vers un piège à lumière.
- Pour s'écarter du seuil de dommage, la taille de faisceau dans le MAO est volontairement fixée à une valeur élevée de 2 mm de diamètre. La vitesse de modulation associée atteint 2 MHz et l'efficacité de diffraction obtenue se situe autour de 80 %. L'ordre diffracté correspond au faisceau d'intérêt.

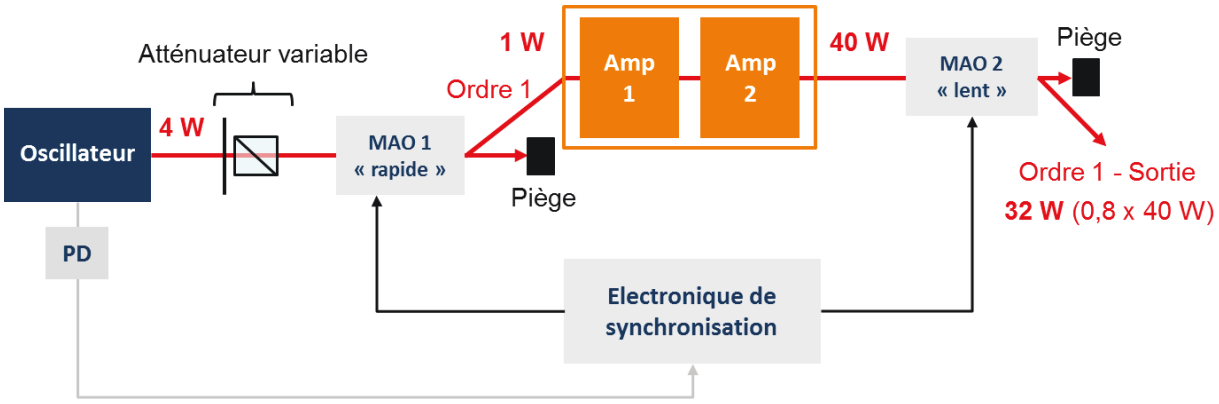


Figure IV-38 : Schéma expérimental détaillé du dispositif de modulation.

IV.4.4.b Preuve de principe

Nous avons d'abord testé le dispositif en mode génération de « paquet d'impulsions ». L'objectif est ici de simplement parvenir à stopper et réenclencher le train d'impulsions à 20 MHz sans faire apparaitre d'impulsions parasites.

- On effectue une première opération de découpe du train d'impulsions amplifié en utilisant uniquement le MAO « lent » placé en sortie de système. La figure IV-39 présente les trains d'impulsions obtenus après chaque MAO. Celle-ci fait apparaitre des impulsions parasites de part et d'autre de la séquence temporelle.

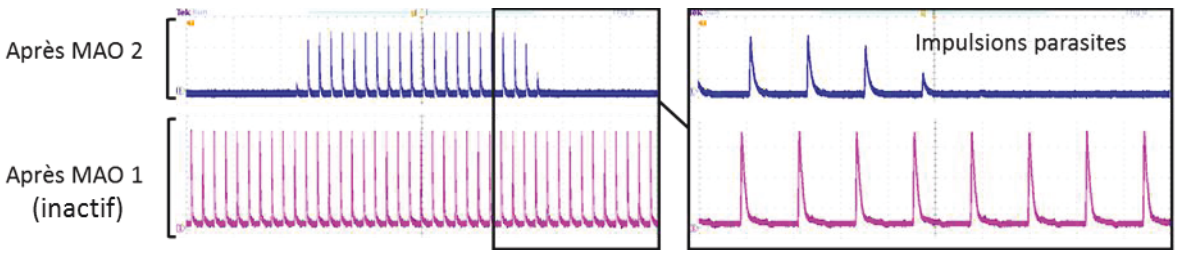


Figure IV-39 : Train d'impulsions découpé par le MAO 2 « lent » seul.

- Pour supprimer ces impulsions parasites, on les stoppe avec le MAO 1 « rapide ». Il coupe donc les composantes du train d'impulsions incident pendant le temps de transit du MAO 2, soit 250 ns. La séquence de commutation définie par l'utilisateur correspond ici à une porte de durée 1 µs. Comme le montre la figure IV-40, à la sortie, on obtient un paquet d'impulsions qui ne présente aucun pic parasite de part et d'autre de la séquence temporelle.

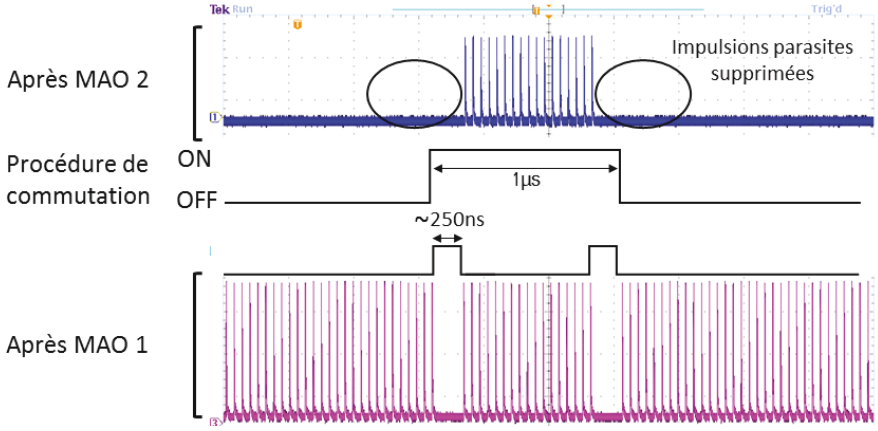


Figure IV-40 : Train d'impulsions découpé par le MAO « lent » dont les fronts ont été nettoyés par le MAO « rapide ».

En augmentant la fréquence de la séquence de commutation (définie par l'utilisateur), qui revient à interrompre puis relancer de plus en plus souvent le train d'impulsion en sortie de système, le MAO 1 « rapide » supprime de plus en plus de composantes temporelles dans le train d'impulsions incident. En conséquence, la puissance moyenne injectée dans l'amplificateur diminue et le gain augmente[78]. Cette augmentation de gain entraine une élévation des puissances crêtes en sortie d'amplificateur induisant des effets non-linéaires grandissants. L'effet d'auto-focalisation constitue l'une des conséquences les plus néfastes pour les performances du système. Dans le cas le plus extrême, cette augmentation de puissance crête peut conduire à un endommagement irréversible du système. Ceci implique donc de limiter la fréquence des séquences de commutation pour maintenir les performances du système. Dans la section suivante, nous avons cherché à quantifier ces limitations.

IV.4.4.c Limitations du dispositif

Le dispositif de modulation opère ici en mode de génération d'« impulsions uniques » à basse cadence. Il s'agit de la configuration la plus critique puisqu'elle implique une fréquence de commutation élevée. Dans la configuration décrite ici, les paramètres du dispositif de modulation ne sont pas parfaitement optimisés. L'électronique de contrôle ne nous permettait pas de compenser le temps de transit de l'onde acoustique entre le transducteur et le faisceau dans l'AOM 2. Le temps mort minimal entre l'ouverture (diffraction vers l'ordre 1) et la fermeture (transmission vers l'ordre 0) de l'AOM 2 que nous sommes parvenus à obtenir est de 1 µs. Dans ces conditions, pour obtenir une impulsion unique délivrée à basse cadence en sortie de système, il est nécessaire d'allonger les « portes » temporelles introduites par le MAO 1. On rappel ici que ces portes correspondent aux intervalles de temps pendant lesquels le MAO 1 ne diffracte plus et supprime des composantes du train d'impulsions injecté dans l'amplificateur. La

[78] Les variations de gain sont d'autant plus importantes qu'on ne se situe pas en régime de saturation (gain globale autour de 40).

première porte temporelle de 250 ns permet de supprimer 3 impulsions, la seconde de 800 ns permet de supprimer 13 impulsions. Le dispositif de modulation génère ainsi une impulsion unique à basse cadence comme le montre la figure IV-41.

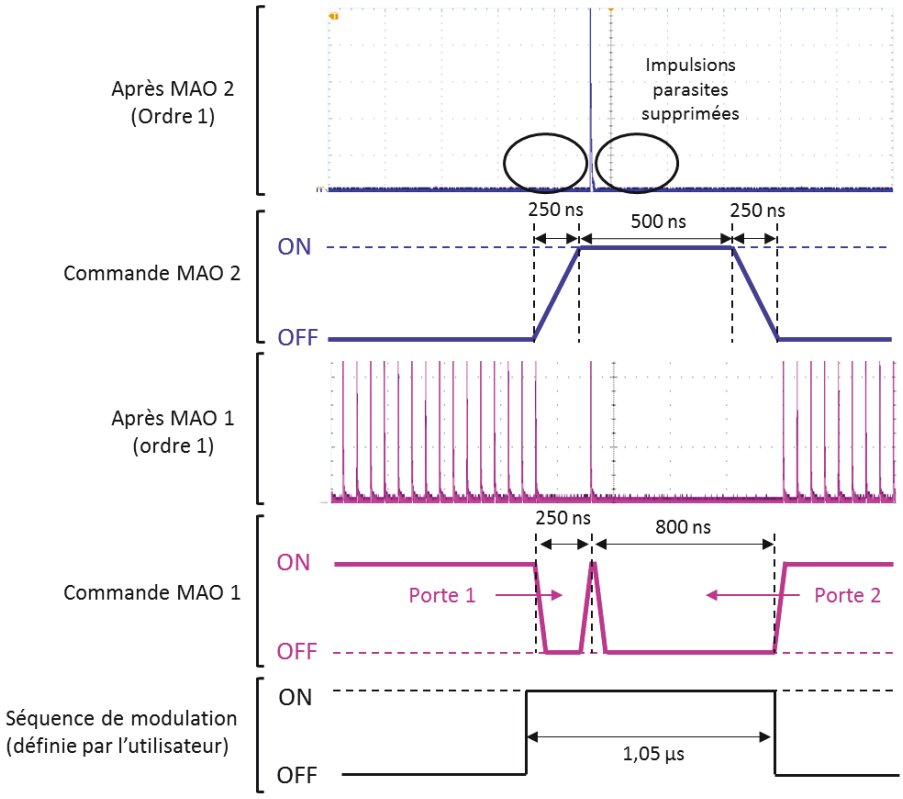


Figure IV-41 : Mode à une impulsion unique sélectionnée par le MAO 2 « lent » dont les défauts de lenteur ont été corrigés grâce au modulateur rapide (MAO 1).

Augmenter la cadence du train d'impulsion généré en sortie revient à augmenter la fréquence de commutation (séquence ON/OFF) du signal définie par l'utilisateur. A mesure que celle-ci augmente, le nombre d'impulsions supprimées par le MAO 1 sur un temps t augmente (cf. Figure IV-42). La puissance moyenne injectée diminue et le gain augmente, engendrant une élévation de la puissance crête des impulsions générées en sortie.

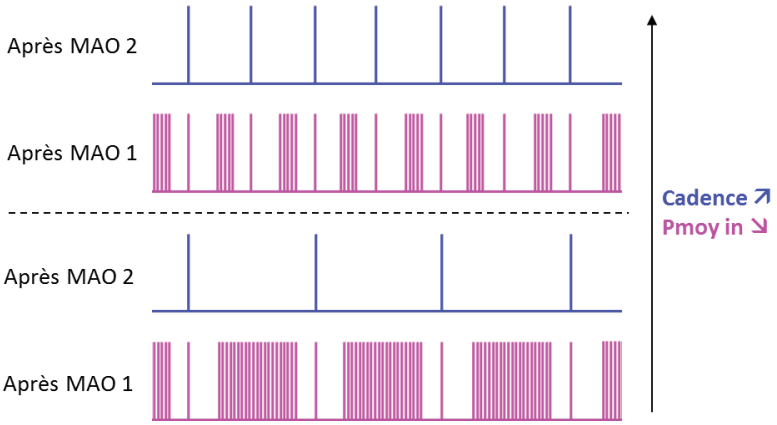


Figure IV-42 : Lien entre l'augmentation de la cadence du train d'impulsions de sortie (après MAO 2) et la baisse de puissance moyenne injectée dans l'amplificateur (après MAO 1).

Pour quantifier cet effet, nous avons enregistré l'intensité crête des impulsions de sortie tout en augmentant la fréquence de commutation dans la gamme 25 – 250 kHz (voir figure IV-43). En passant de 25 à 250 kHz, la puissance moyenne injectée dans l'amplificateur subit une baisse de 20%, l'augmentation du gain qui en découle induit une augmentation des puissances crêtes d'environ 19 % à la sortie. Au-delà nous avons considéré que le risque d'auto-focalisation était trop grand.

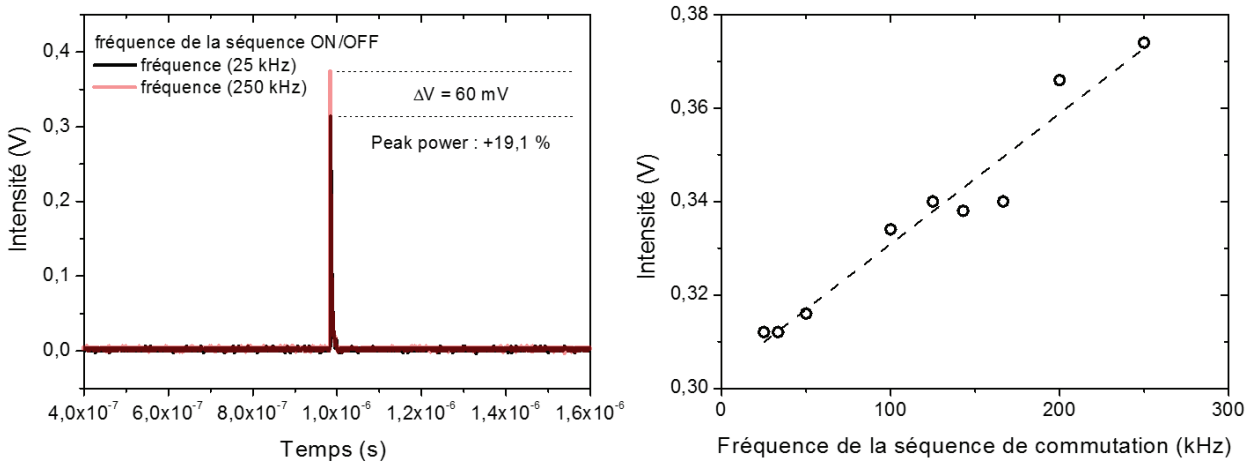


Figure IV-43 : Augmentation de la puissance crête des impulsions lors du changement de cadence.

IV.4.5 Synthèse

Ces résultats constituent une preuve de principe pour notre dispositif de modulation temporelle. Malgré la cadence très élevée (20 MHz) et la forte puissance moyenne (40 W), notre dispositif permet de générer des schémas de modulation relativement simples sans aucune limitation tant que le nombre d'impulsions éliminées ne représente pas plus, en moyenne, de 1 % du nombre total d'impulsions. Pour des schémas de modulation nécessitant notamment une fréquence de commutation (ON/OFF) élevée, notre dispositif fait apparaitre certaines limites. Les variations de puissances introduites par l'augmentation de la fréquence de commutation constituent un risque important d'endommagement du système notamment lorsque le nombre d'impulsions éliminées dépasse 20 % du nombre total.

IV.5 Conclusion et perspectives

Au cours de ces travaux nous avons démontré que la technologie des fibres cristallines était bien adaptée à l'amplification d'impulsions ultracourtes issues de sources de faible puissance moyenne (oscillateur à cristal massif ou à fibre optique) pour atteindre des régimes de quelques dizaines de watts. L'architecture de l'amplificateur à fibres cristallines version haute cadence développé dans le cadre du projet Razipol est composé de trois étages implémentés en série. Une telle architecture nous permet de répondre à la problématique du maintien de la qualité de faisceau à forte puissance moyenne, en distribuant la charge thermique sur plusieurs étages d'amplification. Chaque maillon de la chaine d'amplification opère dans un régime qui lui est propre. Les stratégies employées pour l'optimisation des performances diffèrent suivant le niveau de puissance moyenne ou de puissance crête injectée. Grâce à un premier étage optimisé pour le fort gain, un deuxième étage qui limite les distorsions thermiques et un troisième et dernier étage adapté aux fortes puissances crêtes, nous avons pu générer jusqu'à 100 W de puissance moyenne (en polarisation linéaire) à la cadence de 20 MHz avec des impulsions de 750 fs tout en maintenant une bonne qualité de faisceau (M^2<1,3). Le système développé permet non-seulement de

répondre aux attentes des partenaires du projet mais il constitue également une source laser à part entière, en particulier, bien adaptée aux applications de micro-usinage comme le marquage à haute cadence. En ce sens nous avons également démontré les potentialités de la fibre cristalline pour l'amplification de faisceaux à polarisation cylindrique permettant d'accroitre l'efficacité des mécanismes d'usinage laser. Une puissance moyenne de 85 W en polarisation cylindrique a ainsi été générée en sortie du système, pour les mêmes caractéristiques temporelles (740 fs, 20 MHz).

Ces travaux nous ont également permis de mettre en évidence les limites de la technologie fibre cristalline. La dégradation de la qualité spatiale du faisceau, bien que limitée ici, constitue un réel problème pour envisager le pompage par diode laser de forte puissance (> 200 W) et atteindre des régimes de puissances moyennes supérieures à 100 W. Une étude préliminaire nous a permis de démontrer que les aberrations, essentiellement sphériques, acquises par la lentille thermique avec les fortes puissances de pompe constituent l'origine principale des distorsions spatiales observées le long des caustiques des faisceaux amplifiés. Le maintien de la qualité de faisceau à forte puissance moyenne représente un réel enjeu pour le futur développement de systèmes simples et compactes à base de fibres cristallines (ou de cristaux massifs en général). Des travaux consacrés à l'étude de ces effets spatiaux sont en cours au Laboratoire Charles Fabry. Une méthode de compensation de la phase spatiale grâce à des lames de phase, un miroir déformable ou un modulateur spatiale de lumière pourrait par exemple être mise en place pour répondre à cette problématique.

Un fort travail d'industrialisation a également été réalisé en développant une version intégrée de l'amplificateur et en expérimentant une nouvelle méthode de modulation temporelle. Notre amplificateur est aujourd'hui installé dans le laboratoire de l'ISFW, ou le partenaire allemand peut désormais poursuivre les travaux sur le développement de l'amplificateur à disque mince et l'intégration du dispositif de modulation temporelle dans l'architecture globale.

