



HAL
open science

Amplificateurs laser femtosecondes pompés par LED à base de Cr : LiSAF

Hussein Taleb

► **To cite this version:**

Hussein Taleb. Amplificateurs laser femtosecondes pompés par LED à base de Cr : LiSAF. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2023. Français. NNT : 2023UPASP038 . tel-04190536

HAL Id: tel-04190536

<https://pastel.hal.science/tel-04190536>

Submitted on 29 Aug 2023

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.

Amplificateurs laser femtosecondes pompés par LED à base de Cr:LiSAF

LED-pumped femtosecond Cr:LiSAF laser amplifiers

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 572, Ondes et matière (EDOM)
Spécialité de doctorat : Physique
Graduate School : Physique, Référent : Institut d'Optique

Thèse préparée dans l'unité de recherche **Laboratoire Charles Fabry** (Université Paris-Saclay, Institut d'Optique Graduate School, CNRS), sous la direction de **François BALEMBOIS**, Professeur des Universités et le co-encadrement de **Frédéric DRUON**, Directeur de recherche

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 31 mars 2023, par

Hussein TALEB

Composition du Jury

Membres du jury avec voix délibérative

Sophie KAZAMIAS Professeure des Universités, Université Paris-Saclay	Présidente
Aurélien JULLIEN Directrice de recherche, Université Côte d'Azur	Rapporteuse et Examinatrice
Olivier MUSSET Professeur des Universités, Université de Bourgogne	Rapporteur et Examineur
Franck FALCOZ Directeur adjoint R&D, Amplitude Group	Examineur
Juna SATHIAN Assistant Professor, Northumbria University at Newcastle	Examinatrice



Thèse préparée au
Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique
Groupe Lasers
2, avenue Augustin Fresnel
91 127, Palaiseau CEDEX

À mes parents.

Remerciements

Une thèse est le fruit d'un travail collectif. J'aimerais donc remercier toutes les personnes qui ont contribué d'une façon ou d'une autre à ce travail.

Je remercie tout d'abord Aurélie Jullien et Olivier Musset pour avoir accepté de rapporter mon manuscrit de thèse ainsi que Franck Falcoz, Sophie Kazamias et Juna Sathian pour leur participation au jury.

J'ai eu la chance d'avoir un encadrement idéal pendant cette thèse, sous la direction de François Balembois et le co-encadrement de Frédéric Druon.

François, je commence par te remercier pour tout le temps que tu m'as consacré. Merci pour tout le savoir-faire et les connaissances que tu m'as transmis. J'ai beaucoup appris en travaillant avec toi. Tu ne m'as pas seulement aidé à résoudre mes problèmes mais tu m'as aussi appris à me poser les bonnes questions pour mener mes réflexions : pour cela je te remercie. En plus de ton organisation et efficacité incomparables, j'ai trop apprécié tes qualités humaines. En particulier, ta bienveillance, ta patience et surtout ton optimisme débordant. J'ai été très chanceux de t'avoir comme directeur de thèse, merci pour tout !

Fred, un grand merci d'abord pour ton aide, tes explications et tes conseils. Malgré ton emploi de temps serré, tu as toujours trouvé du temps à m'accorder soit pour répondre à mes nombreuses questions, soit pour passer me donner un coup de main dans la salle de manip. Je te remercie également pour ta bonne humeur et ton grand cœur. Je me rappellerai toujours des discussions intéressantes et divers qu'on a souvent eues au bureau. Enfin, merci pour ton support moral et ta sympathie. C'était un véritable plaisir de travailler avec toi.

J'ai eu la chance de réaliser ma thèse au sein du groupe Lasers du Laboratoire Charles Fabry: un groupe compétant, sympathique et vivant où règne une ambiance exceptionnelle. J'aimerais donc remercier toute l'équipe. Je commence par remercier Patrick Georges, responsable du groupe, de m'avoir accueilli au sein du laboratoire. Malgré ses obligations liées à sa fonction de directeur de l'ensemble du laboratoire, il a toujours trouvé le temps pour faire le tour des bureaux et échanger avec tout le monde, avec sa bonne humeur et son grand sourire. Merci Patrick d'avoir toujours été présent et à l'écoute pour toute l'équipe. Je remercie également tous les autres membres permanents du groupe: Catherine, Gaëlle, Marc, Sylvie et Xavier. J'ai partagé avec vous tous de beaux moments, que ce soit autour d'un café au quotidien, pendant les repas de midi ou pendant les journées « SAUCEPAN ». Catherine, merci pour ta gentillesse et ton aide dans les

manips. Tu m'as « sauvé » avec ton autocorrélateur monocoup ! C'était un grand plaisir de travailler avec toi.

Je souhaiterais remercier l'ensemble des doctorants, post-doctorants et stagiaires que j'ai côtoyé pendant ces trois années de thèse, ainsi que les ingénieurs du laboratoire commun avec « Amplitude Group ».

Je remercie les doctorants du groupe qui ont soutenu avant moi : Philipp Albrodt, Tiphaine Berberian, Nour Daher, Thomas Hamoudi, Gaëtan Jargot, Michele Natile, Pierre Pichon et Lucas Ranc. Pierre, merci pour ton aide infini, tes conseils et tout le savoir-faire que tu m'as transmis. C'était un grand plaisir de travailler avec toi. Nour, merci pour ton énergie positive inépuisable et ton soutien. Tu as toujours été prête à aider tout le monde.

Je remercie également les doctorants qui ont intégré le groupe après mon arrivée : Quentin Bournet, Hippolyte Dupont, Raphaël Humblot, Qin Liu (Isabel), Lisa Lopez, Maxime Nourry-Martin, Anahita Omoumi, Elio Thellier et Antoine Zheng. Elio, j'espère avoir effectué la passation de thèse aussi bien que Pierre l'a faite pour moi. Je te souhaite bon courage pour la suite de ta thèse et autant de bonnes expériences que j'en ai eues ! J'ajouterais un remerciement particulier pour mon collègue de bureau Maxime, qui est devenu très vite un ami, puis un frère. Partager MON bureau avec toi a rendu cette expérience de thèse plus agréable. Je suis sûr que me donner des cours de français était autant agréable pour toi.