Dans ce chapitre, nous avons en outre évoqué les limitations liées aux fortes puissances crête. Dans le cas de l'amplificateur haute cadence, elles sont suffisamment faibles pour être gérées grâce à une légère pré-compensation de la lentille non-linéaire. Le chapitre suivant sera consacré au développement du système basse cadence (< 500 kHz), nous verrons que la gestion des effets non-linéaire est, dans ce cas, bien plus délicate. Pour repousser le seuil des non-linéarités, à l'origine d'effets comme l'autofocalisation ou l'automodulation de phase, des techniques novatrices devront être implémentées.

CHAPITRE V :

Amplificateur picoseconde de forte énergie

V. AMPLIFICATEUR PICOSECONDE DE FORTE ENERGIE

Nous détaillons ici le développement expérimental de l'amplificateur à fibres cristallines basse cadence (< 500 kHz). L'objectif est d'amplifier une source laser de faible puissance moyenne (< 100 mW) pour atteindre une puissance supérieure à 50 W en polarisation linéaire avec des durées d'impulsions inférieures à 10 ps. Les énergies visées sont de l'ordre de 200 µJ (suivant la cadence employée) et les puissances crêtes qui y sont associées sont de l'ordre de quelques dizaines MW. Les effets non-linéaires constituent donc ici une réelle limitation. Nous avons donc intégré à notre amplificateur à fibres cristallines, une méthode innovante de combinaison cohérente à division temporelle[79] [Zhou et al., 2007]. Nous verrons comment ce dispositif nous a permis de repousser les limites en puissance crête dans notre système. Nous présentons ici les résultats expérimentaux obtenus lors du développement de la « version de laboratoire » de l'amplificateur ainsi que les performances délivrées par le système intégré.

TABLE DES MATIERES

V. Amplificateur picoseconde de forte énergie 138

V.1 Architecture globale 139

V.2 Performances obtenues 141

V.2.1 Amplificateur fort gain (étage 1) 141

V.2.1.a Dispositif expérimental 141

V.2.1.b Résultats expérimentaux 142

V.2.2 Amplificateur à division temporelle de forte énergie (étage 2) 143

V.2.2.a Dispositif expérimental 143

V.2.2.b Résultats expérimentaux avec un DPA à 4 répliques temporelles 145

V.2.2.c Résultats expérimentaux avec un DPA à 8 répliques temporelles 148

V.2.2.d Validation des puissances crêtes 150

V.2.2.e Baisse d'efficacité de recombinaison dans le DPA 152

V.2.3 Synthèse 154

V.3 Phase d'intégration 155

V.3.1 Choix techniques effectués 155

V.3.2 Résumé des performances de l'amplificateur en version intégrée 157

V.4 Conclusion et perspectives 158

[79] Nous emploierons ici bien souvent l'acronyme DPA pour Divided Pulse Amplification.

V.1 Architecture globale

La source laser fournie par le partenaire Suisse Lumentum est constituée d'un oscillateur picoseconde à base d'Yb:YAG auquel a été ajouté un étireur à réseaux et un modulateur acousto-optique (MAO) pour respectivement élargir légèrement les impulsions et diminuer la cadence dans une gamme comprise entre 2 MHz et 12,5 kHz. La figure V-1 présente l'architecture de la source laser. L'oscillateur délivre des impulsions de 1,1 ps à 20 MHz, pour une puissance moyenne de 2 W à 1030 nm. L'étireur génère un faible facteur d'élargissement de 7,2 pour obtenir des impulsions de 8,5 ps. Cet étirement temporel des impulsions va certes permettre de relâcher légèrement les contraintes en termes de puissance crête sur l'ensemble de la chaine d'amplification, mais il ne permet en aucun cas de nous affranchir complétement des effets non-linéaires, comme l'auto-modulation de phase ou l'auto-focalisation dans l'amplificateur à fibres cristallines. Il est à noter qu'il s'agit d'un étireur à dispersion négative qui va induire un « chirp » temporel initial négatif. La dispersion positive générée par propagation dans l'amplificateur, bien que relativement faible, va donc s'opposer au chirp initial de l'impulsion. Par ailleurs, le chirp initial anormal va engendrer, en association avec les effets d'automodulation de phase, de la compression spectrale. Nous reviendrons sur ces phénomènes dans la partie V.2.2.c.

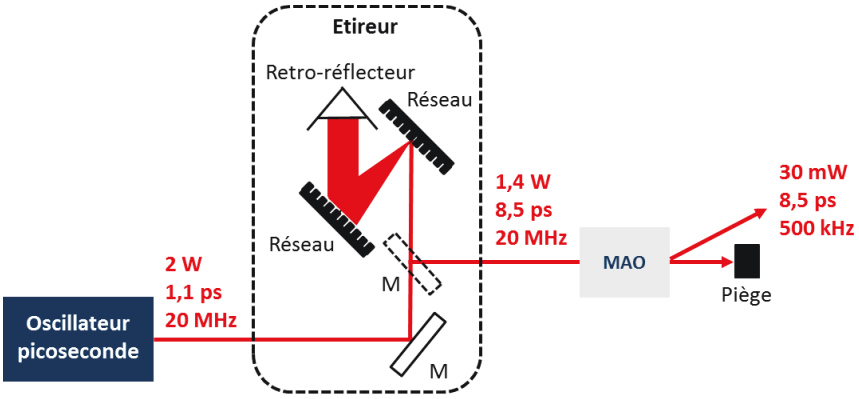


Figure V-1 : Architecture de la source laser basse cadence.

La source laser (comprenant l'étireur et le MAO) délivre une puissance moyenne de 30 mW à 500 kHz soit près de 60 % de moins que ce que nous avions estimé lors de la réalisation des simulations numériques présentées au chapitre 3 (cf. partie III.1.2.b). Pour compenser cette diminution de puissance moyenne à l'entrée de l'amplificateur, le deuxième étage opère en configuration double passage. Ceci facilite également l'implémentation du dispositif de combinaison cohérente à division temporelle, comme nous l'avons expliqué à la fin du chapitre 3 (cf. partie III.3.3).

L'ensemble des caractéristiques de la source laser basse cadence sont résumées dans le tableau V-1.

Puissance moyenne	78 mW – 400 µW
Cadence	2 MHz – 12,5 kHz
Etat de polarisation	linéaire
Energie par impulsion	< 100 nJ
Durée des impulsions	8,5 ps
Longueur d'onde centrale	1030,5 nm
Largeur spectrale à mi-hauteur	0,8 nm
M^2	< 1,2

Table V-1 : Caractéristique de la source laser basse cadence.

Dans le cadre du projet Razipol, l'objectif est d'atteindre des énergies de l'ordre du millijoule à une cadence comprise entre 200 kHz et 500 kHz à la sortie de la chaine d'amplification (après l'amplificateur à disque mince). Ceci implique d'obtenir, après les étages d'amplification à fibre cristalline des énergies par impulsion comprise entre 100 µJ et 200 µJ (dans la même gamme de cadences). Comme dans le cas de l'amplificateur à fibres cristallines haute cadence nous allons chercher à explorer les limites de notre système en essayant d'atteindre des énergies de l'ordre du millijoule directement en sortie de notre système en baissant la cadence à 12,5 kHz. Pour atteindre un tel objectif, il nous faut concevoir un amplificateur capable, à la fois de délivrer de très forts gains (typiquement supérieurs à 1000), ainsi que gérer de très fortes puissances crêtes (supérieures à quelques dizaines de MW).

Conformément au dimensionnement présenté au chapitre 3, l'amplificateur à fibres cristallines version basse cadence se compose de 2 étages d'amplification :

- un premier étage à très fort gain, en configuration double passage combinant une source de pompe haute brillance et une fibre cristalline courte et fortement dopée (30 mm, 2 at. %). La diode laser employée ici délivre une puissance de 100 W couplée dans une fibre de diamètre 100 µm avec une ouverture numérique de 0,22.
- un deuxième étage optimisé pour la montée en énergie, en configuration double passage, est équipé d'une diode de forte puissance à 969 nm. La diode délivre une puissance de 200 W couplée dans une fibre de 200 µm avec une ouverture numérique de 0,22. On utilise une fibre cristalline au dopage modéré (1 at. %) afin de limiter les distorsions spatiales induites thermiquement. Nous y avons également intégré le dispositif de combinaison cohérente à division temporelle permettant de générer 4 répliques temporelles pour abaisser le niveau des puissances crêtes à l'entrée de la fibre cristalline.

L'architecture globale de l'amplificateur est présentée sur la figure V-2.

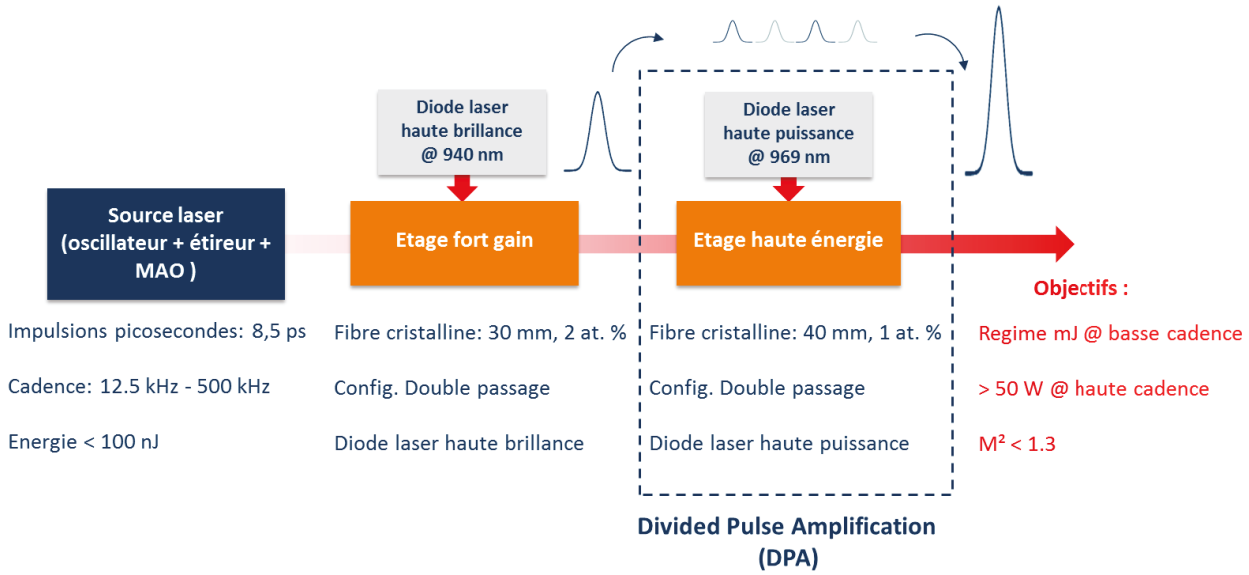


Figure V-2 : Architecture globale de l'amplificateur à fibres cristallines basse cadence.

V.2 Performances obtenues

V.2.1 Amplificateur fort gain (étage 1)

V.2.1.a Dispositif expérimental

De façon analogue au premier étage d'amplification de la version haute cadence (cf. partie IV.2.1.a), l'étage 1 de la version basse cadence combine une diode laser de forte brillance et une fibre cristalline fortement dopée (2 at. %) afin de générer de forts gains. Au moment de ces travaux, de nouvelles diodes laser de fortes brillances sont apparues commercialement. La diode que nous avons choisie ici délivre une puissance optique de 100 W couplée dans une fibre de 100 µm et avec une ouverture numérique de 0,22. Par rapport à celle que nous avions intégrée à l'amplificateur haute cadence, celle-ci bénéficie d'une brillance presque 2 fois plus élevée (8,2 contre 4,2 $MW^2.cm^2.sr^{-1}$). Toujours dans le but d'optimiser le caractère fort gain de l'amplificateur, ce premier étage opère en configuration double passage. Les tailles de faisceaux employées sont similaires à celles que nous avons utilisées pour la version haute cadence, à savoir un spot de pompe de 400 µm de diamètre et un faisceau signal focalisé sur un diamètre de 390 µm quelques millimètres après la face d'entrée de la fibre cristalline. Le dispositif est présenté sur la figure V-3.

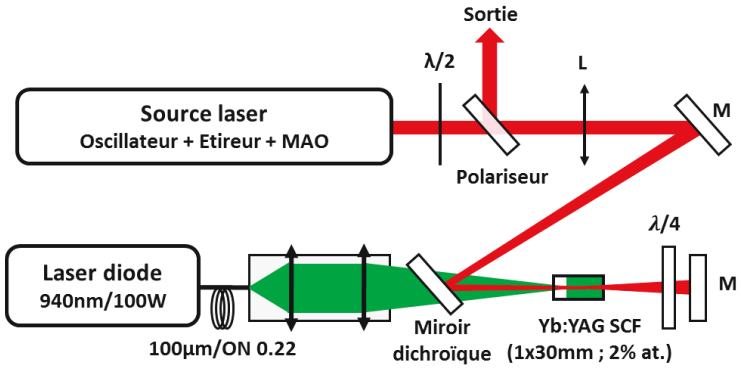


Figure V-3 : Dispositif expérimental de l'amplificateur double passage fort gain (basse cadence).

V.2.1.b Résultats expérimentaux

Pour mesurer les performances de notre amplificateur en termes de gain, nous nous plaçons à la cadence de 2 MHz (cadence la plus élevée) et faisons varier la puissance de signal injectée. La figure V-4(a) présente les puissances moyennes et gains générés en fonction de la puissance de signal injectée. En régime petit signal, le gain maximum obtenu en double passage atteint une valeur tout à fait remarquable pour ce type d'architecture : le gain est de 32 dB pour un signal injecté de 240 µW et pour 100 W de puissance de pompe. Dans une telle configuration, on peut s'attendre à générer un pourcentage non négligeable d'émission spontanée amplifiée (ASE). Pour l'estimer, on mesure la puissance de sortie à puissance de pompe maximale sans injecter de signal. Cette mesure nous permet de donner un pourcentage maximal d'ASE, Il est ici de 2,5 %. Une puissance moyenne de 9,4 W est générée en injectant 78 mW pour 100 W de pompe, le gain saturé atteint dans ces conditions la valeur de 21 dB.

On se place maintenant à la cadence de 500 kHz, cadence suffisamment faible pour atteindre les objectifs en termes d'énergie fixés par le projet. La figure V-4(b) présente les puissances moyennes amplifiées en configuration simple et double passage en fonction de la puissance de pompe. Pour 30 mW de signal injecté et une puissance de pompe de 100 W, la puissance moyenne générée à 1030 nm atteint 8,3 W, correspondant à une énergie par impulsion de 17 µJ, après deux passages dans le milieu amplificateur. La durée des impulsions mesurées par autocorrélation est de 7,6 ps (avec un facteur de déconvolution de 1,54 propre à un profil temporel en sécante hyperbolique), la puissance crête ainsi générée à la sortie de ce premier étage atteint 2,2 MW.

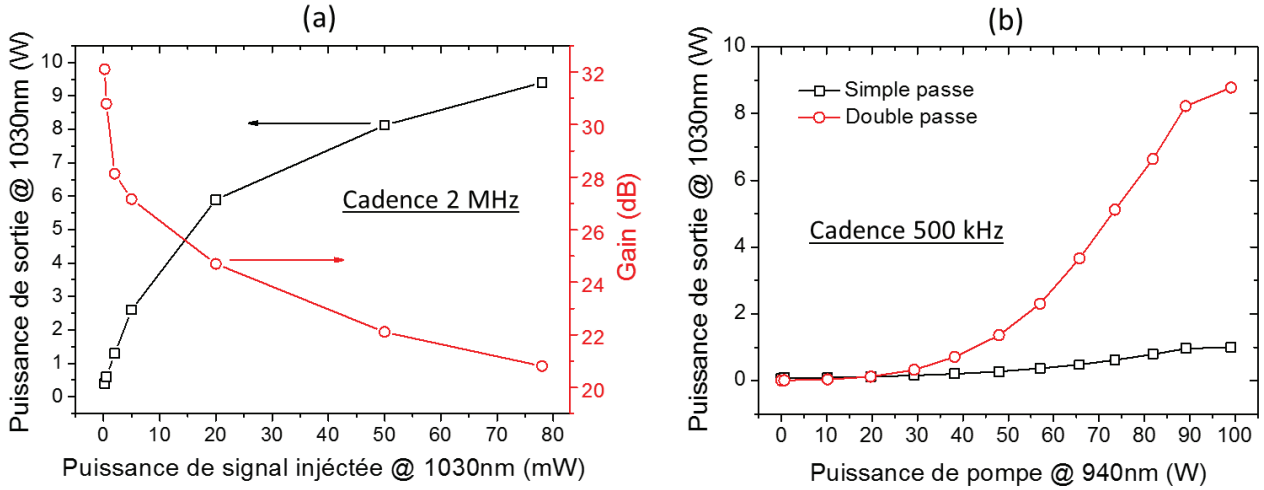


Figure V-4 : Puissance moyenne et gain en fonction de la puissance de signal injectée (cadence fixée à 2 MHz). Puissance moyenne obtenue en simple et double passage en fonction de la puissance de pompe (cadence fixée à 500 kHz).

La figure V-5 présente la mesure de M^2 réalisée à 500 kHz, à pleine puissance de pompe. Ce premier étage d'amplification n'induit aucune dégradation de la qualité de faisceau avec un M^2 inférieur à 1,2 dans les deux directions. Malgré une charge thermique a priori suffisante pour générer une lentille thermique aberrante, le gain élevé permet ici de filtrer les distorsions spatiales localisées en bord de faisceau (cf. III.2.1.b).

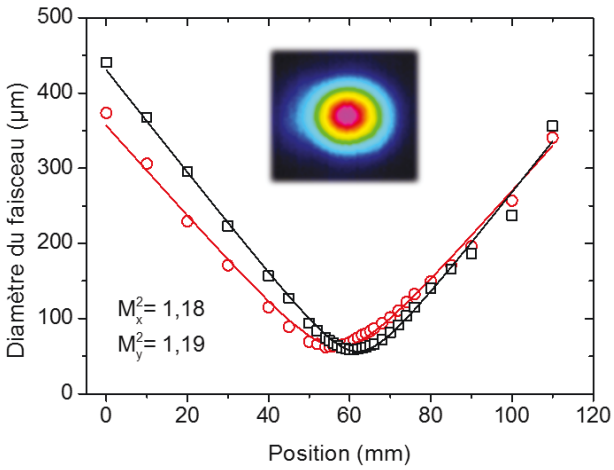


Figure V-5 : Mesure de M² à la cadence de 500 kHz pour 100 W de puissance de pompe et un gain très élevé, de l'ordre de 25 dB.