Pendant la thèse, j'ai eu l'opportunité d'effectuer un monitorat au sein de l'Institut d'Optique. J'ai adoré cette expérience d'enseignement qui m'a permis d'approfondir mes connaissances et de développer mes compétences d'enseignant. J'aimerais ainsi remercier l'ensemble des personnes avec qui j'ai pu travailler dans ce cadre. Je remercie Henri Benisty et toute l'équipe « Optique Physique », Sylvie Lebrun et toute l'équipe « Optique non-linéaire », Gaëlle Lucas-Leclin et toute l'équipe « Physique du semiconducteur », ainsi que François Marquier et toute l'équipe « Electromagnétisme ». J'ai également eu la chance d'encadrer les travaux pratiques « Lasers » de 3^{ème} année. Pour cela, je remercie Thierry Avignon, Fabienne Bernard et Cédric Lejeune.

Je tiens à remercier tous les services du laboratoire et de l'institut : les ateliers d'optique et de mécanique, la médiathèque, la reprographie, l'accueil, le personnel de ménage, le service infrastructures ainsi que les différents services administratifs.

Je remercie Jean-Philippe Rousseau du Laboratoire d'Optique Appliquée de nous avoir prêté les réseaux de diffraction pour l'étireur et le compresseur d'impulsions.

Mes remerciements ne seraient pas complets sans une pensée pour mes amis en France et au Liban qui m'ont accompagné en dehors du laboratoire, avec qui j'ai partagé des beaux moments et vécu des belles aventures. En particulier, un grand merci à Arifé, Jad et Mohammad.

Enfin, un énorme merci à ma famille, qui est ma source d'inspiration et de motivation. Je pense tout particulièrement à mes parents, qui m'ont soutenu tout au long de ma vie et qui ont

fait beaucoup de sacrifices pour moi. C'est grâce à vous que je suis là aujourd'hui. Je pense également à mon frère Ahmad et ma sœur Fatima qui étaient toujours là pour moi. Vous êtes tous ma force motrice dans la vie !

Table de matières

Introduction générale.....	15
I Intérêt du pompage par LED pour les systèmes laser femtosecondes	19
1 Etat de l'art des lasers femtosecondes	21
1.1 Le saphir dopé au titane.....	21
1.2 Lasers solides pompés par diodes.....	22
1.3 Systèmes laser basés sur l'ion ytterbium.....	25
1.4 Amplification paramétrique optique à dérive de fréquence.....	28
1.5 Bilan.....	29
1.6 Intérêt du pompage par LED.....	30
2 Potentiel du pompage par LED pour des systèmes femtosecondes	33
2.1 Etat de l'art du pompage par LED	33
2.2 Le concentrateur luminescent : définition physique et principe et fonctionnement	35
2.3 Les concentrateurs luminescents pour le pompage des cristaux laser.....	37
2.4 Positionnement du pompage par LED par rapport aux autres types de pompage pour des systèmes femtosecondes	41
2.5 Choix du cristal laser pour un système femtoseconde pompé par LED.....	43
3 Conclusion.....	45
II Etat de l'art des systèmes laser Cr:LiSAF.....	47
1 Présentation du Cr:LiSAF.....	48
1.1 Propriétés générales.....	48
1.2 Phénomènes physiques limitant les performances du Cr:LiSAF	51

1.3	Situation du Cr:LiSAF par rapport aux cristaux laser émettant dans l'infrarouge proche.....	53
2	Systèmes laser Cr:LiSAF existants	57
2.1	Pompage du Cr:LiSAF en régimes continu et quasi-continu.....	57
2.2	Oscillateurs femtosecondes par verrouillage de modes.....	62
2.3	Amplificateurs d'impulsions femtosecondes	64
3	Conclusion.....	67
III	Amplificateur régénératif femtoseconde Cr:LiSAF pompé par LED	69
1	Amplification régénérative	70
1.1	Principe.....	70
1.2	Dynamique de l'amplification.....	71
1.3	Intérêt de l'amplification régénérative.....	73
2	Montage expérimental de l'amplificateur.....	74
2.1	Pompage du cristal de Cr:LiSAF.....	74
2.2	Cavité	77
2.3	Caractérisation du système non injecté	79
3	Implémentation de l'amplificateur dans une chaîne femtoseconde.....	82
3.1	Principe de l'amplification à dérive de fréquence.....	82
3.2	Etirement des impulsions	83
3.3	Amplification régénérative.....	84
3.4	Compression	89
3.5	Mesure d'accordabilité	93
4	Conclusion.....	97
IV	Amplificateur multi-passages Cr:LiSAF pompé par LED	99
1	Développement d'une nouvelle architecture de pompage par LED	100
1.1	La configuration « <i>slab</i> »	100
1.2	Validation expérimentale du pompage en T.....	113
2	Développement d'un amplificateur multi-passages Cr:LiSAF pompé par LED.....	121
2.1	Adaptation du module de pompage par LED pour la montée en cadence	121
2.2	Montage expérimental de l'amplificateur multi-passages.....	127
2.3	Performance et résultats	131
3	Conclusion.....	143

Conclusion générale	145
Annexes.....	149
A Facteur de concentration d'un concentrateur luminescent pompé par LED.....	149
B Réglage de l'amplificateur multi-passages.....	153
Liste de publications de l'auteur.....	157
Bibliographie	159

Introduction générale

Depuis la réalisation du premier laser solide par Maiman en 1960 [Maiman 60], la technologie laser n'a cessé de progresser. Pendant les années 1960, des nouvelles techniques permettant d'obtenir des impulsions plus énergétiques et plus courtes ont été rapidement développées. En 1962, le premier laser déclenché est démontré sur le rubis à l'aide d'une cellule de Pockels [McClung 62]. Ensuite, en 1965, l'effet de verrouillage de modes en phase est observé [Mocker 65], suivi par la réalisation du premier verrouillage de modes par absorbant saturable en 1966 [DeMaria 66]. Dans les années suivantes, la technique de verrouillage de modes a permis d'obtenir des impulsions stables picosecondes [Ippen 72], puis femtosecondes [Fork 81, Kubota 88], sur des lasers à base de colorants. A la fin des années 1980, une révolution dans le domaine des lasers ultracourts a eu lieu : la technique de l'amplification à dérive de fréquence (CPA pour « *Chirped Pulse Amplification* ») est démontrée en 1985 par Strickland et Mourou [Strickland 85], suivie par la découverte d'un nouveau matériau laser, le Ti:saphir, par Moulton en 1986 [Moulton 86]. Quelques années plus tard, le premier verrouillage de modes par lentille de Kerr (« *magic-modelocking* ») est réalisé sur un cristal de Ti:saphir, permettant ainsi d'obtenir des impulsions de durée inférieure à 10 fs [Ell 01]. Grâce à toutes ces avancées, de nouvelles sources laser ultraintenses voient le jour, ouvrant la porte à de nouveaux domaines de recherche en physique fondamentale, comme l'interaction lumière-matière et l'accélération de particules (figure 1). Aujourd'hui, des installations laser générant des impulsions de puissances crêtes de plusieurs Pétawatts sont opérationnelles, comme le laser Appolon en France.

En parallèle, les cristaux dopés à l'ytterbium comme l'Yb:YAG ont permis durant ces dernières années de développer des sources laser ultracourtes de fortes puissances moyennes grâce à leurs bonnes propriétés thermiques. Bien que les durées d'impulsions obtenues sur l'Yb:YAG soient limitées à quelques centaines de fs, ces systèmes présentent une alternative intéressante au Ti:saphir quand une puissance moyenne élevée est recherchée, et sont bien adaptés pour de nombreuses applications. Les systèmes laser Yb:YAG sont souvent utilisés dans le domaine industriel, pour l'usinage athermique. En effet, ils permettent de limiter l'échauffement du matériau lors de son traitement ainsi que la zone affectée thermiquement. Cela permet d'augmenter la précision des traitements des matériaux (découpe, perçage, ...). L'intérêt de ces systèmes est qu'ils permettent d'accroître la rapidité et la productivité des procédés avec leur cadence élevée.

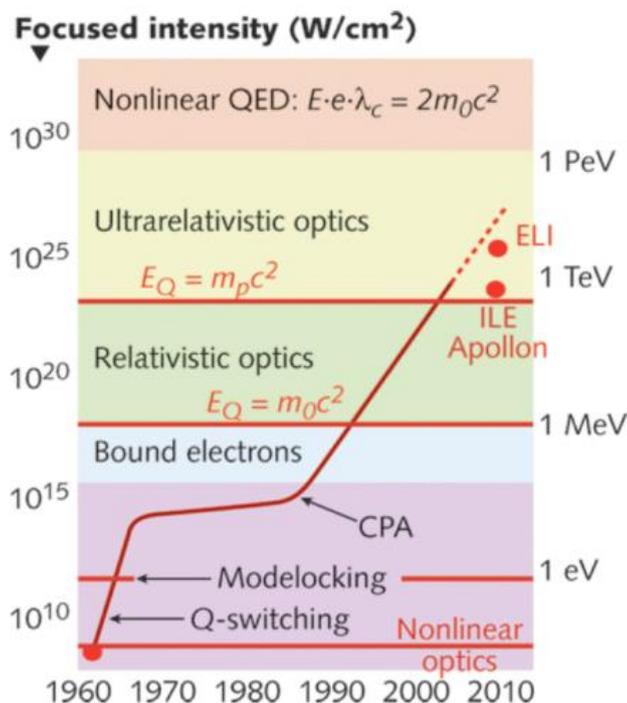


Figure 1 : Evolution de l'intensité des lasers et des régimes physiques atteignables au cours des années [Mourou 98].

Le développement de nouvelles sources laser femtosecondes ne porte plus, comme il y a quelques années, uniquement sur l'aspect quantitatif (augmentation de l'énergie et la cadence) mais aussi sur l'aspect qualitatif comme la baisse du prix, l'amélioration de la compacité et la durée de vie des systèmes. Les principales limitations des systèmes actuels sont liées aux sources de pompage. Pour les systèmes à base de Ti:saphir, la seule technique de pompage qui permet d'obtenir de fortes énergies à coût réduit est l'utilisation des lasers solides à base de néodyme pompés par lampes flash. Le principal inconvénient de ce type de pompage est la courte durée de vie des lampes flash qui, couplée avec la faible conductivité thermique des verres dopés au néodyme, limite la cadence à quelques Hz. En plus, ce type de pompage est peu efficace à cause de l'émission large bande des lampes flash. En parallèle, le pompage des systèmes à base d'ytterbium repose sur des diodes infrarouges. Malgré la disponibilité des diodes infrarouges de forte puissance dans le marché, le prix du watt optique reste élevé. En plus, l'obtention d'impulsions de durées sub-100 fs sur les systèmes basés sur l'ytterbium nécessite de passer par des techniques comme la post-compression, ce qui rajoute une complexité au système et une augmentation supplémentaire du prix.

Ainsi, il est intéressant de chercher de nouvelles méthodes de pompage pour les systèmes laser femtosecondes, car cela permettrait d'avoir des systèmes plus simples, fiables et moins chers. C'est dans ce contexte que le pompage par LED intervient : depuis les années 2000, les diodes électroluminescentes (LED pour « *Light-Emitting Diode* ») connaissent un développement impressionnant grâce à l'invention de la LED bleue efficace à base de GaN par Shuji Nakamura [Nakamura 94]. Durant les 20 dernières années, la forte demande des LED pour l'éclairage et

l'industrie, ainsi que la maîtrise de croissance des couches semiconductrices ont entraîné une diminution drastique du prix. En effet, le prix d'une LED diminue d'un facteur 10 tous les 10 ans, alors que son efficacité augmente d'un facteur de 20. Aujourd'hui, la LED est la source d'éclairage la plus efficace et la moins chère à notre disposition avec un coût de quelques dizaines de centimes d'euro par watt optique. En plus, les LED sont compactes, disponibles dans les couleurs du spectre visible et l'infrarouge, et présentent une longue durée de vie supérieure à 50 000 heures. Les LED combinent alors les avantages des diodes laser et des lampes flash : elles sont compactes, robustes et peu onéreuses comme les lampes flash, tout en gardant la longue durée des semiconducteurs comme les diodes laser. Ainsi, elles présentent des caractéristiques remarquables qui font d'elles un bon candidat pour le pompage des lasers femtosecondes. Le pompage par LED mérite donc d'être revisité après son abandon dans les années 1970 à la suite de l'arrivée des diodes laser.

Le projet du pompage par LED a commencé au Laboratoire Charles Fabry en 2012. Le pompage par LED de différents cristaux laser a été étudié et testé, y compris les cristaux dopés aux métaux de transition qui sont au cœur de la technologie femtoseconde, comme le Ti:saphir, l'alexandrite et le Cr:LiSAF. L'effet laser a été démontré sur ces différents cristaux. L'étape suivante est de passer aux systèmes laser plus complexes, en particulier femtosecondes. L'objectif de cette thèse est d'explorer le potentiel du pompage par LED pour les lasers femtosecondes via des expériences, en développant les premiers systèmes amplificateurs femtosecondes pompés par LED à base de Cr:LiSAF.