Dans la gamme de cadence d'intérêt, inférieure à 500 kHz, les puissances crêtes délivrées à la sortie de ce premier étage d'amplification sont telles que l'implémentation du dispositif de division temporelle est nécessaire pour éviter le phénomène d'auto-focalisation dès le premier passage dans la fibre cristalline du deuxième étage (cf. figure V-6). La section suivante est donc consacrée au développement expérimental du deuxième étage d'amplification intégrant ce dispositif de DPA.

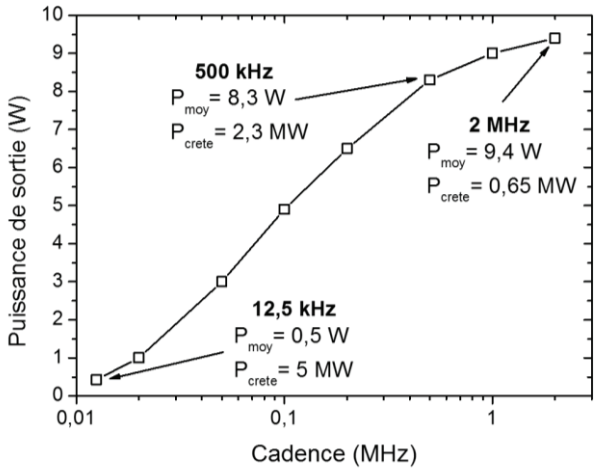


Figure V-6 : Puissance moyenne en sortie d'étage 1 en fonction de la cadence.

V.2.2 Amplificateur à division temporelle de forte énergie (étage 2)

V.2.2.a Dispositif expérimental

Le deuxième étage d'amplification opère également en configuration double passage, il intègre une fibre cristalline de 30 mm dopée à 1 at. % pompée par une diode laser de 200 W centrée autour de 969 nm. L'association d'une fibre à faible dopage et du pompage à 969 nm permet ici de réduire la charge thermique en vue de limiter les distorsions spatiales du faisceau amplifié. En outre, la faible longueur de la fibre cristalline constitue également un avantage pour la gestion des fortes puissances crêtes en limitant la longueur du milieu non-linéaire traversé.

Le dispositif de combinaison cohérente à division temporelle (cf. figure V-7) utilisé dans un premier temps[80] se compose d'une ligne à retard et d'un cristal de vanadate d'yttrium (YVO_4) permettant de créer 4 répliques temporelles à partir d'une impulsion de sortie du premier étage d'amplification:

- une première ligne à retard en espace libre génère deux répliques avec un délai de 300 ps.
- un cristal d'YVO_4 de 40 mm de long permet ensuite de diviser à nouveau chaque impulsion en deux nouvelles répliques temporelles séparées cette fois ci de 32 ps.

La ligne à retard est volontairement placée en amont pour éviter que la dernière phase de recombinaison, mettant en jeu de fortes puissances crêtes, ait lieu dans un cristal de vanadate fortement non-linéaire. De plus en introduisant des délais décroissants, la séquence temporelle générée se compose de répliques aux polarisations orientées perpendiculairement les unes par rapport aux autres, comme décrit sur la figure V-7. Ceci permet de réduire les effets d'interaction entre les répliques et de garantir une efficacité de recombinaison élevée.

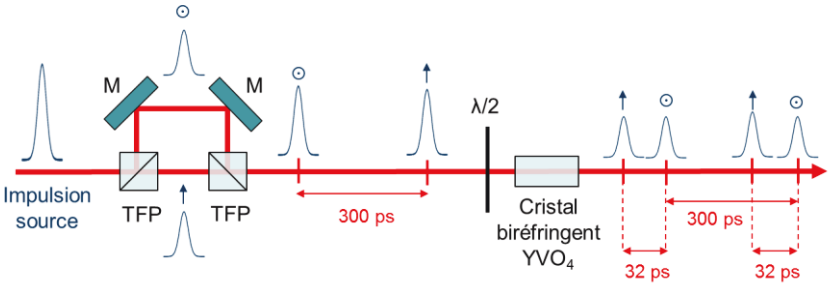


Figure V-7 : Dispositif de division temporelle.

Pour réaliser la recombinaison temporelle, un rotateur est intégré au dispositif entre la fibre cristalline et le miroir de retour. En passant, à deux reprises, au travers de celui-ci les impulsions amplifiées après le second passage présentent une polarisation orientées à 90° des états de polarisation de la séquence temporelle injectée. En repassant à travers le cristal d'YVO_4 et de la ligne à retard les délais introduits lors de la phase de division se compensent et les répliques temporelles se recombinent. Le faisceau recombiné est réfléchi par le premier polariseur rencontré. La part de puissance non-recombinée est extraite par le second polariseur de l'isolateur placé à l'entrée du système. Comme nous l'avons évoqué à la fin du chapitre 3, le rapport entre la puissance combinée et la puissance totale permet d'estimer l'efficacité de recombinaison spatiale $\eta_{spatiale}$.

$$\eta_{spatiale} = \frac{P_{combinée}}{P_{non-combinée} + P_{combinée}} \qquad \textit{Eq. V-1}$$

L'efficacité de recombinaison globale est calculée en multipliant l'efficacité de recombinaison spatiale à l'efficacité temporelle. Cette dernière est déterminée par l'évaluation de l'énergie contenue dans les répliques temporelles satellites qui apparaissent sur la voie recombinée. Notre dispositif de combinaison cohérente se compose de deux éléments permettant d'introduire les délais, lors de la phase de recombinaison 3 pics parasites situés à 32 ps, 300 ps et 332 ps sont alors susceptibles d'apparaitre de part et d'autre de l'impulsion centrale. Pour mesurer l'intensité dans ces pics parasites et la part d'énergie qu'ils contiennent, on peut utiliser un autocorrélateur. Mais les appareils standards ont des plages d'utilisation limitées temporellement et fonctionnent typiquement pour des délais suffisamment faibles, de l'ordre de 50 ps. Dans notre cas le délai introduit par la ligne à retard en espace libre est trop long, il faut donc associer à cette mesure par autocorrélation, une mesure avec un oscilloscope et une photodiode rapide.

[80] Nous passerons à 8 répliques pour monter en énergie.

Le dispositif expérimental complet de ce deuxième étage d'amplification est présenté en figure V-8.

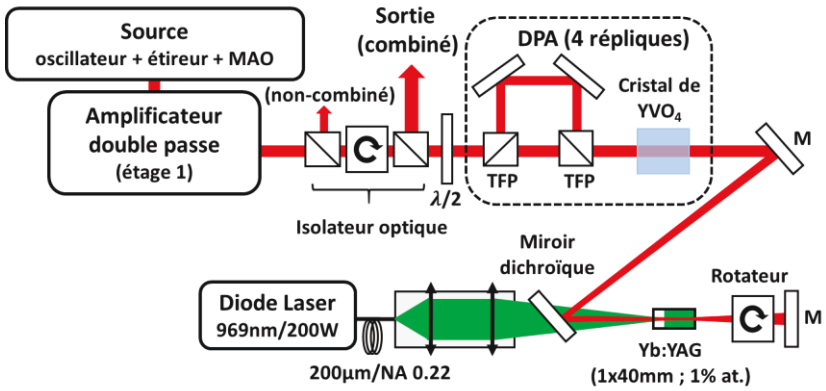


Figure V-8 : Dispositif expérimental de l'amplificateur haute énergie intégrant le dispositif de DPA.

V.2.2.b Résultats expérimentaux avec un DPA à 4 répliques temporelles

Nous avons dans un premier temps étudié les niveaux d'énergie extraite en réduisant progressivement le taux de répétition de la source laser de 500 kHz à 20 kHz grâce au MAO placé à l'entrée de l'amplificateur. La figure V-9 présente l'énergie, la puissance moyenne et l'efficacité de recombinaison obtenues en fonction de la cadence. A puissance de pompe maximale (200 W à 969 nm), 110 µJ à 500 kHz et 1,3 mJ à 20 kHz sont extraits de l'amplificateur après double passage. Les puissances crêtes générées atteignent respectivement 18 et 208 MW, à 500 et 20 kHz. La courbe bleue représente l'efficacité de recombinaison spatiale calculée avec l'équation V-1. Celle-ci diminue légèrement en passant de 95 % à 90 % à mesure que l'énergie extraite augmente. Nous reviendrons sur les origines de cette baisse d'efficacité dans la partie V.2.2.e. Nous avons également cherché à mesurer l'efficacité de recombinaison temporelle, compte-tenu de la durée des délais, 300 ps avec la ligne à retard et 32 ps avec le cristal d'YVO_4, nous avons effectué notre mesure en deux temps. Nos mesures avec la photodiode rapide et l'autocorrélateur nous permettent ainsi d'estimer à moins de 0,5 % la part d'énergie contenue dans les pics parasites.

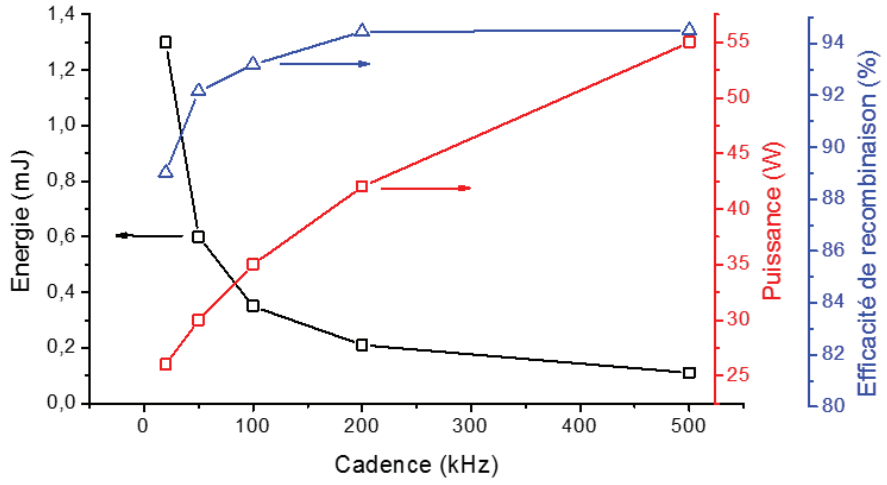


Figure V-9 : Energie, puissance moyenne et efficacité de recombinaison en fonction de la cadence, pour une puissance de pompe maximale de 200 W (969 nm). Résultats obtenus avec un DPA à 4 répliques temporelles.

La qualité spatiale des faisceaux amplifiés a également été étudiée. La figure V-10 présente quelques mesures de M^2 réalisées à différentes cadences ainsi qu'une courbe décrivant l'évolution de la qualité de faisceau en fonction du gain. Les mesures de M^2 font apparaitre une tendance à l'amélioration de la qualité de faisceau à mesure que la cadence diminue. Deux effets sont a priori à l'origine de ce phénomène :

- La puissance moyenne extraite diminue à faible cadence, la désaturation de la pompe est donc plus faible et contribue à diminuer et à mieux répartir la charge thermique dans le cristal.
- Le gain augmente significativement entre les configurations à 500 kHz et 20 kHz, ce dernier passe de 7 à 32. Cette augmentation du gain provoque une baisse du M^2 de l'ordre de 0,1 grâce à une compensation des distorsions spatiales (cf. figure V-10(a)). Ceci se confirme encore à plus basse cadence avec un $M^2 < 1,1$ à 12,5 kHz (dans ce dernier cas le DPA utilisé est à 8 répliques mais ce point n'impacte pas sur les arguments précédents).

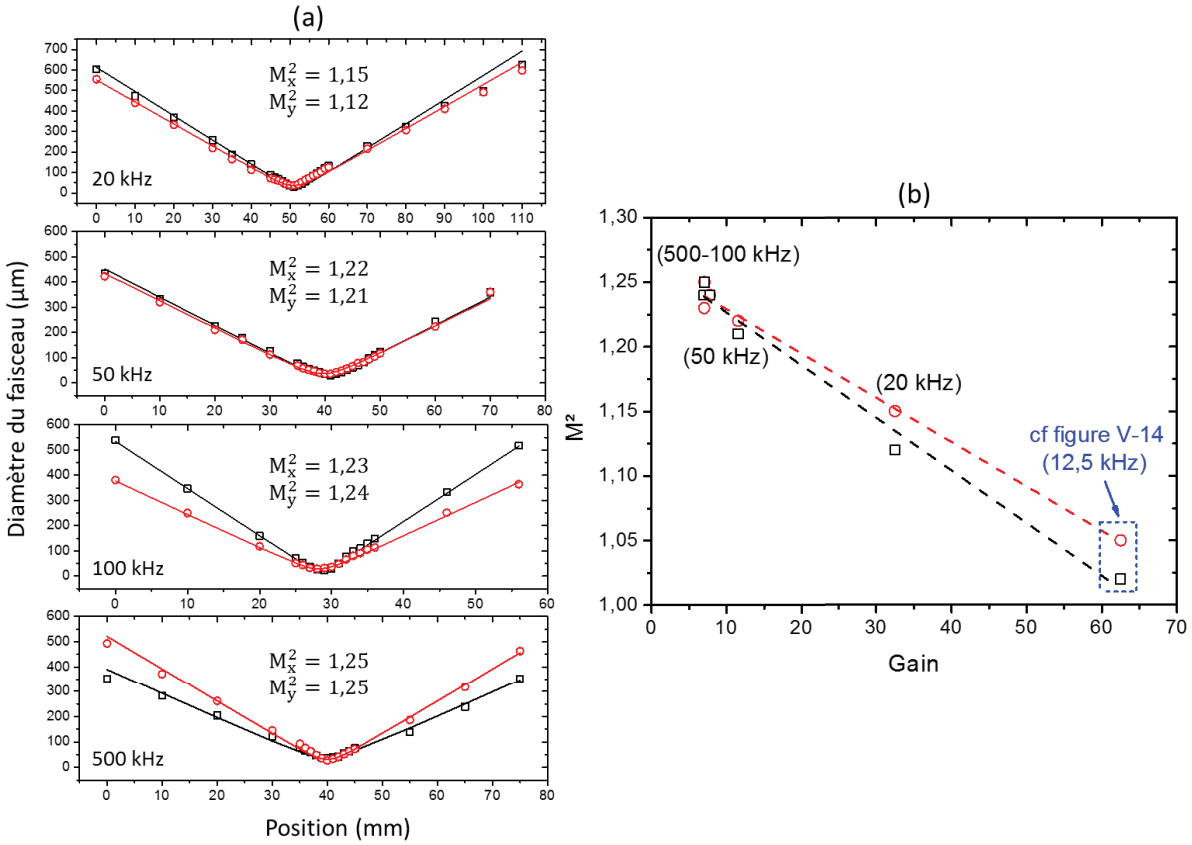


Figure V-10 : Evolution de la qualité spatiale du faisceau amplifié en fonction de la cadence et du gain. (a) Mesure de M^2 pour différentes cadences entre 500 kHz et 20 kHz. (b) M^2 en fonction du gain.

A la cadence de 20 kHz, la puissance crête par réplique atteint 54 MW en sortie directe de la fibre cristalline (avant recombinaison du DPA). A un tel niveau de puissance crête, on s'attend à observer le phénomène d'autofocalisation. Pour atteindre de telles performances en limitant les risques d'endommagement du système, nous avons enregistré avec précision le profil du faisceau à la sortie de la fibre cristalline au moment de la montée en énergie. Grâce à un dispositif d'imagerie 4f intégré à l'amplificateur, nous avons pu relever les variations de taille de faisceau sur la face de sortie du cristal (après double passage et avant recombinaison). Pour cela, on se place à la cadence fixe de 20 kHz et à puissance de pompe maximale et on augmente progressivement la puissance de signal injectée tout en contrôlant les tailles de faisceau. On s'attend en effet à une diminution de la taille du faisceau en sortie d'amplificateur induit par un effet Kerr

spatial grandissant à mesure que l'on augmente le niveau de puissance crête injectée. La figure V-11(a) présente les puissances crêtes par réplique obtenues en sortie d'amplificateur en fonction des puissances crêtes par répliques injectées, ainsi que les profils de faisceau sur la face de sortie de la fibre cristalline. Cette étude révèle une légère diminution de la taille de faisceau sur la face de sortie, de l'ordre de 8 % sur chaque axe. On attribue cet effet à l'augmentation de la lentille de Kerr lorsque la puissance crête en sortie passe de 6 à 54 MW (respectivement obtenues pour 85 kW et 1,8 MW injectés). Malgré ces fortes puissances crêtes, l'intégrale B accumulée au cours de l'amplification est relativement faible, de l'ordre de 2,3 rad. Nous avons confirmé cette intégrale B en mesurant le spectre après amplification (cf. Figure V-11(b)). Le léger rétrécissement spectral (de 520 pm à 305 pm à mi-hauteur) ainsi que les pics latéraux observés sont en accord avec nos résultats de simulations obtenus pour une intégrale B de 2,3 rad. On remarque donc une compression spectrale non linéaire compatible qualitativement et quantitativement avec nos simulations numériques.
Ainsi, bien que la phase non-linéaire accumulée par les impulsions soit faible, les premiers effets de l'automodulation de phase sont visibles. Le chirp initial étant négatif, la SPM conduit dans ces conditions à de la compression spectrale associée à un léger rétrécissement temporel de l'impulsion amplifiée [Planas et al., 1993].