Ce manuscrit est organisé en quatre chapitres. Le chapitre I présente le contexte et l'intérêt du pompage par LED pour les systèmes laser femtosecondes. Une première partie dresse l'état de l'art des systèmes laser femtosecondes et leur évolution au cours des années. Une deuxième partie présente l'état de l'art du pompage par LED, ainsi que les éléments technologiques mis au point dans le cadre du projet, qui mènent à ces travaux de thèse. Le pompage par LED sera également positionné par rapport aux autres types de pompage.

Le chapitre II est dédié à la présentation du Cr:LiSAF, le cristal de choix pour l'ensemble de ces travaux de thèse. Les propriétés spectroscopiques de ce cristal seront d'abord présentées, ainsi que ses avantages et inconvénients par rapport aux autres cristaux de la même famille, afin de justifier sa sélection. Ensuite, l'état de l'art des systèmes laser existants à base de Cr:LiSAF et les performances obtenues seront exposés, afin d'avoir un point de référence pour les travaux de thèse.

Le chapitre III présente la conception et la démonstration expérimentale d'un amplificateur régénératif femtoseconde pompé par LED à base de Cr:LiSAF. Cet amplificateur régénératif est implémenté dans une chaîne femtoseconde complète en utilisant la technique CPA, et fonctionne à la cadence de 10 Hz.

Le chapitre IV regroupe les travaux réalisés pour la montée en cadence à 100 Hz. Une première partie consiste en une étude détaillée à l'aide de simulations de tracé de rayons, d'une nouvelle configuration de pompage par LED inventée spécifiquement pour la montée en cadence. La deuxième partie présente la conception et le développement d'un amplificateur multi-passages Cr:LiSAF pompé par LED fonctionnant à une cadence de 100 Hz, grâce à cette nouvelle configuration de pompage.

Chapitre I

Intérêt du pompage par LED pour les systèmes laser femtosecondes

Sommaire

1	Etat de l'art des lasers femtosecondes	21
1.1	Le saphir dopé au titane	21
1.2	Lasers solides pompés par diodes.....	22
1.2.1	Les cristaux de dopés au chrome Cr ³⁺	22
1.2.2	Les cristaux dopés au Cr ²⁺ et Cr ⁴⁺	24
1.2.3	Les cristaux dopés aux ions terres rares	24
1.3	Systèmes laser basés sur l'ion ytterbium	25
1.3.1	Intérêt de l'ion ytterbium Yb ³⁺	25
1.3.2	Géométries des matériaux.....	26
1.3.3	Limitations	27
1.3.4	La post-compression pour la réduction de la durée d'impulsion.....	27
1.4	Amplification paramétrique optique à dérive de fréquence	28
1.4.1	Principe.....	28
1.4.2	Avantages.....	29
1.4.3	Limitations	29
1.5	Bilan.....	29
1.6	Intérêt du pompage par LED	30
2	Potentiel du pompage par LED pour des systèmes femtosecondes.....	33
2.1	Etat de l'art du pompage par LED.....	33
2.1.1	Les débuts du pompage par LED : 1960 – 1980	33
2.1.2	Renaissance du pompage par LED depuis les années 2000	34
2.1.3	Le projet du pompage par LED au Laboratoire Charles Fabry.....	34

2.2	Le concentrateur luminescent : définition physique et principe et fonctionnement.....	35
2.3	Les concentrateurs luminescents pour le pompage des cristaux laser	37
2.3.1	Choix des matériaux.....	37
2.3.2	Le module de pompage par LED	39
2.3.3	Performances	40
2.4	Positionnement du pompage par LED par rapport aux autres types de pompage pour des systèmes femtosecondes	41
2.5	Choix du cristal laser pour un système femtoseconde pompé par LED	43
3	Conclusion	45

1 Etat de l'art des lasers femtosecondes

Cette partie présente l'évolution des lasers femtosecondes et l'orientation que la recherche a prise pour arriver aux technologies femtosecondes actuelles. Nous présentons l'état de l'art des principales technologies et leurs limitations dans une perspective de monter en puissance et énergie. Nous verrons ensuite comment le pompage par LED peut jouer un rôle dans le développement des systèmes femtosecondes. Les sources femtosecondes sont ici répertoriées en fonction de leur milieu amplificateur.

1.1 Le saphir dopé au titane

Les sources laser à impulsions ultrabrèves ont connu une grande évolution pendant les années 1980-1990. Tout d'abord, Donna Strickland et Gérard Mourou démontrent en 1985 la technique de l'amplification à dérive de fréquence (ou CPA pour « *Chirped Pulse Amplification* ») [Strickland 85]. En 1986, un nouveau matériau laser est découvert par Peter Moulton : l'oxyde d'aluminium dopé au titane ($\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) ou Ti:saphir [Moulton 86]. Ce cristal a montré des propriétés laser hors du commun. En effet, il possède un spectre d'émission très large allant de 680 nm à 1100 nm, avec un maximum d'émission autour de 800 nm (figure I.1). Ceci a permis d'obtenir des impulsions de 4,8 fs par la technique de verrouillage de modes via l'effet Kerr [Ell 01]. Ces durées d'impulsions atteintes sur le Ti:saphir correspondent aux durées les plus courtes jamais obtenues à l'aide d'un oscillateur laser. De plus, le Ti:saphir possède une excellente conductivité thermique de $28 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ qui permet une évacuation efficace de la chaleur lors du pompage à des puissances élevées. Il a donc rapidement remplacé les milieux amplificateurs à base de colorants, qui étaient utilisés pour la génération des impulsions ultrabrèves à cette époque [Ippen 72, Fork 81, Kubota 88, Murnane 88]. Le Ti:saphir est devenu en quelques années le milieu amplificateur de prédilection pour les chaînes laser femtosecondes.

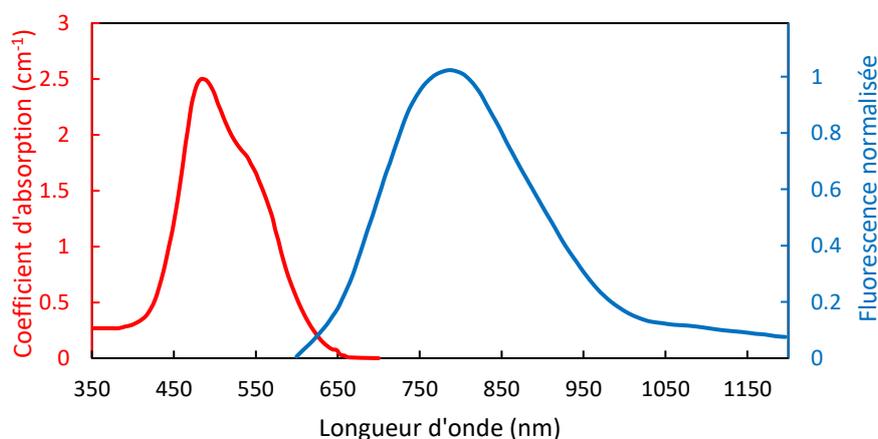


Figure I.1 – Spectres d'absorption (suivant l'axe c) et de fluorescence du Ti:saphir.