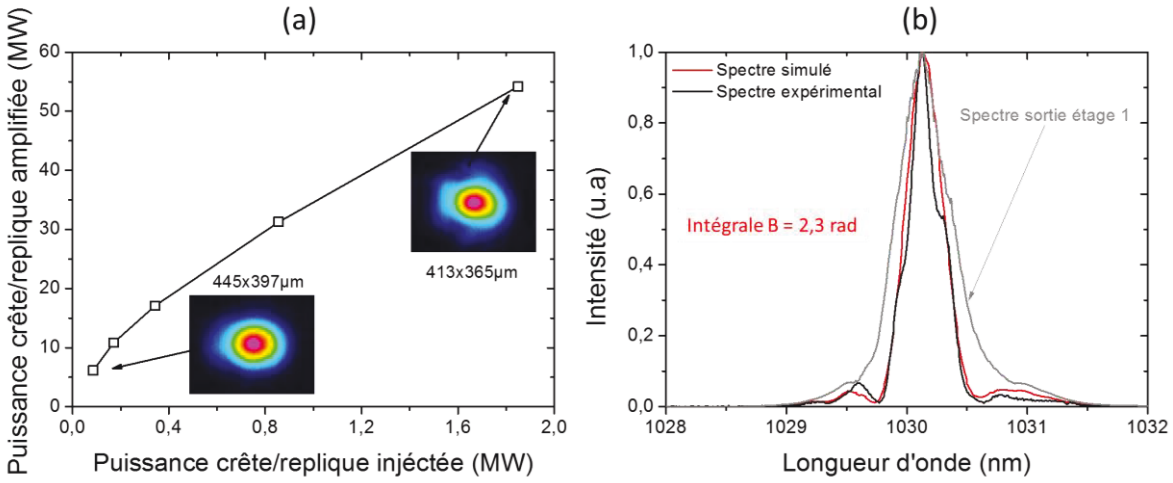


Figure V-11 : (a) Evolution de la puissance crête par réplique temporelle en fonction de la puissance crête (par réplique) injectée. (b) Spectres expérimental et simulé après amplification.

Grâce à un gain encore relativement élevé, d'environ 30 (pour 1,3 mJ en sortie à 20 kHz), la longueur de cristal parcourue à très forte puissance crête reste faible. Ceci explique le bas niveau de phase non-linéaire accumulée et les faibles variations de taille de faisceau. Comme le montre la figure V-12, pour une puissance crête de sortie fixe, ici 52 MW, plus le gain est élevé, moins les impulsions accumulent de phase non-linéaire. Dans le pire des cas, le gain est proche de 1, une forte puissance crête de 52 MW parcoure les 80 mm de cristal[81] et génère un intégrale B estimée à 12 rad après 2 passages. En revanche un gain supérieur à 30 permet de garantir une intégrale B accumulée inférieure à 2,5 rad

[81] 2 passages : 2 x 40 mm parcouru

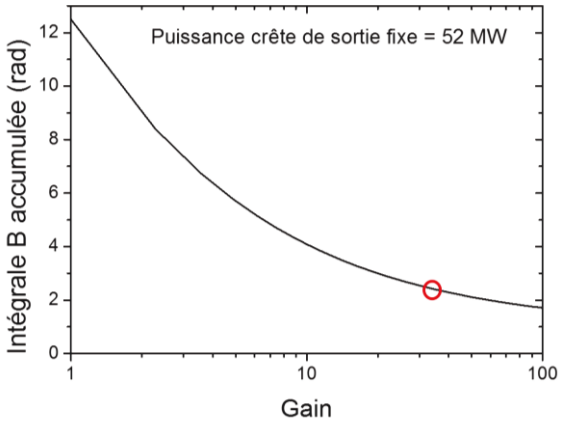


Figure V-12 : Simulation de l'Intégrale B accumulée en fonction du gain pour une puissance crête de sortie fixée à 52 MW. Le rond rouge correspond aux conditions expérimentales qui ont permis de générer 1,3 mJ à 20 kHz avec 4 répliques temporelles.

V.2.2.c Résultats expérimentaux avec un DPA à 8 répliques temporelles

Nous avons ensuite cherché à repousser encore les limites en termes de puissances crêtes afin d'atteindre des niveaux d'énergie plus élevés. L'électronique de contrôle du MAO placé en entrée de système nous limite à une cadence minimale de 12,5 kHz. Dans ces conditions, après amplification dans le deuxième étage, la puissance moyenne incidente à l'entrée du 2ème étage d'amplification est de 430 mW correspondant à une puissance crête de l'ordre de 5 MW (cf. figure V-6). Pour limiter les effets non-linéaires dans le dernier étage d'amplification, on augmente le nombre de répliques générées à l'entrée de cet amplificateur à 8 en ajoutant un cristal d'YVO_4. Désormais le dispositif de division temporelle se compose d'une ligne à retard et de 2 cristaux d'YVO_4 mesurant respectivement 40 et 20 mm de long. La puissance crête à l'entrée de l'amplificateur est ainsi divisée par 8 et est abaissée à 625 kW par réplique. La figure V-13 présente les puissances moyennes obtenues sur la voie combinée et non-combinée. Ainsi nous avons pu en déduire l'efficacité de recombinaison en fonction de la puissance de pompe. Pour une puissance de pompe maximale de 200 W (186 W incident sur la fibre cristalline), 25 W de puissance moyenne sont extraits sur la voie combinée, ceci correspondant à une énergie par impulsion de 2 mJ. La durée d'impulsion en sortie d'amplificateur est estimée à 6,2 ps, soit une puissance crête de 322 MW. Malgré les fortes puissances crêtes qui traversent le cristal (41 MW par répliques en sortie de fibre cristalline), le fort gain, de l'ordre de 68, permet de maintenir une faible intégrale B accumulée de seulement 1,9 rad. Les pertes mesurées sur la voie non-combinée s'élèvent à 4 W correspondant à une efficacité de recombinaison de 86 %. Cette dernière, mesurée à 98 % sans amplification, diminue progressivement au fur et à mesure que la puissance de pompe augmente. Nous reviendrons sur les raisons de cette baisse d'efficacité dans la partie V.2.2.b.

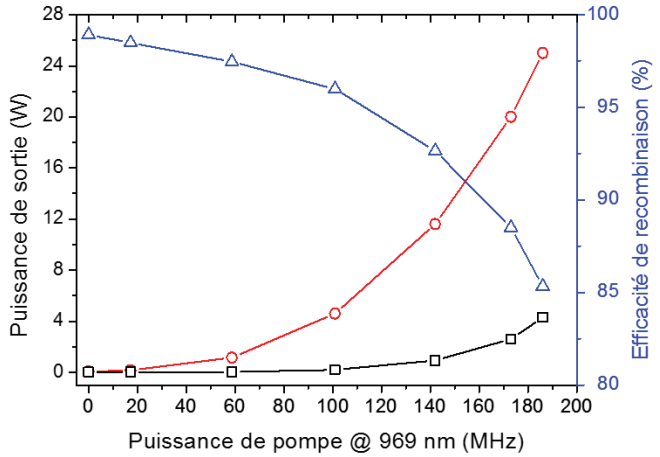


Figure V-13 : Puissance moyenne combinée, non-combinée en sortie d'étage 2 et efficacité de recombinaison en fonction de la puissance de pompe.

La figure V-14 présente les profils temporel et spectral des impulsions amplifiées à 2 mJ. Un léger rétrécissement spectral et temporel de l'impulsion amplifiée est mesuré.

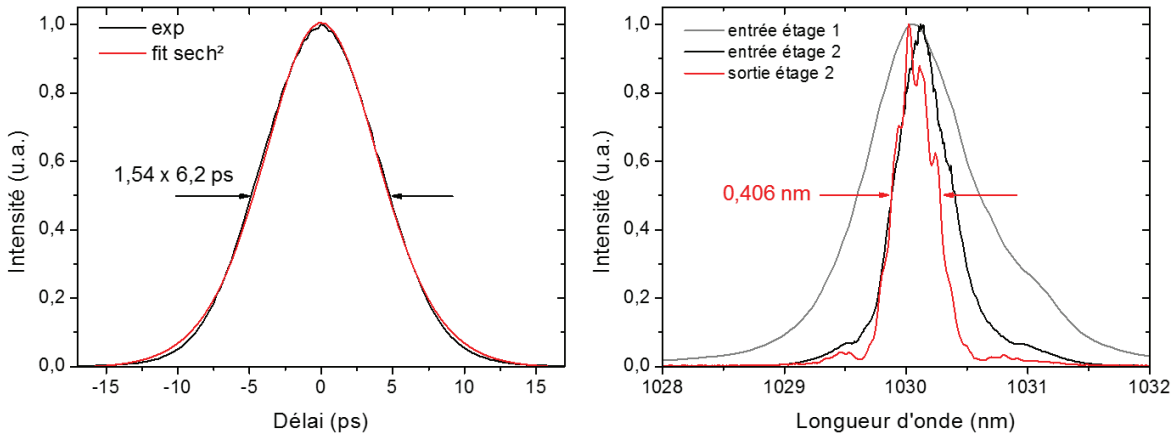


Figure V-14 : Trace d'autocorrélation (a) et spectre des impulsions amplifiées (b) à 2 mJ.

La figure V-15 présente la mesure de M² réalisée à 12,5 kHz, à pleine puissance de pompe. La qualité de faisceau est excellente avec un M² inférieur à 1,2 dans les deux directions. Malgré une charge thermique suffisante pour générer une lentille thermique aberrante, le gain élevé filtre une nouvelle fois les distorsions spatiales en bord du faisceau.

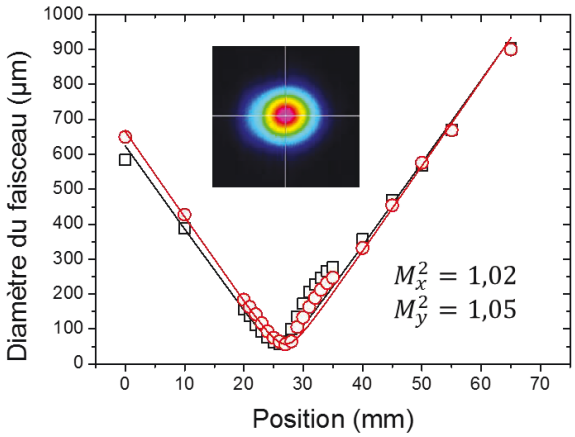


Figure V-15 : Mesure de M² à la puissance de pompe maximale de 200 W (à 969 nm), à la cadence de 12,5 kHz.

V.2.2.d Validation des puissances crêtes

Un point souvent soulevé pour des amplificateurs générant des puissances crêtes aussi élevées est la validité de leur estimation. En effet, comme on travaille avec des puissances crêtes supérieures à la puissance d'auto-focalisation, il peut arriver que les mesures de puissance crête soient contestées en argumentant que l'énergie mesurée n'est pas forcement là où on l'imagine, c'est à dire dans l'impulsion principale. Pour répondre à cet argument contradictoire, nous avons décidé de mesurer la puissance crête plus directement qu'en divisant simplement l'énergie par la durée. Une méthode de validation des puissances crêtes a été mise en place pour appuyer nos mesures d'efficacité de recombinaison et surtout valider les performances démontrées. Pour y parvenir on utilise une mesure utilisant un effet non-linéaire dépendant de la puissance crête, l'automodulation de phase.

Pour cela nous avons décidé d'envoyer une part de puissance (moyenne) connue dans une fibre optique monomode pour produire de l'automodulation de phase. Il est ensuite possible de comparer le spectre obtenu expérimentalement au spectre attendu théoriquement pour une puissance crête donnée. Les simulations ont été réalisées à l'aide du logiciel Fiberdesk. La figure V-16 présente le dispositif expérimental utilisé pour valider nos performances en puissance crête. Nous avons réalisé notre expérience avec la configuration DPA à 4 répliques temporelles utilisant 2 cristaux d'YVO_4.

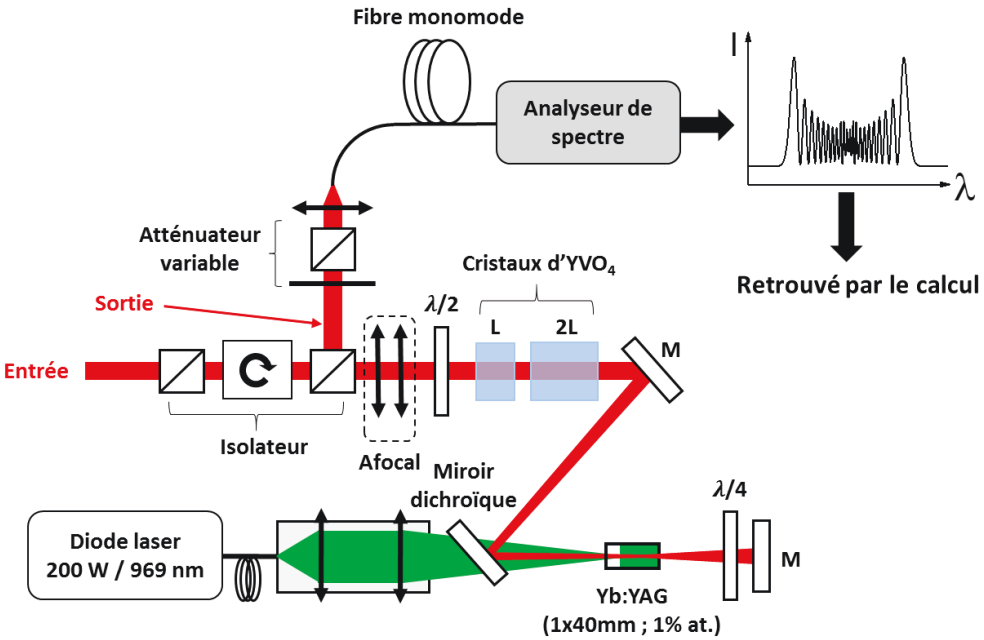


Figure V-16 : Dispositif expérimental de validation des puissances crêtes.

On se place ici à la cadence de 20 kHz. A pleine puissance de pompe (200 W à 969 nm), une puissance moyenne de 25 W est obtenue en sortie de l'amplificateur. La durée des impulsions générées est de 6,2 ps. Si l'efficacité de recombinaison est bonne et si aucun fond continu, issu par exemple de l'émission spontanée amplifiée, n'est présent sur la voie combinée, la puissance crête correspondante atteint environ 200 MW. Dans ces conditions, il suffit de prélever une toute petite fraction de la puissance moyenne obtenue car l'injection de quelques dizaines µW de ce signal laser suffit pour créer d'importants effets non linéaires dans le coeur d'une fibre optique monomode. La figure V-17 présente les spectres obtenus à la sortie de cette fibre monomode. Le cas (a) correspond à une puissance injectée dans la fibre monomode de 70 µW soit une puissance crête attendue de 565 W. L'intégrale B théoriquement accumulée est alors de 3,9 rad. Le spectre simulé[82] montre un excellent accord avec le spectre obtenu expérimentalement. Les largeurs à mi-hauteur sont tout à fait comparables et le nombre et l'amplitude des pics de modulation présents de part et d'autre du pic central semblent correspondre. Le cas (b) correspond à une puissance injectée de 1,3 mW, correspondant à une puissance crête théorique de 10,5 kW. L'intégrale B théoriquement attendue est d'environ 72 rad. Là encore, la correspondance des pics latéraux à 1020 et 1040 nm indique un bon accord entre le spectre expérimental et simulé.

[82] En prenant en compte le chirp initial.

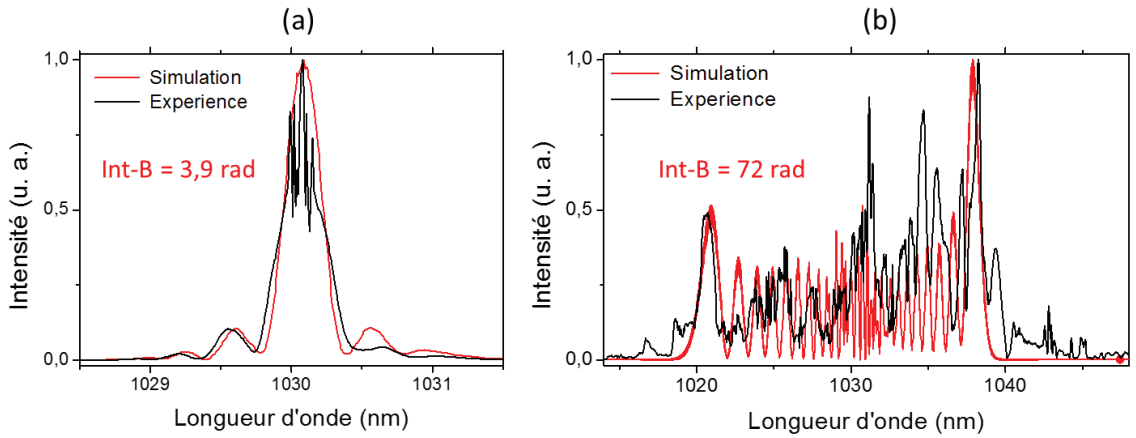


Figure V-17 : Spectres d'automodulation de phase expérimentaux obtenus en sortie de fibre monomode (noir). Spectres retrouvés par le calcul (rouge).

Cette méthode de validation par la génération d'automodulation de phase permet de compléter les mesures de puissance crête indirecte et de corroborer l'efficacité de recombinaison du DPA effectuées (spatiale et temporelle) et l'absence d'ASE. Ceci contribue à la validation des performances obtenues.

V.2.2.e Baisse d'efficacité de recombinaison dans le DPA

Revenons maintenant sur les raisons éventuelles de baisse d'efficacité de recombinaison à forte puissance crête observée dans la configuration à 8 répliques temporelles (cf. V.2.2.c). Les effets de saturation du gain constituent un élément de réponse, élément souvent cité pour les amplificateurs à fibres basés sur la division temporelle [Daniault et al., 2011, 2012; Guichard et al., 2013]. Bien que relativement faible comparé à ce que l'on peut rencontrer dans les architectures fibrées, cet effet se manifeste tout de même dans notre système et entraine une baisse d'efficacité de recombinaison non négligeable. On estime en effet une énergie de saturation autour de 9 mJ pour des énergies extraites de l'ordre du mJ. Considérons le cas étudié dans la partie V.2.2.d. Les performances obtenues sont rappelées dans le tableau V-2.

	Après recombinaison	Avant recombinaison
Puissance moyenne	25 W	29 W
Cadence	12,5 kHz	100 kHz (8 répliques)
Efficacité de recombinaison	86 %	-
Energie par impulsion	2 mJ	290 µJ
Durée des impulsions	6,2 ps	6,2 ps
Puissance crête	322 MW	47 MW

Table V-2 : Résumé des performances obtenues dans la configuration à 8 répliques temporelles.