Parallèlement à cette rupture technologique majeure dans le domaine des lasers femtosecondes, une autre révolution dans le domaine des lasers apparaît grâce aux avancées technologiques dans la physique des semiconducteurs. En effet, la maîtrise de la croissance des matériaux semiconducteurs avec une meilleure qualité cristalline et des structures complexes à multi-puits quantiques permet de réaliser des diodes laser très performantes. Des diodes laser puissantes délivrant plusieurs dizaines voire centaines de watts dans le proche infrarouge arrivent sur le marché, avec des rendements électriques-optiques très élevés (typiquement 50%). De plus, ces sources ont l'avantage de fonctionner à température ambiante. Le pompage par diode devient très vite le centre d'intérêt des chercheurs, qui ont essayé d'en tirer profit dans le domaine femtoseconde.

L'inconvénient du Ti:saphir est que le pompage par diodes n'est pas évident. En effet, il possède une bande d'absorption dans le vert centrée à 490 nm (figure I.1), la plage de longueurs d'onde où les diodes laser ne sont pas performantes. Pour profiter des avantages des diodes laser dans le pompage du Ti:saphir, il faut donc passer par des intermédiaires. En effet, des diodes laser de puissance émettant dans l'infrarouge à 808 nm sont utilisées pour pomper d'abord un cristal de Nd:YAG. Ce laser Nd:YAG qui émet à 1064 nm est ensuite doublé en fréquence à 532 nm dans le vert et utilisé pour pomper le cristal de Ti:saphir. Les inconvénients de ces systèmes résident dans la complexité et l'encombrement à cause de deux étages de pompage et un étage de conversion de fréquence, ainsi que dans leur coût très élevé. Des tentatives de pompage par lampes flash ont été effectuées [Lacovara 85], mais ce type de pompage a été ensuite abandonné à cause de l'absorption des UV par les centres colorés de la matrice de saphir qui cause la détérioration du cristal. Plusieurs équipes travaillent sur le pompage direct du Ti:saphir par des diodes laser bleues à base de GaN émettant des puissances de l'ordre du watt autour de 455 nm [Roth 09, Durfee 12, Backus 17, Rohrbacher 17] et 512 nm [Sawai 14, Gurel 15]. Cependant, le pompage dans le bleu reste limité à cause de l'absorption des paires Ti^{3+} à ces longueurs d'onde, qui peut causer une désexcitation non radiative [Moulton 19]. Ainsi, la recherche d'autres milieux laser qui peuvent être directement pompés par diodes a suscité un grand intérêt.

1.2 Lasers solides pompés par diodes

1.2.1 Les cristaux de dopés au chrome Cr^{3+}

La complexité du pompage de Ti:saphir était à l'origine de nouvelles recherches pour trouver d'autres cristaux directement pompés par diodes. Une nouvelle famille de cristaux est donc apparue à la fin des années 1980 : des matrices de fluorures, connues sous le nom de colquiriite, dopées à l'ion chrome Cr^{3+} . Parmi ces cristaux, on trouve le Cr:LiCAF, le Cr:LiSGaF et le Cr:LiSAF. L'avantage de ces cristaux est qu'ils possèdent une bande d'absorption dans le rouge centrée à 670 nm plutôt que dans le vert, et peuvent ainsi être directement pompés par des diodes rouges disponibles dans le marché. La figure I.2 montre l'exemple des bandes d'absorption et d'émission du Cr:LiSAF, qui présente une large bande d'émission entre 750 nm et 1000 nm.

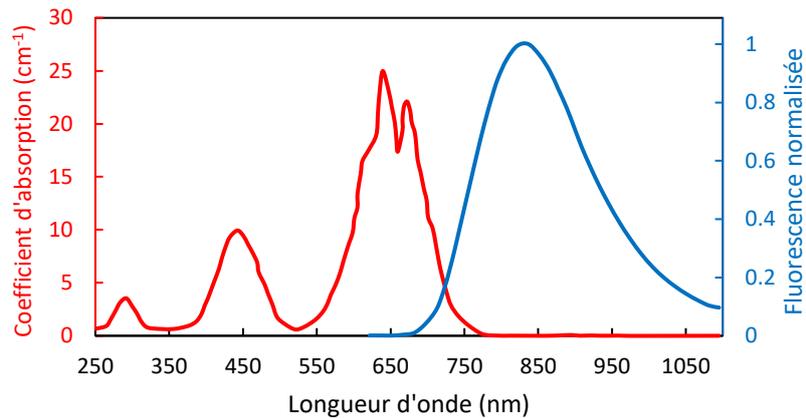


Figure 1.2 – Spectres d'absorption et de fluorescence du Cr:LiSAF (suivant l'axe c).

Grâce à leur large bande d'émission dans l'infrarouge proche, ces cristaux ont permis la génération d'impulsions ultracourtes de durée 10 fs dans des oscillateurs à verrouillage de modes en phase [Uemura 00], ainsi que des systèmes laser accordables entre 770 nm et 1110 nm [Demirbas 15]. Le pompage de ces cristaux est essentiellement réalisé par des diodes rouges depuis les années 1990 [Balembois 97a, Balembois 97b, Demirbas 11a, Demirbas 16]. D'autres systèmes laser pompés par des lampes flash ont été également développés [Mandl 97, Samad 07]. Malgré la possibilité du pompage direct par diode dans le rouge, les cristaux de colquiriite dopés au chrome Cr^{3+} n'ont pas réussi à monter en puissance à cause de graves problèmes thermiques et mécaniques que nous présenterons plus tard.

Un autre cristal dopé au Cr^{3+} qui possède des propriétés remarquables et qui a été étudié est le chrysobéryl dopé au chrome ($\text{Cr}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$), nommé « alexandrite » en honneur de l'empereur russe Alexandre II au XIX^e siècle. C'est un cristal biaxe qui possède deux bandes d'absorption dans le visible, centrées autour de 420 nm suivant l'axe a, et autour de 580 nm suivant l'axe b (figure 1.3). Ce cristal se distingue des autres cristaux dopés au chrome par sa bande d'émission décalée vers les basses longueurs d'ondes entre 710 nm et 820 nm et, centrée vers 755 nm à température ambiante.