Le programme de simulation[83] utilisé est basé sur la méthode bien connue du *split step Fourier* qui permet de découpler sur de petite distance dz, les effets de gain, l'influence de la dispersion et des non-linéarités sur les profils temporels et spectraux des impulsions lors de leur propagation. Le programme prend en compte l'effet de la saturation du gain avec pour conséquence la phase différentielle induite, entre les

[83] Développé au cours de la thèse de Florent Guichard [Guichard, 2016].

répliques, par effet d'automodulation de phase (SPM) et de modulation de phase croisée (XPM). En revanche, l'algorithme ne prend pas en compte les effets spatiaux. La figure V-18 (a) présente l'évolution de l'efficacité de recombinaison en fonction de l'énergie par réplique générée en sortie d'amplificateur. Pour se placer dans les conditions de l'expérience, on considère une puissance moyenne d'entrée de 430 mW à 12,5 kHz, soit une énergie par répliques de 4,3 µJ (8 répliques générées). Comme le montre la courbe bleue, à mesure que l'énergie par réplique extraite de l'amplificateur augmente, l'efficacité de recombinaison chute. Pour une énergie par réplique de 295 µJ, correspondant au cas expérimental, l'efficacité de recombinaison maximale théorique atteint 95,5 %. Les figures V-17 (b) et (c) indique clairement que le phénomène de saturation du gain est à l'origine de cette baisse d'efficacité. Après deux passages dans le milieu amplificateur, nos calculs indiquent une différence d'intensité de 30 % entre la première et la dernière réplique soit une différence d'intégrale B d'environ 350 mrad ce qui implique donc une perte à la recombinaison de 4,5 %. Seulement 4,5 % de pertes sont donc attribuées à la saturation du gain. Les 9 % restant mesuré expérimentalement sont alors attribués à l'inhomogénéité spatiale du faisceau et à alignement imparfait du dispositif de combinaison cohérente.

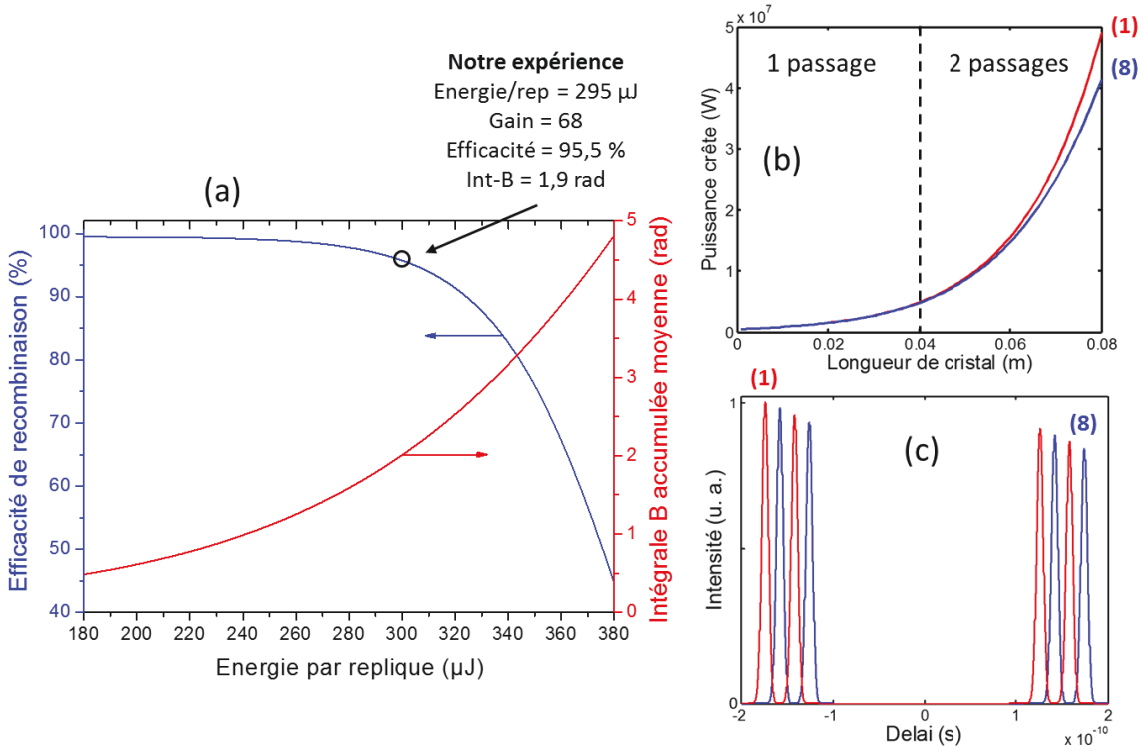


Figure V-18 : Evolution théorique de l'efficacité de recombinaison et de l'intégrale B accumulée en fonction de l'énergie par réplique générée en sortie d'amplificateur double passage (a). Evolution des puissances crête au cours des deux passages dans le milieu amplificateur (b). Profil temporel de la séquence de répliques temporelle après amplification (c).

L'une des solutions qui pourrait être envisagées pour atteindre des énergies plus élevées en sortie d'amplificateur sans dégrader les performances du dispositif de recombinaison serait d'augmenter les tailles des faisceaux pompe et signal. En agissant sur le diamètre du faisceau signal, on peut, en effet, augmenter l'énergie de saturation. La figure V-19 présente l'évolution de l'efficacité de recombinaison en fonction de l'énergie par réplique pour différentes énergies de saturation. Passer d'un faisceau signal de 380 µm de diamètre comme c'est le cas dans notre système à un faisceau 550 µm, correspondant à une

énergie de saturation de l'ordre de 20 mJ, permettrait d'atteindre des énergies de l'ordre de 3 mJ. Récemment, près de 4 mJ ont ainsi pu être extrait d'un amplificateur à cristal massif utilisant un dispositif de division temporelle similaire au notre [Pouysegur et al., 2016]. L'emploi de faisceaux de pompe et de signal plus larges ainsi que de cristaux d'Yb:YAG plus courts ont ici largement contribué à atteindre de telles performances.

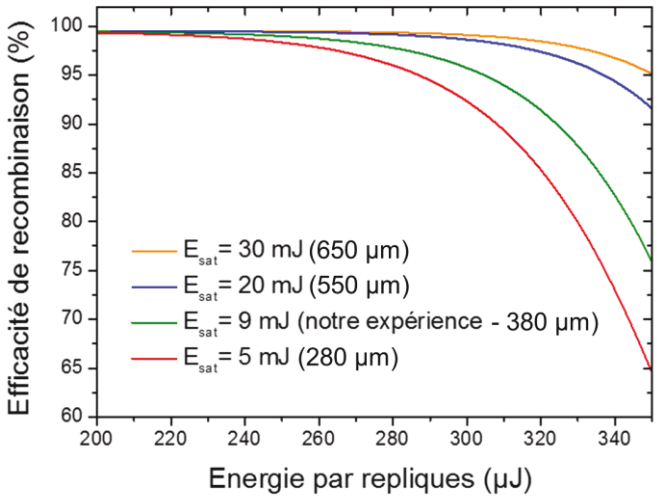


Figure V-19 : Evolution de l'efficacité de recombinaison en fonction de l'énergie par répliques générée pour différentes énergies de saturation. Entre parenthèse: le diamètre du faisceau au col. Les autres paramètres sont identiques aux simulations présentées sur la figure V-18.

V.2.3 Synthèse

Grâce à l'implémentation d'un dispositif de combinaison cohérente à division temporelle, l'amplificateur à fibres cristallines développé pour la version basse du projet Razipol permet de générer des énergies comprises entre 110 et 215 µJ dans la gamme de cadences d'intérêt, comprise entre 200 et 500 kHz. Les objectifs fixés par le projet ont donc été atteints, en tout cas pour la phase de démonstration expérimentale du prototype de laboratoire (la partie V.2.4 est consacrée à la réalisation de l'amplificateur version intégrée). Par ailleurs, comme pour la version haute cadence, nous avons cherché à aller plus loin et à explorer les limites de notre système. En générant 4 répliques temporelles, une énergie de 1,3 mJ par impulsions a été démontrée en sortie d'amplificateur. La puissance crête de chaque réplique temporelle en sortie de la fibre cristalline atteint dans une telle configuration 52 MW, ce qui établit un nouveau record à comparer aux 28 MW de puissance crête démontrés par Saby et al. en 2014 [Saby et al., 2014]. Nous avons mis en évidence le rôle clef joué par le fort gain pour obtenir de tels niveaux de puissance crête sans endommager le milieu amplificateur par autofocalisation. Encouragés par de tels résultats, nous avons cherché à repousser encore les limites en énergie en générant cette fois 8 répliques temporelles. Des énergies par impulsions de 2 mJ et des puissances crêtes de 320 MW (après recombinaison) ont ainsi été démontrées. Ces résultats sont tout à fait encourageants pour le développement de futurs produits à base de fibre cristalline combinant avantageusement une architecture simple et la production de fortes énergies de typiquement quelques mJ. Dans cette optique et pour aller encore plus loin, l'emploi de tailles de modes plus élevées et de cristaux plus courts permettraient sans doute d'atteindre de meilleures performances en conservant toujours un nombre réduit de répliques temporelles. Ce type d'amplificateur à fibre cristalline constitue une bonne alternative pour l'amplification d'impulsions de forte énergie à faible largeur spectrale pour laquelle l'emploi de la technique d'amplification à dérive de fréquence (CPA) reste difficile (cf. III.3.2.a). Ces résultats ont fait l'objet d'une publication dans la revue Optics letters [Lesparre et al., 2016].

La partie suivante est consacrée à la réalisation de l'amplificateur à fibres cristallines basse cadence version intégrée.

V.3 Phase d'intégration

Comme pour la version haute cadence, une version industrialisable compacte de l'amplificateur à fibre cristalline a été réalisée (cf. Figure V-20). L'enveloppe mécanique de l'amplificateur a beaucoup évolué par rapport à la version haute cadence. Le bâtit (paroi + socle) est composé d'un seul bloc en aluminium dont la matière a été creusée, ceci permet d'assurer une meilleure stabilité du système. Certaines montures ont été également modifiées, soit pour faciliter l'alignement optique, soit pour augmenter le nombre de degrés de liberté.

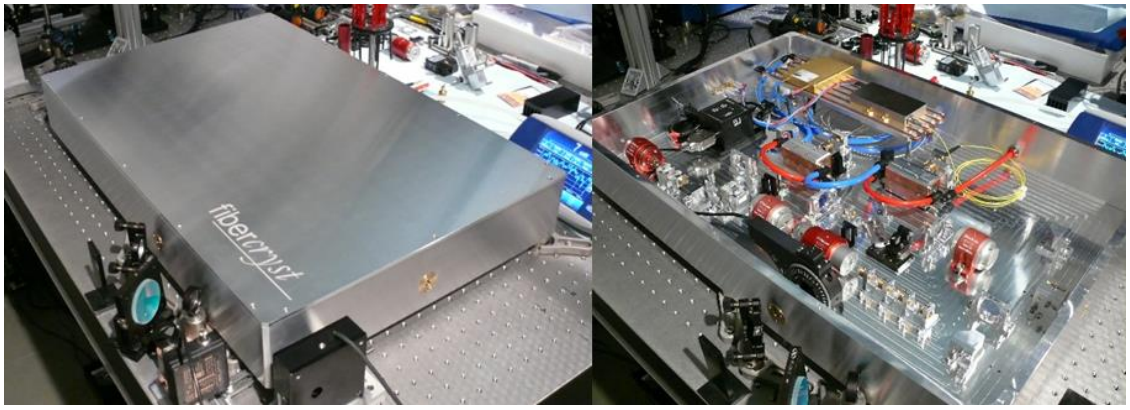


Figure V-20 : Vue d'ensemble de l'amplificateur basse cadence en version intégrée.

V.3.1 Choix techniques effectués

- Pour des raisons de coût, d'encombrement ou d'accessibilité à de nouveaux produits, les diodes laser de pompe utilisées pour la version intégrée diffèrent de celles employées pour la démonstration expérimentale. La diode du premier étage version intégré est légèrement plus brillante avec une ouverture numérique légèrement réduite : de 0,17 au lieu de 0,22 ([84]). La diode laser 200 W à 969 nm utilisée sur le deuxième étage d'amplification a été remplacée ici par un modèle plus compacte et moins onéreux délivrant 150 W à 940 nm mais avec une qualité spatiale meilleure avec un diamètre de cœur de 100 µm et une ouverture numérique de 0,22 (au lieu de 200 W 200 µm et O.N. =0,22 à 969 nm).

[84] Pour une puissance (100 W) et un diamètre de fibre (100 µm) identique.

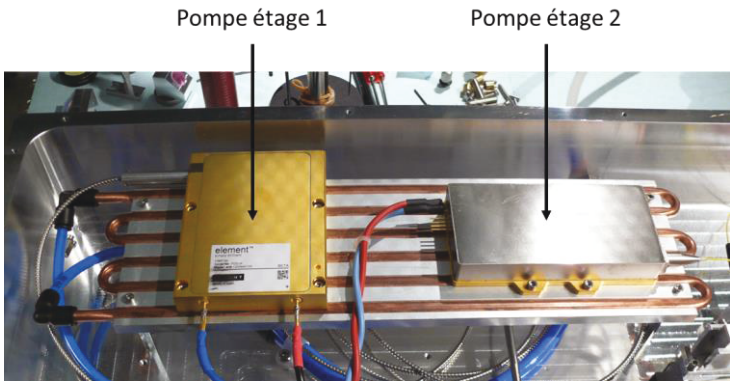


Figure V-21 : Intégration des diodes laser dans le bâti de l'amplificateur.

- Le dispositif de combinaison cohérente à division temporelle se compose de 3 cristaux d'YVO_4 de 20 mm de long (cf. Figure V-22). Les deux premiers ont la même orientation (pour avoir l'équivalent d'un cristal de 40 mm) et permettent de générer un délai de 32 ps entre les 2 premières répliques. Le dernier cristal est orienté à 45° des deux premiers pour générer au totale 4 répliques séparées de 16 ps les unes des autres. Aucune ligne à retard en espace libre n'est donc employée ici, ce qui permet de faciliter l'alignement optique et de maximiser la compacité du dispositif.

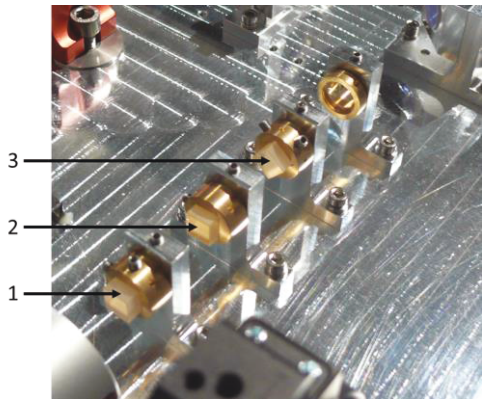


Figure V-22 : dispositif de division temporelle en version intégrée composé de 3 cristaux d'YVO_4 identiques de 20 mm de long.

- La fibre cristalline du 2éme étage d'amplification de 40 mm dopée 1 at. % est remplacée par une fibre plus courte, de 30 mm de long. Ceci permet de diminuer les effets non-linéaires en limitant la longueur de cristal parcourue avec une forte puissance crête. L'impact sur le taux d'absorption de la puissance de pompe et le gain est tout à fait acceptable.

V.3.2 Résumé des performances de l'amplificateur en version intégrée

Les performances de l'amplificateur basse cadence pour la version intégrée sont présentées sur la figure V-23. Malgré de légers changements, notamment au niveau des sources de pompe, les performances démontrées par nos amplificateurs permettent d'atteindre les objectifs visés par le projet Razipol.

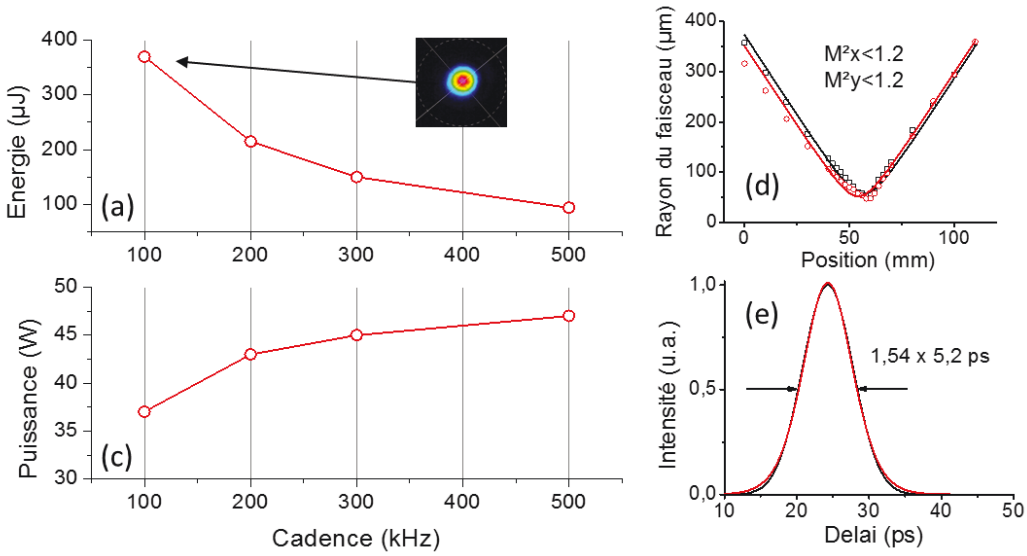


Figure V-23: Performances de l'amplificateur du système basse cadence intégré.

L'intégration du dispositif de combinaison cohérente à division temporelle à l'architecture constitue une véritable réussite (cf. figure V-24). Les efficacités de recombinaison sont supérieures à 98 % quelque-soit la cadence choisie dans la gamme 100-500 kHz. Le profil temporel du train d'impulsion ne fait apparaître aucun pic parasite significatif.

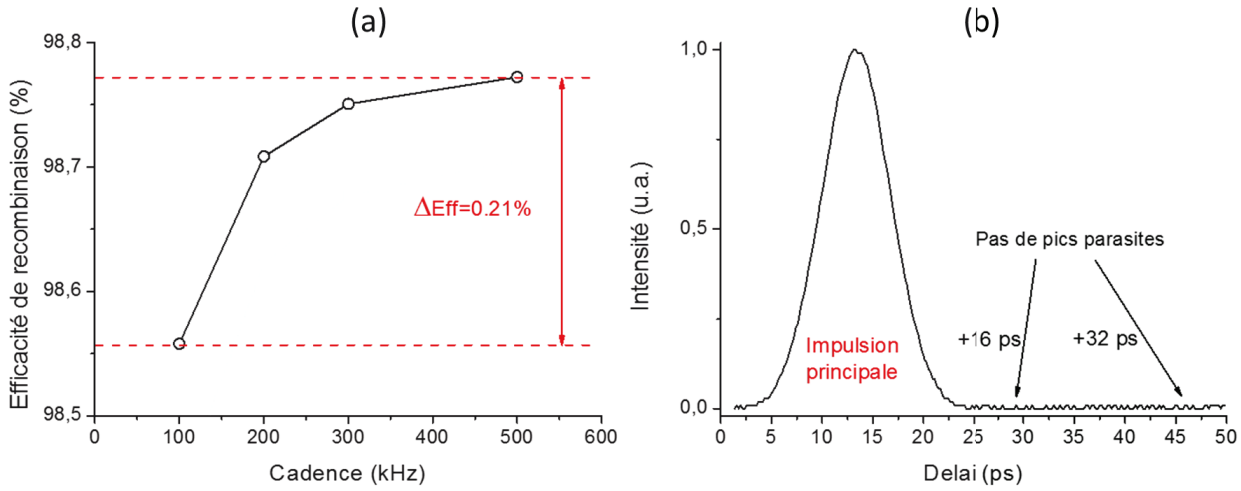


Figure V-24 : Performances du DPA. (a) Efficacité de recombinaison en fonction de la cadence. (b) Trace d'autocorrélation des impulsions recombinées.

Enfin notre amplificateur intégré affiche une excellente stabilité en puissance avec des variations inférieures à 1 % RMS sur plus d'une heure d'utilisation (cf. Figure V-25).

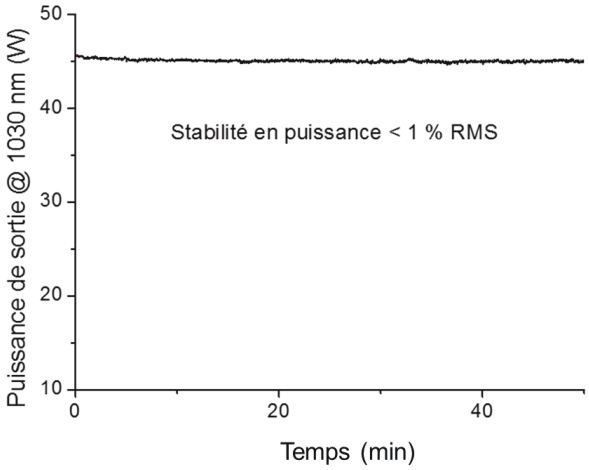


Figure V-25 : Mesure de stabilité en puissance en sortie pour une cadence de 500 kHz.

V.4 Conclusion et perspectives

Le développement de l'amplificateur basse cadence, réalisé dans le cadre du projet Razipol, nous a permis d'explorer les potentialités de la technologie à fibres cristallines pour la génération d'impulsion picosecondes de fortes énergies. Les objectifs visés par le projet européen ont été parfaitement remplis. L'implentation de l'amplification à division temporelle nous a permis de repousser les limitations en puissance crête. La complexité du système reste faible puisque seulement quelques répliques, de 4 à 8, sont nécessaires pour atteindre des énergies de l'ordre du mJ. Grâce à deux étages d'amplification cascadés alliant fort gain et faible niveau de non-linéarité, nous sommes parvenu à amplifier des impulsions picosecondes de faibles énergies, inférieures à 100 nJ -avec un spectre fin de l'ordre du nanomètre à mi-hauteur- jusqu'à des énergies de 2 mJ.

La version intégrée de l'amplificateur délivrant une puissance moyenne supérieur à 45 W à 500 kHz et des énergies de 390 µJ a été récemment installée au laboratoire de l'IFSW en Allemagne. Comme pour la version haute cadence, le partenaire allemand est en charge du développement de l'amplificateur suivant à base de disque mince. L'objectif final est alors d'atteindre des énergies de l'ordre du mJ dans une gamme de cadence comprise entre 100 et 500 kHz, soit des puissances moyennes supérieures à la centaine de Watts, le tout en polarisation cylindrique[85].

Pour la société Fibercryst, ces résultats sont très encourageants pour le futur développement de source laser à impulsions ultracourtes de fortes énergies. L'intégration de l'amplification à division temporelle aux architectures laser développés au cours de cette thèse permettrait sans doute d'accroitre encore les performances notamment en matière de puissance crête. De nouvelles sources compactes capables de délivrer des puissances de l'ordre de la centaine Watts et des énergies d'une dizaine de millijoules permettraient d'accéder à de nouvelles applications telles que le pompage d'OPCPA ou l'interaction lumière-matière en champ intense.

[85] La conversion de polarisation (linéaire vers radiale ou azimutale) est réalisée entre les deux systèmes d'amplification (à fibres cristallines et à disque mince).

CONCLUSION GENERALE

Cette thèse s'inscrit au sein d'une longue collaboration entre le Laboratoire Charles Fabry et la société Fibercryst à l'origine de nombreux travaux sur les fibres cristallines. Elle fait notamment suite à la thèse de Xavier Delen qui fut à l'origine du développement de sources laser à base de fibres cristallines Yb:YAG pour l'amplification d'impulsions ultra-courtes. Notre but était de faire évoluer les performances de ces amplificateurs vers les régimes de forte puissance moyenne et de forte énergie. Le projet européen Razipol, dédié au développement de système de micro-usinage laser aux performances inédites, constitua le cadre de ce travail. Il apporta à nos travaux une dimension industrielle à fort challenges.

Les amplificateurs réalisés au cours de cette thèse jouent le rôle de préamplificateur au sein d'une architecture MOPA et s'insèrent entre un oscillateur à impulsions ultra-courtes et un amplificateur final à base de disque mince. Le projet Razipol portait sur le développement de 2 systèmes lasers basés sur cette architecture :

- Le premier devant opérer à haute cadence, 20 MHz, et visant l'obtention de fortes puissances moyennes en régime femtoseconde, de l'ordre de 500 W ;
- Le second devant opérer à cadence plus faible, inférieure à 500 kHz, pour atteindre de fortes énergies, supérieures au mJ, et des puissances d'environ 200 W avec des impulsions de quelques picosecondes.

Dans un cas comme dans l'autre, le fort gain apporter par les amplificateurs à fibres cristallines a permis d'atteindre efficacement des puissances moyennes de quelques dizaines de watts, à partir d'oscillateur à impulsions ultra-courtes de puissance moyenne modérée.

La technologie des diodes laser évoluant très rapidement, pour profiter pleinement de leurs dernières améliorations, une nouvelle gamme de fibres cristallines a été développée en vue de générer de forts gains. Notre modèle numérique nous a permis de définir des couples longueur/taux de dopage plus adaptés au pompage de forte brillance pour différents niveaux d'injection. Nous avons notamment démontré que l'emploi de fibres plus courtes et plus dopées était bénéfique à l'obtention de très forts gains pour de faibles niveaux d'injection.

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'étude numérique des problématiques liées aux effets thermiques. Nous avons montré que les aberrations induites par la lentille thermique à forte puissance de pompe, dès 100 W, était à l'origine de distorsions spatiales caractéristiques sur le faisceau amplifié. Ces effets ont pu être démontrés numériquement et nous avons pu mettre en évidence l'effet du gain sur l'intensité de ces distorsions spatiales. Une fine gestion de l'ensemble des paramètres du système (tailles de faisceau, taux de dopage…) permet de limiter ces effets et conduit à l'optimisation du compromis efficacité d'amplification/qualité spatiale. Nous avons en particulier confirmé l'intérêt du pompage à 969 nm pour réduire le défaut quantique et ainsi limiter la charge thermique.

Compte-tenu des fortes puissances moyennes visées, nous avons montré que les effets thermiques constituent la problématique principale liée à la réalisation du système haute cadence. Dans le cas de la version basse cadence du projet, nous avons montré que ce sont les puissances crêtes et par conséquent les effets non-linéaires, comme l'auto-modulation de phase ou l'auto-focalisation, qui représentent les limitations les plus importantes. Fort de cette constatation nous avons décidé de développer, pour ce second système, une méthode permettant de repousser le seuil des non-linéarités. Nous avons opté pour la combinaison cohérente à division temporelle (DPA) pour sa simplicité et parce qu'elle est *a priori* la mieux adaptée aux impulsions picosecondes de faible largeur spectrale (notamment vis-à-vis du CPA). A l'issue de cette étude théorique, les architectures de nos amplificateurs à fibres cristallines ont pu être globalement

définies, en se laissant tout de même la possibilité de les faire évoluer pour faire face à d'hypothétiques biais liés aux fortes charges thermiques ou aux non-linéarités.

Une première démonstration expérimentale a été réalisée dans le cadre du développement de la version haute cadence (20 Mhz) du projet Razipol. L'objectif était ici d'atteindre une puissance moyenne de 70 W en polarisation cylindrique (radiale ou azimutale) tout en conservant des durées d'impulsions inférieures à la picoseconde. Une première démonstration expérimentale de laboratoire a été réalisée. Une série de trois amplificateurs successifs à fibres cristallines aux dopages et longueurs optimisées a permis de générer une puissance moyenne de 100 W en polarisation linéaire avec des impulsions de 750 fs et en conservant un M^2 inférieur à 1,3. L'ajout d'un convertisseur de polarisation avant le dernier étage d'amplification a permis de démontrer une puissance moyenne de 85 W en polarisation cylindrique avec des impulsions de 730 fs. Ces résultats ont non seulement permis d'atteindre les objectifs fixés par le projet mais constituent également de nouvelles références dans le cadre de la génération de forte puissance moyenne à partir d'architectures à fibres cristallines simples, directes et compactes (sans CPA). Ces résultats sont parmi les meilleurs de l'état de l'art actuel. On notera tout de même la démonstration récente d'une puissance moyenne de 160 W en régime femtoseconde à partir d'un amplificateur à fibre cristalline présentant cependant une qualité de faisceau fortement dégradée à puissance maximale avec un M^2 de 1,9 [Markovic et al., 2015]. Mais, compte-tenu du cahier des charges imposé par le projet Razipol et ses applications, ce type de compromis sur la qualité de faisceau n'était pas tolérable, rendant, de ce fait notre système, très intéressant.

Une version intégrée de notre amplificateur a été également été réalisée. Pour Fibercryst, ce travail a constitué une première expérience dans l'industrialisation de source laser à multiples étages à haut niveau d'intégration.

Une méthode de modulation temporelle innovante a également été développée. Elle permet de générer une grande variété de séquences temporelles nécessaires aux applications de structuration de surfaces ultrarapides visées par le projet Razipol. La modulation temporelle d'impulsions à haute cadence et forte puissance moyenne constitue un véritable challenge compte-tenu des limitations en puissance moyenne et énergie des meilleurs modulateurs acousto-optiques actuellement disponibles. La première partie du dispositif, implémenté de part et d'autre des amplificateurs à fibres cristallines, a pu être testée expérimentalement. Elle se base sur l'utilisation d'un couple de modulateurs acousto-optiques synchronisés électroniquement. Un MAO lent, mais résistant aux fortes densités d'énergie, placé à la sortie de l'amplificateur permet de découper « grossièrement » la séquence temporelle désirée. Celui-ci est associé à un modulateur rapide placé en entrée de système, là ou les densités d'énergie sont faibles. Le rôle de ce MAO rapide est de supprimer les impulsions parasites que le MAO lent laisse passer pendant son temps de transition. Bien que ce concept fasse apparaitre certaines limitations lorsque la fréquence des séquences de coupure et de relance du train d'impulsions s'intensifie, il permet tout de même de réaliser un grand nombre de motifs temporels différents. La seconde partie du dispositif basée sur un jeu de polarisation au sein de l'amplificateur à disque mince est en cours de test à l'IFSW.

Dans le cadre du développement du système basse cadence (< 500 kHz), nous avons pu explorer le potentiel des fibres cristallines pour la génération de fortes énergies. L'objectif fixé par le projet était d'atteindre des énergies de l'ordre de 200 µJ dans une gamme de cadence comprise entre 200 et 500 kHz avec des durées d'impulsions inférieures à 10 ps. Le système réalisé se compose de deux étages d'amplifications, le premier opère en régime de très fort gain (un gain de 32 dB a été démontré) et le second intègre un dispositif de combinaison cohérente à division temporelle pour supporter les fortes puissances crêtes. A 500 kHz, l'amplificateur délivre une puissance moyenne de 55 W correspondant à des énergies de 110 µJ. A plus faible cadence, 12,5 kHz, il délivre une puissance moyenne 25 W, démontrant des énergies

de 2 mJ par impulsion. La durée des impulsions générées est estimée à 6 ps correspondant à des puissances crête de 320 MW. L'architecture de l'amplificateur reste extrêmement simple puisqu'elle ne nécessite l'utilisation que d'un petit nombre de répliques temporelles générées (8 dans ce dernier cas). Un niveau de puissance crête record, obtenu directement en sortie de fibre cristalline de 52 MW, avant recombinaison, a été également démontré. Nous avons mis en évidence l'importance du fort gain dans l'obtention de telles performances afin de diminuer l'impact des effets non-linéaires. Grace au fort gain, la longueur de cristal parcourue à forte puissance crête est réduite ce qui limite les non-linéarités avec une intégrale B accumulé typiquement inférieure à 2 rad. Une version intégrée de l'amplificateur a également été réalisée. L'obtention de performances équivalentes à celles obtenues en laboratoire est une véritable réussite.

L'ensemble de ces travaux ont accompagné Fibercryst dans le développement d'une nouvelle gamme d'architecture laser simples, compactes et performantes. La société commercialise dorénavant une série d'amplificateurs « plug and play », à fibre cristalline pompée par diode, permettant d'atteindre, à partir de source laser de faible puissance, des puissances moyennes typiquement comprises entre 30 et 50 W en régime d'impulsion courte et ultracourte (cf. Figure VI-1).

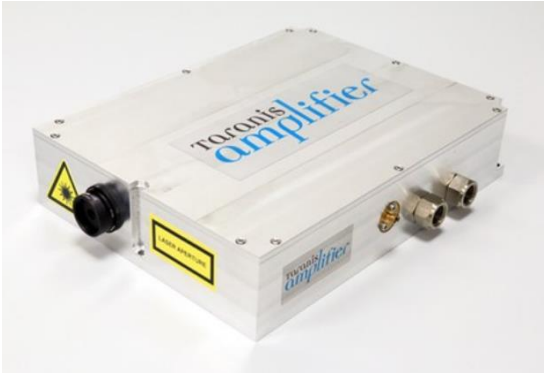


Figure VI-1 : Amplificateur « plug and play » proposé par la société Fibercryst.

Aujourd'hui Fibercryst s'est même implanté sur le marché très concurrentiel de la femtoseconde en proposant un laser dont l'architecture s'inspire largement des systèmes à multi-étages développés dans le cadre du projet Razipol (cf. Figure VI-2).

Figure VI-2 : Le FEMTO, le nouveau laser de la société Fibercryst.

Les travaux réalisés au cours cette thèse ont donc d'ores et déjà contribué au développement de nouveaux produits industriels pour Fibercryst et ouvrent désormais la voie à des perspectives industrielles et scientifiques prometteuses. L'obtention d'énergie par impulsion d'une dizaine de mJ semble être en particulier un objectif parfaitement accessible en intégrant aux systèmes actuels un dispositif d'amplification à dérive de fréquence ou de combinaison cohérente à division spatiale. Par ailleurs l'étude de dispositifs permettant de compenser les aberrations spatiales induites par les fortes charges thermique permettrait d'atteindre des niveaux de puissance moyenne supérieurs.

LISTE DES PUBLICATIONS ET CONFERENCES DE L'AUTEUR

Articles dans des revues internationales avec comité de lecture

F. LESPARRE, J-T GOMES, X. DELEN, I. MARTIAL, J. DIDIERJEAN, W. PALLMANN, B. RESAN, T. GRAF, M. ABDOU AHMED, F. DRUON, F. BALEMBOIS, P. GEORGES
"High-power Yb:YAG single-crystal fiber amplifiers for femtosecond lasers in cylindrical polarization"
Optics Letters Vol. 40, issue No. 11, pp 2517- 2520 (June 2015)

F. LESPARRE, J.T. GOMES, X. DELEN, I. MARTIAL, J. DIDIERJEAN, W. PALLMANN, B. RESAN, F. DRUON, F. BALEMBOIS, P. GEORGES
"Yb:YAG single-crystal fiber amplifiers for picosecond lasers using divided pulse amplification technique"
Optics Letters, Vol. 41, N°7, pp. 1628-1631 (April 2016)

Congrès internationaux présentés par l'auteur

F. LESPARRE, I. MARTIAL, J. DIDIERJEAN, J-T GOMES, W. PALLMANN, B. RESAN, A. LOSCHER, J-P. NEGEL, T. GRAF, M. ABDOU AHMED, F. BALEMBOIS, P. GEORGES
"High power Yb:YAG single-crystal fiber amplifiers for femtosecond lasers"
Oral : Photonics West 2015, LASE, 7-12 February 2015, San Fransisco (USA)
Published in : Proc. SPIE 9342, Solid State Lasers XXIV: Technology and Devices, 934203 (February 20, 2015); doi: 10.1117/12.2079045

F. LESPARRE, J.T. GOMES, X. DELEN, I. MARTIAL, J. DIDIERJEAN, W. P. PALLMANN, B. RESAN, M. ECKERLE, T. GRAF, M. ABDOU AHMED, F. DRUON, F. BALEMBOIS, P. GEORGES
"High power single crystal fiber amplifiers for linearly and cylindrically polarized picosecond lasers"
Oral : Advanced Solid State Lasers 2015, Berlin Germany, 4-9 october 2015

F. LESPARRE, J.T. GOMES, X. DÉLEN, I. MARTIAL, J. DIDIERJEAN, W. PALLMANN, B. RESAN, F. DRUON, F. BALEMBOIS, P. GEORGES
"Yb:YAG single-crystal fiber amplifiers for picosecond lasers using divided pulse amplification technic"
Oral : Photonics West 2016, LASE, 13-18 February 2016, San Fransisco (USA)

Autres Congrès

F. BALEMBOIS, X. DELEN, L. DEYRA, F. LESPARRE, P. GEORGES, I. MARTIAL, J. DIDIERJEAN, J-M. FOURMIGUE
"Single crystal fibers for short pulse laser amplifiers"
Conférence orale invitée : Stuttgart Laser Technology Forum (SLT'14), Stuttgart, Allemagne, June 24-25, 2014