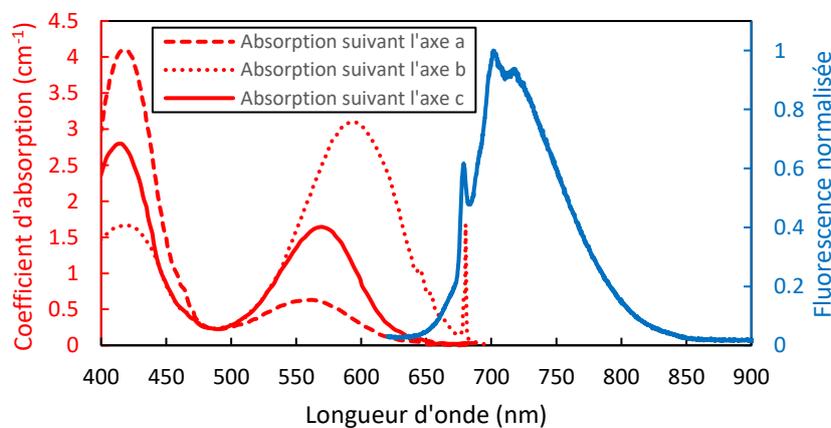


Figure 1.3 – Spectres d'absorption et de fluorescence de l'alexandrite.

L'alexandrite possède une bande d'émission moins large que celles du Ti:saphir et des cristaux de colquiriite, avec une largeur de 80 nm environ. Ce cristal n'a pas donc pu rentrer en compétition avec le Ti:saphir pour la génération et l'amplification d'impulsions femtosecondes. Il a trouvé sa place grâce à son accordabilité entre 710 nm et 820 nm. En effet, de nombreuses espèces chimiques ont leur bande d'absorption dans cette plage de longueurs d'onde. Ce cristal est ainsi utilisé dans les applications LiDAR pour la détection des gaz atmosphériques, et également dans le domaine de la dermatologie pour l'épilation par exemple (sa bande d'émission correspond à l'absorption de la mélanine). L'alexandrite a récemment connu un regain d'intérêt pour la génération d'impulsions femtosecondes : des impulsions laser de 65 fs ont été démontrées sur des systèmes de verrouillage de modes [Cihan 18a, Cihan 18b]. Historiquement, le pompage de l'alexandrite se faisait avec différents types de lasers solides [Lai 83, Frey 89] et des lampes flash [Walling 80]. Récemment, le pompage repose essentiellement sur des diodes laser rouges de puissance [Damzen 13, Thomas 16].

De manière générale, les cristaux dopés aux ions chrome Cr^{3+} n'ont pas pu remplacer le Ti:saphir et de monter en puissance malgré la possibilité du pompage direct par diodes dans le rouge. En effet, bien que les diodes laser de puissance émettant dans le rouge existent, leur prix reste très élevé et leurs performances limitées par rapport aux diodes émettant dans l'infrarouge.

1.2.2 Les cristaux dopés au Cr^{2+} et Cr^{4+}

Les ions chrome Cr^{2+} et Cr^{4+} ont été également étudiés. Des matériaux dopés au Cr^{2+} ont été utilisés pour développer des sources femtosecondes à des longueurs d'onde atypiques dans l'infrarouge proche autour de 2,5 μm , tels que $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ et le $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$ [Sorokina 06a, Sorokina 06b]. Ces matériaux peuvent être pompés directement par diodes à base de $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ émettant autour de 1600 nm.

Des oscillateurs femtosecondes dans la gamme 1,2 μm – 1,5 μm ont été également démontrés en se basant sur des matériaux dopés au Cr^{4+} tels que le $\text{Cr}^{4+}:\text{forsterite}$ et le $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$. Ces deux matériaux possèdent une large bande d'émission centrée à 1250 nm et 1450 nm respectivement. Ainsi, ils ont permis de générer des impulsions de durées inférieures à 50 fs dans cette gamme spectrale utile pour les applications biologiques [Bouma 96, Ripin 02]. Bien que les matériaux dopés au Cr^{4+} possèdent un maximum d'absorption à 750 nm, accessible par un pompage par diodes, ils sont souvent pompés par des lasers à base de néodyme émettant à 1064 nm pompés par flash, afin de diminuer les effets thermiques induits par le défaut quantique. Les matériaux dopés aux ions Cr^{2+} et Cr^{4+} ont principalement trouvé un intérêt pour la génération des impulsions femtosecondes dans le moyen infrarouge, mais gardent les mêmes limitations thermiques que les matériaux dopés au Cr^{3+} et ne permettent pas la montée en puissance.

1.2.3 Les cristaux dopés aux ions terres rares

Parallèlement à la tentative infructueuse des matériaux dopés au chrome, des recherches sur les ions de la famille des terres rares ont été menées tels que le Nd^{3+} , l' Er^{3+} , le Tm^{3+} , l' Ho^{3+} , l' Yb^{3+} ... Parmi ces ions, l'ion Er^{3+} est utilisé dans les systèmes fibrés pour les télécommunications. Le Tm^{3+} et l' Ho^{3+} ont été également utilisés dans les fibres pour accéder à des longueurs d'onde dans le

moyen infrarouge. Un autre ion de la famille des terres rares qui a été étudié est le néodyme Nd^{3+} . Les cristaux dopés au Nd^{3+} , tels que le Nd:YVO_4 et le Nd:YAG ont la possibilité d'être pompés directement par diodes à 808 nm. Le problème est que leur bande d'émission est trop étroite pour pouvoir générer et amplifier des impulsions femtosecondes. En effet, le Nd:YAG possède une bande d'émission de 0,8 nm, et ne peut pas donc produire des impulsions de durée plus courte que 1,5 ps. Une solution pour avoir de durées plus courtes est d'élargir la bande d'émission en utilisant des verres dopés au Nd^{3+} (Nd:verre). Cependant, la section efficace d'émission et la conductivité thermique deviennent très faibles et empêchent la montée puissance. Des lasers femtosecondes basés sur du Nd:verre sont disponibles dans le marché, mais avec des puissances de sortie limitées. Cependant, contrairement à l'ion Yb^{3+} , ces ions terres-rares possèdent des structures électroniques relativement complexes à plusieurs niveaux excités. Ceci cause des effets parasites qui les rendent moins adaptés pour la montée en puissance même si certains systèmes de forte puissance ont été démontrés. Ainsi, les recherches sur la famille des terres rares se sont concentrées sur l'ion qui semble le plus adapté au développement des systèmes femtosecondes de très forte puissance, qui combine une large bande d'émission, la possibilité du pompage direct par diodes et peu d'effets thermiques délétères : l'ion Yb^{3+} que nous décrivons dans la suite.