X. DELEN, A. AUBOURG, L. DEYRA, F. LESPARRE, I. MARTIAL, J. DIDIERJEAN, F. BALEMBOIS, P. GEORGES
"Single crystal fiber for laser sources"
Conférence orale invitée : Photonics West 2015, LASE, 7-12 February 2015, San Fransisco (USA)
Published in : Proc. SPIE 9342, Solid State Lasers XXIV: Technology and Devices, 934202 (March 26, 2015); doi: 10.1117/12.2081184

P. GEORGES, F. GUICHARD, J. POUYSEGUR, F. LESPARRE, X. DELEN, Y. ZAOUTER, I. MARTIAL, F. DRUON, F. BALEMBOIS, M. HANNA
"Divided Pulse Amplification for ultrashort pulses"
Conférence orale invitée : Stuttgart Laser Technology Forum - SLT 2016 Stuttgart, 30 Mai - 1er Juin 2016

X. DELEN, F. LESPARRE, J.T. GOMES, I. MARTIAL, J. DIDIERJEAN, F. DRUON, F. BALEMBOIS, P. GEORGES
"Yb-doped crystalline hosts, laser architectures and crystal geometries for high-power ultrashort-pulse lasers"
Conférence orale invitée : 18th International Conference on Crystal Growth and Epitaxy (ICCGE-18), Nagoya, Japan August 7-12 (2016)

X. DÉLEN, F. LESPARRE, J. T. GOMES, R. BAUDOIN, I. MARTIAL, J. DIDIERJEAN, F. DRUON, F. BALEMBOIS, P. GEORGES
"High power single crystal fiber amplifiers".
Conférence orale invitée : Europhotons Vienna, Austria, (August 2016)

F. LESPARRE, J.T. GOMES, I. MARTIAL, X. DELEN, J. DIDIERJEAN, W. P. PALLMANN, B. RESAN, A. LOSCHER, J.P. NEGEL, T. GRAF, M. ABDOU AHMED, F. BALEMBOIS, P. GEORGES
"High power (100W) Yb:YAG single-crystal fiber amplification chain for sub-ps MHz system"
Oral : CLEO Europe, 21-25 June 2015, Munich (Allemagne)

F. LESPARRE, J.T. GOMES, X. DELEN, I. MARTIAL, J. DIDIERJEAN, W. P. PALLMANN, B. RESAN, T. GRAF, M. ABDOU AHMED, F. DRUON, F. BALEMBOIS, P. GEORGES
"Amplificateurs à fibres cristallines Yb:YAG pour des lasers femtoseconde à polarisation radiale"
Oral JNCO - Optique Bretagne 2015, Rennes, 6-10 Juillet 2015

A. LOESCHER, J-P. NEGEL, T. GRAF, W. PALLMANN, B. RESAN, I. MARTIAL, J. DIDIERJEAN, F. LESPARRE, J-T GOMES, X. DÉLEN, F. DRUON, F. BALEMBOIS, P. GEORGES, AND M ABDOU AHMED
"A 265W and 782 fs amplified radially polarized beam emitted by a thin-disk multipass amplifier"
Post-deadline Oral : Advanced Solid State Lasers 2015, Berlin Germany, 4-9 october 2015

BIBLIOGRAPHIE

Agarwal, R., Saxena, N.S., Sharma, K.B., Thomas, S., and Sreekala, M.S. (2003). Temperature dependence of effective thermal conductivity and thermal diffusivity of treated and untreated polymer composites. J. Appl. Polym. Sci. *89*, 1708–1714.

Ahmed, M.A., Voss, A., Vogel, M.M., and Graf, T. (2007). Multilayer polarizing grating mirror used for the generation of radial polarization in Yb:YAG thin-disk lasers. Opt. Lett. *32*, 3272.

Ancona, A., Röser, F., Rademaker, K., Limpert, J., Nolte, S., and Tünnermann, A. (2008). High speed laser drilling of metals using a high repetition rate, high average power ultrafast fiber CPA system. Opt. Express *16*, 8958.

Andriukaitis, G., Kaksis, E., Polónyi, G., Fülöp, J.A., Baltuska, A., and Pugzlys, A. (2014). 110-mJ Femtosecond Pulses at 50 Hz from a Cryogenic Multipass Yb:CaF2 Amplifier. (OSA), p. AW4A.1.

Aubourg, A. (2014). Sources laser à fibre cristalline YAG dopée erbium et pompée par diode (Palaiseau, Institut d'optique théorique et appliquée).

Beier, F., Hupel, C., Nold, J., Kuhn, S., Hein, S., Ihring, J., Sattler, B., Haarlammert, N., Schreiber, T., Eberhardt, R., et al. (2016). Narrow linewidth, single mode 3 kW average power from a directly diode pumped ytterbium-doped low NA fiber amplifier. Opt. Express *24*, 6011.

Boyd, R.W. (2008). Nonlinear Optics (Academic Press).

Broderick, N.G.R., Offerhaus, H.L., Richardson, D.J., Sammut, R.A., Caplen, J., and Dong, L. (1999). Large Mode Area Fibers for High Power Applications. Opt. Fiber Technol. *5*, 185–196.

Brons, J., Pervak, V., Fedulova, E., Seidel, M., Bauer, D., Sutter, D., Kalashnikov, V., Apolonski, A., Pronin, O., and Krausz, F. (2014). Power-scaling a Kerr-lens mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator via enlarging the cavity mode in the Kerr-medium. (OSA), p. SM4F.7.

Brunner, F. (2002). 240-fs pulses with 22-W average power from a mode-locked thin-disk Yb:KY(WO4)2 laser. Opt Lett *27*, 1162–1164.

Brunner, F. (2004). Powerful red-green-blue laser source pumped with a mode-locked thin disk laser. Opt Lett *29*, 1921–1923.

Chang, C.-L., Krogen, P., Hong, K.-H., Zapata, L.E., Moses, J., Calendron, A.-L., Liang, H., Lai, C.-J., Stein, G.J., Keathley, P.D., et al. (2015). High-energy, kHz, picosecond hybrid Yb-doped chirped-pulse amplifier. Opt. Express *23*, 10132.

Chen, T.S., Anderson, V.L., and Kahan, O. (1990). Measurements of heating and energy storage in diode-pumped Nd:YAG. IEEE J. Quantum Electron. *26*, 6–8.

Chenais, S. (2002). Nouveaux matériaux laser dopés à l'ytterbium : performances en pompage par diode et étude des effets thermiques. phdthesis. Université Paris Sud - Paris XI.

Clarkson, W.A., Felgate, N.S., and Hanna, D.C. (1999). Simple method for reducing the depolarization loss resulting from thermally induced birefringence in solid-state lasers. Opt. Lett. *24*, 820.

Daniault, L. (2012). Combinaison cohérente d'amplificateurs à fibre en régime femtoseconde (Paris 11).

Daniault, L., Hanna, M., Papadopoulos, D.N., Zaouter, Y., Mottay, E., Druon, F., and Georges, P. (2011). Passive coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers. Opt. Lett. *36*, 4023.

Daniault, L., Hanna, M., Papadopoulos, D.N., Zaouter, Y., Mottay, E., Druon, F., and Georges, P. (2012). High peak-power stretcher-free femtosecond fiber amplifier using passive spatio-temporal coherent combining. Opt. Express *20*, 21627.

Dannecker, B., Ahmed, M.A., and Graf, T. (2016). SESAM-modelocked Yb:CaF 2 thin-disk-laser generating 285 fs pulses with 1.78 µ J of pulse energy. Laser Phys. Lett. *13*, 055801.

Dausinger, F. (2003). Machining of metals with ultrashort laser pulses: fundamental aspects and their consequences. In 2003 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe, 2003. CLEO/Europe, p. 573-.

Delen, X. (2013). Amplificateurs laser à cristaux massifs pompés par diode : fibres cristallines Yb : YAG et cristaux Nd : YVO4 (Palaiseau, Institut d'optique théorique et appliquée).

Délen, X., Zaouter, Y., Martial, I., Aubry, N., Didierjean, J., Hönninger, C., Mottay, E., Balembois, F., and Georges, P. (2013). Yb:YAG single crystal fiber power amplifier for femtosecond sources. Opt. Lett. *38*, 109.

Desmarchelier, R., Lancry, M., Gecevicius, M., Beresna, M., Kazansky, P.G., and Poumellec, B. (2015). Achromatic polarization rotator imprinted by ultrafast laser nanostructuring in glass. Appl. Phys. Lett. *107*, 181111.

Deyra, L. (2014). Développements et nouveaux concepts pour les lasers solides ultraviolets (Palaiseau, Institut d'optique théorique et appliquée).

Didierjean, J. (2007). Etude thermique des cristaux lasersRéalisation de lasers à fibres monocristallines (Paris 11).

Dong, L., Peng, X., and Li, J. (2007). Leakage channel optical fibers with large effective area. J. Opt. Soc. Am. B *24*, 1689.

Dorn, R., Quabis, S., and Leuchs, G. (2003). Sharper Focus for a Radially Polarized Light Beam. Phys. Rev. Lett. *91*, 233901.

Drevinskas, R., Gecevičius, M., Beresna, M., and Kazansky, P. (2015). High-Topological Charge Vortex Tweezers with Continuous Control of Orbital Angular Momentum by Ultrafast Laser Machining. (OSA), p. STu1L.2.

Eckerle, M., Dietrich, T., Schaal, F., Pruss, C., Osten, W., Ahmed, M.A., and Graf, T. (2016). Novel thin-disk oscillator concept for the generation of radially polarized femtosecond laser pulses. Opt. Lett. *41*, 1680–1683.

Eidam, T., Hanf, S., Seise, E., Andersen, T.V., Gabler, T., Wirth, C., Schreiber, T., Limpert, J., and Tünnermann, A. (2010). Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power. Opt. Lett. *35*, 94.

Enderli, F., and Feurer, T. (2009). Radially polarized mode-locked Nd:YAG laser. Opt. Lett. *34*, 2030.

Fan, T.Y. Diode-Pumped Solid State Lasers.

Fermann, M.E., Kruglov, V.I., Thomsen, B.C., Dudley, J.M., and Harvey, J.D. (2000). Self-Similar Propagation and Amplification of Parabolic Pulses in Optical Fibers. Phys. Rev. Lett. *84*, 6010–6013.

Fibich, G., and Gaeta, A.L. (2000). Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides. Opt. Lett. *25*, 335.

Fork, R.L., Greene, B.I., and Shank, C.V. (1981). Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking. Appl. Phys. Lett. *38*, 671–672.

Friebel, F., Druon, F., Boudeile, J., Papadopoulos, D.N., Hanna, M., Georges, P., Camy, P., Doualan, J.L., Benayad, A., Moncorgé, R., et al. (2009). Diode-pumped 99 fs Yb:CaF_2 oscillator. Opt. Lett. *34*, 1474.

Guichard, F. (2016). Combinaison cohérente d'impulsions femtoseconde - Optimisation des performances des amplificateurs fibrés ultracourts. (Paris Saclay).

Guichard, F., Zaouter, Y., Hanna, M., Morin, F., Hönninger, C., Mottay, E., Druon, F., and Georges, P. (2013). Energy scaling of a nonlinear compression setup using passive coherent combining. Opt. Lett. *38*, 4437.

Hong, K.-H., Siddiqui, A., Moses, J., Gopinath, J., Hybl, J., Ilday, F.Ö., Fan, T.Y., and Kärtner, F.X. (2008). Generation of 287 W, 55 ps pulses at 78 MHz repetition rate from a cryogenically cooled Yb:YAG amplifier seeded by a fiber chirped-pulse amplification system. Opt. Lett. *33*, 2473.

Hong, K.-H., Gopinath, J.T., Rand, D., Siddiqui, A.M., Huang, S.-W., Li, E., Eggleton, B.J., Hybl, J.D., Fan, T.Y., and Kärtner, F.X. (2010). High-energy, kHz-repetition-rate, ps cryogenic Yb:YAG chirped-pulse amplifier. Opt. Lett. *35*, 1752.

Innerhofer, E. (2003). 60 W average power in 810-fs pulses from a thin-disk Yb:YAG laser. Opt Lett *28*, 367–369.

Jauregui, C., Limpert, J., and Tünnermann, A. (2013). High-power fibre lasers. Nat. Photonics *7*, 861–867.

Jianhong, H., Jing, D., Yongge, C., Wen, W., Hui, Z., Jinhui, L., Fei, S., Yan, G., Shutao, D., and Wenxiong, L. (2011). Passively mode-locked radially polarized laser based on ceramic Nd:YAG rod. Opt. Express *19*, 2120.

Kazansky, P. (2015). Advances in Femtosecond Laser Nanostructuring in Glass: From Printed Geometrical Phase Optics to Eternal Data Storage. (OSA), p. AW1A.4.

Kessler, A., Hornung, M., Keppler, S., Schorcht, F., Hellwing, M., Liebetrau, H., Körner, J., Sävert, A., Siebold, M., Schnepp, M., et al. (2014). 166 J chirped femtosecond laser pulses from a diode-pumped Yb:CaF_2 amplifier. Opt. Lett. *39*, 1333.

Keyes, R.J., and Quist, T.M. (1964). INJECTION LUMINESCENT PUMPING OF CaF2:U3+ WITH GaAs DIODE LASERS. Appl. Phys. Lett. *4*, 50–52.

Kienel, M., Müller, M., Demmler, S., Rothhardt, J., Klenke, A., Eidam, T., Limpert, J., and Tünnermann, A. (2014). Coherent beam combination of Yb:YAG single-crystal rod amplifiers. Opt. Lett. *39*, 3278.

Killi, A. (2005). High-peak-power pulses from a cavity-dumped Yb:KY(WO4)2 oscillator. Opt Lett *30*, 1891–1893.

Kimura, W.D., Kim, G.H., Romea, R.D., Steinhauer, L.C., Pogorelsky, I.V., Kusche, K.P., Fernow, R.C., Wang, X., and Liu, Y. (1995). Laser Acceleration of Relativistic Electrons Using the Inverse Cherenkov Effect. Phys. Rev. Lett. *74*, 546–549.

Klenke, A., Seise, E., Demmler, S., Rothhardt, J., Breitkopf, S., Limpert, J., and Tünnermann, A. (2011). Coherently-combined two channel femtosecond fiber CPA system producing 3 mJ pulse energy. Opt. Express *19*, 24280.

Klenke, A., Hädrich, S., Eidam, T., Rothhardt, J., Kienel, M., Demmler, S., Gottschall, T., Limpert, J., and Tünnermann, A. (2014). 22 GW peak-power fiber chirped-pulse-amplification system. Opt. Lett. *39*, 6875.

Klimentov, S.M., Kononenko, T.V., Pivovarov, P.A., Garnov, S.V., Konov, V.I., Breitling, D., and Dausinger, F. (2003). Role of gas environment in the process of deep-hole drilling by ultrashort laser pulses. pp. 515–520.

Klingebiel, S., Schultze, M., Teisset, C.Y., Bessing, R., Haefner, M., Prinz, S., Gorjan, M., Sutter, D.H., Michel, K., Barros, H.G., et al. (2015). 220mJ Ultrafast Thin-Disk Regenerative Amplifier. (OSA), p. STu4O.2.

Kraus, M., Ahmed, M.A., Michalowski, A., Voss, A., Weber, R., and Graf, T. (2010). Microdrilling in steel using ultrashort pulsed laser beams with radial and azimuthal polarization. Opt. Express *18*, 22305.

Laurila, M., Jørgensen, M.M., Hansen, K.R., Alkeskjold, T.T., Broeng, J., and Lægsgaard, J. (2012). Distributed mode filtering rod fiber amplifier delivering 292W with improved mode stability. Opt. Express *20*, 5742.

Le Harzic, R., Breitling, D., Weikert, M., Sommer, S., Föhl, C., Valette, S., Donnet, C., Audouard, E., and Dausinger, F. (2005). Pulse width and energy influence on laser micromachining of metals in a range of 100 fs to 5 ps. Appl. Surf. Sci. *249*, 322–331.

Leemans, W.P., Duarte, R., Esarey, E., Fournier, S., Geddes, C.G.R., Lockhart, D., Schroeder, C.B., Toth, C., Vay, J.-L., and Zimmermann, S. (2010). The BErkeley Lab Laser Accelerator (BELLA): A 10 GeV Laser Plasma Accelerator. In AIP Conference Proceedings, (AIP Publishing), pp. 3–11.

Lenzner, M., Krüger, J., Kautek, W., and Krausz, F. (1999). Precision laser ablation of dielectrics in the 10-fs regime. Appl. Phys. A *68*, 369–371.

Lesparre, F., Gomes, J.T., Délen, X., Martial, I., Didierjean, J., Pallmann, W., Resan, B., Eckerle, M., Graf, T., Ahmed, M.A., et al. (2015a). High-power Yb:YAG single-crystal fiber amplifiers for femtosecond lasers in cylindrical polarization. Opt. Lett. *40*, 2517.

Lesparre, F., Gomes, J.-T., Martial, I., Delen, X., Didierjean, J., Resan, B., Loscher, A., Negel, J.-P., Graf, T., Abdou, M., et al. (2015b). High power (100 W) Yb:YAG single-crystal fiber amplification chain for sub-ps MHz system. p.

Lesparre, F., Gomes, J.T., Délen, X., Martial, I., Didierjean, J., Pallmann, W., Resan, B., Druon, F., Balembois, F., and Georges, P. (2016). Yb:YAG single-crystal fiber amplifiers for picosecond lasers using the divided pulse amplification technique. Opt. Lett. *41*, 1628.

Limpert, J., Deguil-Robin, N., Manek-Hönninger, I., Salin, F., Schreiber, T., Liem, A., Röser, F., Zellmer, H., Tünnermann, A., Courjaud, A., et al. (2005). High-power picosecond fiber amplifier based on nonlinear spectral compression. Opt. Lett. *30*, 714.

Liu, H., Nees, J.A., and Mourou, G. (2001). Diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb. p.

Loescher, A., Negel, J.-P., Graf, T., and Abdou Ahmed, M. (2015a). Radially polarized emission with 635 W of average power and 21 mJ of pulse energy generated by an ultrafast thin-disk multipass amplifier. Opt. Lett. *40*, 5758.

Loescher, A., Negel, J.-P., Graf, T., Pallmann, W., Resan, B., Martial, I., Didierjean, J., Lesparre, F., Gomes, J.-T., Delen, X., et al. (2015b). A 265W and 782 fs amplified radially polarized beam emitted by a thin-disk multipass amplifier. (OSA), p. ATh3A.3.