1.3 Systèmes laser basés sur l'ion ytterbium

1.3.1 Intérêt de l'ion ytterbium Yb^{3+}

L'ytterbium est un ion très intéressant dans la famille des terres rares. En effet, cet ion présente la structure électronique la plus simple parmi les ions terres rares, avec seulement deux niveaux électroniques participants aux transitions optiques : les niveaux $^2\text{F}_{7/2}$ et $^2\text{F}_{5/2}$. Cela permet d'éviter tous les effets parasites tels que la réabsorption par l'état excité et les relaxations croisées. De plus, les matériaux dopés à l' Yb^{3+} profitent également de cette structure appelée « quasi-3-niveaux », car elle permet un très faible défaut quantique inférieur à 10% (bien meilleur que celui du Ti:saphir qui est généralement proche de 40%) limitant ainsi la charge thermique. La bande d'absorption des matériaux dopés à l'ytterbium Yb^{3+} se situe entre 900 nm et 980 nm, accessible par des diodes laser InGaAs de forte puissance. Le pompage direct de ces matériaux est donc possible et les rendent très attractifs pour le développement de systèmes laser de haute puissance moyenne. La largeur de la bande d'émission des matériaux dopés à l'ytterbium dépend essentiellement de la matrice hôte choisie, mais reste dans tous les cas, plus large que celle des matériaux dopés au Nd^{3+} . La figure I.4 montre les sections efficaces d'absorption et d'émission de l' Yb:YAG . Bien que la largeur de la bande d'émission de l' Yb:YAG soit « étroite » comparée à d'autres matériaux dopés à l' Yb^{3+} , limitant les durées d'impulsions à quelques centaines de fs, la conductivité thermique élevée de ce cristal ainsi que la maîtrise de sa croissance l'ont rendu le cristal de choix pour le développement de systèmes ultracourts de forte puissance moyenne.

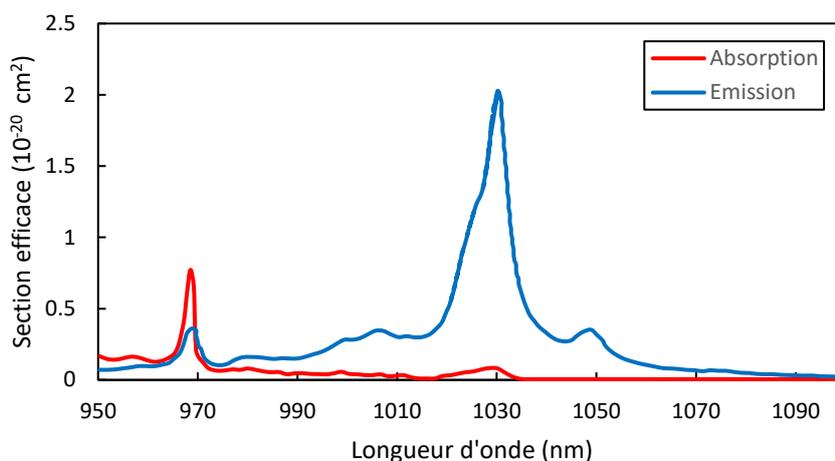


Figure 1.4 – Sections efficaces d'absorption et d'émission de l'Yb:YAG à température ambiante.

1.3.2 Géométries des matériaux

Depuis les années 1990, plusieurs géométries des matériaux dopés à l'ytterbium ont été étudiées et développées pour monter en puissance moyenne, l'idée fondamentale étant d'accroître au maximum le rapport surface/volume du matériau pour permettre une bonne extraction de la chaleur.

Une première géométrie consiste à utiliser des fibres optiques dopées à l' Yb^{3+} [Hanna 90]. Des fibres amplificatrices dopées à l'ytterbium pompées par diodes ont été développées et utilisées dans des chaînes d'amplification de dérive de fréquence (CPA). La technologie fibre permet d'obtenir des systèmes laser de forte puissance moyenne (pouvant aller jusqu'au kW) avec des hauts taux de répétition (de 100 kHz jusqu'au MHz) [Wan 13]. Cependant, le développement des sources fibrées est limité au niveau de l'énergie. En effet, les effets non-linéaires liés au fort confinement de la lumière dans les fibres et à l'utilisation de grandes longueurs de fibres deviennent importants à partir de quelques dizaines de μJ , du fait des densités de puissance crête élevées au cœur des fibres. Ainsi, l'énergie en sortie des systèmes fibrés à haute cadence est limitée à la dizaine de μJ . Cette limite peut être poussée jusqu'à la centaine de μJ voire le mJ grâce à certaines techniques permettant de réduire les effets non linéaires comme l'utilisation des fibres monomodes micro-structurées de larges diamètres [Eidam 11a], dans une architecture appelée « *Rod-type fiber* ». Cependant une autre limitation importante de la technologie fibre est l'apparition d'instabilités modales pour des puissances de pompe élevées [Eidam 11b] lorsque des fibres à large mode sont utilisées. Il est donc difficile de dépasser le mJ avec des très fortes puissances avec des lasers fibrés (sans utiliser des techniques additionnelles telles la combinaison cohérente).

Pour la montée en énergie, d'autres technologies ont été développées en utilisant différentes géométries à base de cristaux « massifs ». La technologie « *slab* » consiste à utiliser un cristal sous forme d'un pavé rectangulaire ayant une faible épaisseur. Une autre technologie « *thin disk* » repose sur l'utilisation du milieu à gain sous forme d'un disque mince, de quelques centaines de microns d'épaisseur et de grande surface. Ces deux technologies, basées majoritairement sur le cristal Yb:YAG, ont permis de pousser considérablement l'énergie dans des architectures

d'amplificateurs régénératifs. Des énergies de plusieurs centaines de mJ ont été ainsi obtenues avec la technologie « *thin disk* », à des cadences pouvant aller jusqu'à 5 kHz [Nubbemeyer 17].