Lucas, R., and Biquard, P. (1932). Propriétés optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultra sonores. J Phys Radium *3*, 464–477.

Ma, X., Zhu, C., Hu, I.-N., Kaplan, A., and Galvanauskas, A. (2014). Single-mode chirally-coupled-core fibers with larger than 50µm diameter cores. Opt. Express *22*, 9206.

Marchese, S.V. (2008). Femtosecond thin disk laser oscillator with pulse energy beyond the 10-microjoule level. Opt Express *16*, 6397–6407.

Markovic, V., Rohrbacher, A., Hofmann, P., Pallmann, W., Pierrot, S., and Resan, B. (2015). 160 W 800 fs Yb:YAG single crystal fiber amplifier without CPA. Opt. Express *23*, 25883–25888.

Martial, I. (2011). Systèmes laser pompés par diode à fibres cristallines : oscillateurs Er : yAG, amplificateurs Nd : yAG (Paris 11).

Negel, J.-P., Loescher, A., Voss, A., Bauer, D., Sutter, D., Killi, A., Ahmed, M.A., and Graf, T. (2015). Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier delivering 14 kW (47 mJ, 1030 nm) average power converted to 820 W at 515 nm and 234 W at 343 nm. Opt. Express *23*, 21064.

Neuenschwander, B., Jaeggi, B., Schmid, M., Rouffiange, V., and Martin, P.-E. (2012). Optimization of the volume ablation rate for metals at different laser pulse-durations from ps to fs. pp. 824307-824307–824313.

Neuhaus, J. (2008). Passively mode-locked Yb:YAG thin-disk laser with pulse energies exceeding 13 [mu]J by use of an active multipass geometry. Opt Lett *33*, 726–728.

Nieminen, T.A., Heckenberg, N.R., and Rubinsztein-Dunlop, H. (2008). Forces in optical tweezers with radially and azimuthally polarized trapping beams. Opt. Lett. *33*, 122.

Niziev, V.G., and Nesterov, A.V. (1999). Influence of beam polarization on laser cutting efficiency. J. Phys. Appl. Phys. *32*, 1455.

Nyeki, P. (1986). Étude théorique et caractérisations de cellules acousto-optiques fonctionnant en régime de Bragg biréfringent : application à l'analyse spectrale de signaux hyperfréquences (Paris 11).

Otto, H.-J., Klenke, A., Jauregui, C., Stutzki, F., Limpert, J., and Tünnermann, A. (2014). Scaling the mode instability threshold with multicore fibers. Opt. Lett. *39*, 2680.

Palmer, G., Siegel, M., Steinmann, A., and Morgner, U. (2007). Microjoule pulses from a passively mode-locked Yb:KY(WO4)2 thin-disk oscillator with cavity dumping. Opt Lett *32*, 1593–1595.

Perez, D., and Lewis, L.J. (2003). Molecular-dynamics study of ablation of solids under femtosecond laser pulses. Phys. Rev. B *67*, 184102.

Peters, R., and Oldorf, P. (2012). Novel Applications of Ultra-short Pulsed Lasers. Opt. Photonik *7*, 30–33.

Piehler, S., Délen, X., Rumpel, M., Didierjean, J., Aubry, N., Graf, T., Balembois, F., Georges, P., and Ahmed, M.A. (2013). Amplification of cylindrically polarized laser beams in single crystal fiber amplifiers. Opt. Express *21*, 11376.

Pirzio, F., Di Dio Cafiso, S.D., Kemnitzer, M., Kienle, F., Guandalini, A., Aus der Au, J., and Agnesi, A. (2015). 65 fs SESAM Mode-Locked Diode-Pumped Yb:CaF_2 Laser. (OSA), p. ATu4A.6.

Planas, S.A., Mansur, N.L.P., Cruz, C.H.B., and Fragnito, H.L. (1993). Spectral narrowing in the propagation of chirped pulses in single-mode fibers. Opt. Lett. *18*, 699–701.

Pouysegur, J., Delaigue, M., Zaouter, Y., Hönninger, C., Mottay, E., Jaffrès, A., Loiseau, P., Viana, B., Georges, P., and Druon, F. (2013). Sub-100-fs Yb:CALGO nonlinear regenerative amplifier. Opt. Lett. *38*, 5180.

Pouysegur, J., Weichelt, B., Guichard, F., Zaouter, Y., Hönninger, C., Mottay, E., Druon, F., and Georges, P. (2016). Simple Yb:YAG femtosecond booster amplifier using divided-pulse amplification. Opt. Express *24*, 9896.

Pronin, O., Brons, J., Grasse, C., Pervak, V., Boehm, G., Amann, M.-C., Kalashnikov, V.L., Apolonski, A., and Krausz, F. (2011). High-power 200 fs Kerr-lens mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator. Opt. Lett. *36*, 4746–4748.

Reinberg, A.R., Riseberg, L.A., Brown, R.M., Wacker, R.W., and Holton, W.C. (1971). GaAs: Si LED Pumped Yb-Doped YAG Laser. Appl. Phys. Lett. *19*, 11–13.

Ricaud, S., Jaffres, A., Wentsch, K., Suganuma, A., Viana, B., Loiseau, P., Weichelt, B., Abdou-Ahmed, M., Voss, A., Graf, T., et al. (2013). High power Yb:CALGO thin-disk lasers in cw and fs regime. In CLEO: 2013, pp. 1–2.

Rong, Z., Kuang, C., Fang, Y., Zhao, G., Xu, Y., and Liu, X. (2015). Super-resolution microscopy based on fluorescence emission difference of cylindrical vector beams. Opt. Commun. *354*, 71–78.

Russbueldt, P., Mans, T., Weitenberg, J., Hoffmann, H.D., and Poprawe, R. (2010). Compact diode-pumped 11 kW Yb:YAG Innoslab femtosecond amplifier. Opt. Lett. *35*, 4169.

Russbueldt, P., Hoffmann, D., Höfer, M., Löhring, J., Luttmann, J., Meissner, A., Weitenberg, J., Traub, M., Sartorius, T., Esser, D., et al. (2015). Innoslab Amplifiers. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. *21*, 447–463.

Saby, J., Sangla, D., Deslandes, P., and Salin, F. (2014). Non CPA High Energy Picosecond laser based on Single-Crystal Fiber Amplifier. (OSA), p. ATh2A.28.

Salin, F., and Squier, J. (1992). Gain guiding in solid-state lasers. Opt. Lett. *17*, 1352.

Sangla, D. (2009). Nouveaux concepts pour des lasers de puissance : fibres cristallines dopées Ytterbium et pompage direct de cristaux dopés Néodyme. phdthesis. Université Claude Bernard - Lyon I.

Sapriel, J. (1976). L'acousto-optique (Ed. Techniques Ingénieur).

Saraceno, C.J., Emaury, F., Heckl, O.H., Baer, C.R.E., Hoffmann, M., Schriber, C., Golling, M., Südmeyer, T., and Keller, U. (2012). 275 W average output power from a femtosecond thin disk oscillator operated in a vacuum environment. Opt. Express *20*, 23535–23541.

Schäfer, C., Urbassek, H.M., and Zhigilei, L.V. (2002). Metal ablation by picosecond laser pulses: A hybrid simulation. Phys. Rev. B *66*, 115404.

Schmidt, M., Zaeh, M., Graf, T., Ostendorf, A., Weber, R., Michalowski, A., Abdou-Ahmed, M., Onuseit, V., Rominger, V., Kraus, M., et al. (2011). Lasers in Manufacturing 2011 - Proceedings of the Sixth International WLT Conference on Lasers in ManufacturingEffects of Radial and Tangential Polarization in Laser Material Processing. Phys. Procedia *12*, 21–30.

Schulz, M., Riedel, R., Willner, A., Mans, T., Schnitzler, C., Russbueldt, P., Dolkemeyer, J., Seise, E., Gottschall, T., Hädrich, S., et al. (2011). Yb:YAG Innoslab amplifier: efficient high repetition rate subpicosecond pumping system for optical parametric chirped pulse amplification. Opt. Lett. *36*, 2456.

Schulz, W., Eppelt, U., and Poprawe, R. (2013). Review on laser drilling I. Fundamentals, modeling, and simulation. J. Laser Appl. *25*, 012006.

sevillano, pierre, Machinet, G., Dubrasquet, R., Camy, P., Doualan, J.L., Moncorgé, R., Georges, P., Druon, F., Descamps, D., and Cormier, E. (2014). High-power sub-50 fs, Kerr-lens mode-locked Yb:CaF2 oscillator pumped by high-brightness fiber- laser. (OSA), p. JW2A.41.

Sévillano, P., Georges, P., Druon, F., Descamps, D., and Cormier, E. (2014). 32-fs Kerr-lens mode-locked Yb:CaGdAlO_4 oscillator optically pumped by a bright fiber laser. Opt. Lett. *39*, 6001.

Shay, T.M., Benham, V., Baker, J.T., Sanchez, A.D., Pilkington, D., and Lu, C.A. (2007). Self-Synchronous and Self-Referenced Coherent Beam Combination for Large Optical Arrays. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. *13*, 480–486.

Siebold, M., Hornung, M., Hein, J., Uecker, R., Debus, A., and Kaluza, M.C. (2010). Diode-pumped chirped pulse amplification to the TW level using Yb:CaF2. pp. 119–122.

Siegman, A.E., and Townsend, S.W. (1993). Output beam propagation and beam quality from a multimode stable-cavity laser. IEEE J. Quantum Electron. *29*, 1212–1217.

Siegman, A.E., Chen, Y., Sudesh, V., Richardson, M.C., Bass, M., Foy, P., Hawkins, W., and Ballato, J. (2006). Confined propagation and near single-mode laser oscillation in a gain-guided, index antiguided optical fiber. Appl. Phys. Lett. *89*, 251101.

Snitzer, E., Po, H., Hakimi, F., Tumminelli, R., and McCollum, B.C. (1988). DOUBLE CLAD, OFFSET CORE Nd FIBER LASER. In Optical Fiber Sensors (1988), Paper PD5, (Optical Society of America), p. PD5.

Sonntag, S., Trichet Paredes, C., Roth, J., and Trebin, H.-R. (2011). Molecular dynamics simulations of cluster distribution from femtosecond laser ablation in aluminum. Appl. Phys. A *104*, 559–565.

Spence, D.E., Kean, P.N., and Sibbett, W. (1991). 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser. Opt Lett *16*, 42–44.

Strickland, D., and Mourou, G. (1985). Compression of amplified chirped optical pulses. Opt. Commun. *56*, 219–221.

Stutzki, F., Jansen, F., Eidam, T., Steinmetz, A., Jauregui, C., Limpert, J., and Tünnermann, A. (2011). High average power large-pitch fiber amplifier with robust single-mode operation. Opt. Lett. *36*, 689.

Sudesh, V., McComb, T., Chen, Y., Bass, M., Richardson, M., Ballato, J., and Siegman, A.E. (2008). Diode-pumped 200 µm diameter core, gain-guided, index-antiguided single mode fiber laser. Appl. Phys. B *90*, 369–372.

Tümmler, J., Jung, R., Stiel, H., Nickles, P.V., and Sandner, W. (2009). High-repetition-rate chirped-pulse-amplification thin-disk laser system with joule-level pulse energy. Opt. Lett. *34*, 1378.

Vazquez, R.M., Osellame, R., Nolli, D., Dongre, C., Vlekkert, H. van den, Ramponi, R., Pollnau, M., and Cerullo, G. (2009). Integration of femtosecond laser written optical waveguides in a lab-on-chip. Lab. Chip *9*, 91–96.

Voss, A., Reichert, F., Metz, P.W., Marzahl, D.-T., Kränkel, C., Huber, G., and Graf, T. (2014). Thin-disk laser operation of Pr^3+,Mg^2+:SrAl_12O_19. Opt. Lett. *39*, 1322.

Walmsley, I., Waxer, L., and Dorrer, C. (2001). The role of dispersion in ultrafast optics. Rev. Sci. Instrum. *72*, 1–29.

Weber, R., Graf, T., Berger, P., Onuseit, V., Wiedenmann, M., Freitag, C., and Feuer, A. (2014). Heat accumulation during pulsed laser materials processing. Opt. Express *22*, 11312.

Wynne, R., Daneu, J.L., and Fan, T.Y. (1999). Thermal coefficients of the expansion and refractive index in YAG. Appl. Opt. *38*, 3282–3284.

Xiang, Z., Wang, D., Pan, S., Dong, Y., Zhao, Z., Li, T., Ge, J., Liu, C., and Chen, J. (2011). Beam quality improvement by gain guiding effect in end-pumped Nd:YVO_4 laser amplifiers. Opt. Express *19*, 21060.

Yang, P., Deng, P., and Yin, Z. (2002). Concentration quenching in Yb:YAG. ResearchGate *97*, 51–54.

Zhan, Q. (2004). Trapping metallic Rayleigh particles with radial polarization. Opt. Express *12*, 3377.

Zhao, H., and Major, A. (2013). Powerful 67 fs Kerr-lens mode-locked prismless Yb:KGW oscillator. Opt. Express *21*, 31846.

Zhou, S., Wise, F.W., and Ouzounov, D.G. (2007). Divided-pulse amplification of ultrashort pulses. Opt. Lett. *32*, 871.

université PARIS-SACLAY | ÉCOLE DOCTORALE Ondes et Matière (EDOM)

Titre : Amplificateurs impulsionnels à base de fibres cristallines dopées Ytterbium

Mots clés : Fibres cristallines, Amplificateur, impulsions ultra-courtes, ytterbium.

Resumé : Les lasers à impulsions ultra-courtes (< 10 ps) ont largement démontré leur intérêt pour de nombreuses applications scientifiques, industrielles ou encore médicales. Le domaine du micro-usinage par impulsions laser est l'un des domaines les plus actifs du moment. Les dernières avancées en la matière privilégient deux axes de recherche, l'augmentation du taux de répétition associé à de fortes puissances moyennes et une montée en énergie. Nos travaux s'inscrivent dans ce contexte et visent à développer des amplificateurs d'impulsions ultracourtes innovants à base de fibres cristallines Yb:YAG délivrant de fortes puissances moyennes et de fortes énergies en régime de polarisation cylindrique. Les sources développées sont destinées à être intégrées au sein de systèmes de micro-usinage laser aux performances inédites développés dans le cadre du projet européen Razipol. Celles-ci joueront le rôle de préamplificateur fort gain au sein d'une architecture MOPA composé d'un oscillateur ultra-rapide à base de cristal d'Yb:KYW et d'un amplificateur final à base de disque mince Yb:YAG.

Pour répondre à la problématique des dégradations spatiales liées à la montée en puissance moyenne dans les architectures à laser solide pompé par diode, une architecture en cascade composée de trois étages d'amplification permettant de réduire la charge thermique a d'abord été réalisée. Grâce à une fine optimisation de l'ensemble des paramètres spectroscopiques (taux de dopage des cristaux, longueur d'onde de pompe...) et géométriques (longueur des cristaux, tailles de faisceaux...) a permis d'amplifier des impulsions femtosecondes (750 fs) jusqu'à des puissances moyennes de 100 et 85 W, respectivement obtenues en polarisation linéaire et cylindrique, à la cadence de 20 MHz.

Un amplificateur picoseconde de forte énergie à également été réalisé. Intégrant un dispositif de combinaison cohérente à division temporelle à 4 ou 8 répliques visant à réduire les effets non-linéaires, la source développée délivre des énergies remarquablement élevées pour ce type de système à amplification directe. Des énergies de 1 et 2 mJ ont été ainsi obtenues à des cadences inférieures à 20 kHz.

Ces résultats ont fait l'objet de 2 publications dans des revues internationales à comité de lecture. Par ailleurs les deux amplificateurs développés ont été intégrés sous la forme de systèmes compacts et robustes, utilisables par les membres du projet européen Razipol. Ces travaux ont également inspirée une nouvelle ligne de produits désormais commercialisés la société Fibercryst.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France

université PARIS-SACLAY | ÉCOLE DOCTORALE Ondes et Matière (EDOM)

Titre : Ytterbium doped single crystal fiber amplifiers for ultra-short pulses

Mots clés : Single crystal fiber, amplifiers, ultra-short pulses, ytterbium.

Resumé : In the last decade ultra-short pulse laser (< 10 ps) have sparked increasing interest for many industrial and scientific applications. Among the geometries used so far for high-power Yb-doped diode-pumped solid-state lasers as slabs, rods and thin disks, the single crystal fiber (SCF) technology was recently shown to have a high potential for the amplification of ultrashort pulses thanks to a very efficient thermal management and high optical efficiencies. This technology combined with the cubic crystal structure of Yb:YAG offers a cylindrical symmetry of the optical and thermo-mechanical properties. Yb:YAG SCFs are therefore well suited for the amplification of cylindrically polarized beams. In the context of a European Project called RAZIPOL, we have developed new laser amplifier architectures using SCF to directly amplify femtosecond pulses to achieve high energy and high average power pulses with radial and azimuthal polarizations without any stretching and recompression of the pulses.

We first demonstrate a three-stage diode-pumped Yb:YAG single-crystal-fiber amplifier to generate femtosecond pulses at high average powers with linear or cylindrical (i.e., radial or azimuthal) polarization. At a repetition rate of 20 MHz, 750 fs pulses were obtained at an average power of 85 W in cylindrical polarization and at 100 W in linear polarization. Investigations on the use of Yb:YAG single-crystal fibers with different length/doping ratios and the zero-phonon pumping at a wavelength of 969 nm were conducted in order to optimize the performances of the amplifiers.

The second part of the project is focused on pulse energy scaling. In this sense, we demonstrate a two-stage Yb:YAG single-crystal-fiber amplifier designed for high peak power to significantly increase the pulse energy of a low power picosecond laser. The first amplifier stage has been designed for high gain. Using a gain medium optimized in terms of doping concentration and length an optical gain of 32dB has been demonstrated. The second amplifier stage designed for high energy using divided pulse technique allows to generate recombined output pulse energy of 2mJ at 12.5 kHz with a pulse duration of 6 ps corresponding to a peak power 320MW. Average powers ranging from 25W to 55W with repetition rates varying from 12.5 kHz to 500 kHz have been demonstrated.

This results has led to the publication of 2 articles in international peer-reviewed journals and have been presented in 7 conferences. Finally this work has inspired the launch of a new line of industrial products by Fibercryst.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France