Une géométrie hybride entre la fibre optique et le cristal massif a été également développée pour profiter de leurs avantages : un large mode pour augmenter l'énergie et une forme allongée pour un refroidissement efficace. Cette technologie est appelée « fibre cristalline ». Cependant, la montée en énergie sur cette géométrie est plus difficile que dans le cas du « *slab* » ou « *thin disk* » à cause des problèmes liés à la présence d'une lentille thermique. L'énergie en sortie des systèmes basés sur des fibres cristallines Yb:YAG permet d'atteindre le mJ [Délen 13]. Les performances des différentes technologies sont présentées dans le tableau I.1.

Technologie	Energie	Cadence	Durée d'impulsion	Référence
Fibre	15 μ J	69 MHz	800 fs	[Wan 13]
Fibre cristalline	1 mJ	10 kHz	380 fs	[Délen 13]
<i>Rod-type fiber</i>	2,2 mJ	5 kHz	500 fs	[Eidam 11a]
<i>Slab</i>	20 mJ	12 kHz	1,2 ps	[Schulz 11]
<i>Thin disk</i>	200 mJ	5 kHz	1,1 ps	[Nubbemeyer 17]

Tableau I.1 – Performances des différentes technologies de systèmes laser basés sur l'ytterbium.

1.3.3 Limitations

Bien que les systèmes basés sur l'Yb:YAG permettent d'obtenir des fortes énergies à des hautes cadences, certaines limitations restent présentes. Même si le pompage direct par diodes est possible, l'obtention de fortes énergies sur ces systèmes nécessite des systèmes de pompe très puissants et d'éclairements élevés à cause de la faible section efficace d'absorption de l'Yb:YAG, ce qui fait monter considérablement le prix.

En termes de systèmes de puissance produisant des impulsions ultrabrèves, le principal inconvénient de l'Yb:YAG est sa faible largeur de bande d'émission qui ne permet pas d'atteindre des durées d'impulsions inférieures à 300 fs environ (tableau I.1). Il est possible de diminuer la durée des impulsions en utilisant d'autres matrices, comme l'Yb:verre, l'Yb:CALGO ou l'Yb:CaF₂. Cela permet de diminuer la durée à 100-200 fs, mais difficilement moins en géométries amplificatrices (MOPA). En plus, ces matrices possèdent des propriétés spectroscopiques et thermiques moins bonnes que celles de la matrice de YAG, ce qui limite *in fine* la puissance moyenne.

1.3.4 La post-compression pour la réduction de la durée d'impulsion

Outre l'utilisation des matrices ayant une large bande d'émission, plusieurs techniques pour la réduction de la durée d'impulsion ont été développées pour les systèmes basés sur l'ion Yb³⁺,

que ce soit fibrés ou à base de cristaux. L'une des techniques les plus adaptées est la post-compression. C'est une technique non-linéaire qui consiste à induire un élargissement spectral grâce à l'automodulation de phase à la suite d'une interaction avec un milieu non linéaire. Des impulsions sub-100 fs peuvent ainsi être obtenues. Il existe différentes architectures pour la post-compression selon l'énergie et la durée de départ, basées sur des fibres [Tomlinson 84], des capillaires gazeux [Nisoli 96] ou récemment des cellules multi-passages [Schulte 16].

A faible énergie, les fibres à cœur silice ou les fibres creuses remplies de gaz sont utilisées [Emaury 14, Guichard 15]. Dans ces systèmes de post-compression, l'énergie des impulsions est limitée à la dizaine de μJ à cause du seuil d'autofocalisation dans la fibre. Pour pousser l'énergie au-delà de la dizaine de μJ , les capillaires (structure non guidante) remplis de gaz sont utilisés [Bohman 10]. Il est alors possible de comprimer des impulsions avec des énergies allant jusqu'à la dizaine de mJ, avec des efficacités de 40 à 70%. Cette limite est due au seuil d'ionisation des gaz utilisés dans les capillaires. Pour passer au-delà de la dizaine de mJ, les cellules multi-passages contenant un gaz rare ou un milieu solide non-linéaire peuvent être une solution. Les cellules multi-passages ont été récemment utilisées pour la post-compression d'impulsions issues d'un système de forte puissance à base d'ytterbium avec une énergie de 18 mJ à 5 kHz [Kaumanns 18]. La durée d'impulsion a été réduite de 1,3 ps à 41 fs. En 2021, la même équipe a démontré la post-compression à une énergie de 112 mJ à 5 kHz avec une durée de 37 fs en sortie [Kaumanns 21]. Bien que cette architecture soit efficace dans le régime forte énergie/haute cadence, il y a un prix à payer sur la compacité et le coût du système. En effet, pour ne pas dépasser le seuil de dommage des optiques de la cellule lors de la montée en énergie, il faut augmenter la taille du faisceau ainsi que la distance entre les deux miroirs de la cellule et leur taille [Kaumanns 20]. Ainsi, la cellule utilisée pour la post-compression à 112 mJ a une longueur de 8 m et est remplie avec 0,25 bar d'argon. La post-compression à l'aide des cellules multi-passages en sortie d'un système forte puissance à base d'ytterbium est donc une solution efficace et performante. Cependant, elle rend le système plus complexe, moins compact, et encore plus coûteux.

1.4 Amplification paramétrique optique à dérive de fréquence

1.4.1 Principe

Dans le but de développer des systèmes femtosecondes de haute intensité, la technique CPA a aussi été utilisée avec une méthode d'amplification d'impulsions femtosecondes basée sur un effet non linéaire du deuxième ordre : c'est l'amplification paramétrique optique (ou OPA pour « *Optical Parametric Amplification* »). On parle alors de l'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence (ou OPCPA pour « *Optical Parametric Chirped Pulse Amplification* ») [Dubietis 92]. L'OPA implique un mélange à trois ondes dans un cristal non linéaire de type $\chi^{(2)}$ (par exemple : BBO, LBO, KDP, YCOB), où un faisceau de pompe de haute intensité à la fréquence ω_p transfère de l'énergie à un autre faisceau appelé « signal » de faible intensité à une fréquence ω_s plus basse. Par conservation de l'énergie, un troisième faisceau dit complémentaire ou « idler » est créé à la fréquence ω_i , de façon que la fréquence de pompe ω_p soit égale à la somme des deux fréquences ω_s et ω_i . Le faisceau « signal » est donc amplifié quand la condition d'accord de phase est vérifiée. L'orientation du cristal est donc optimisée pour maximiser ce transfert d'énergie et

une configuration non-colinéaire peut être aussi éventuellement réalisée en introduisant un angle α entre les faisceaux pompe et signal afin d'ajouter un degré de liberté. Cette configuration permet au système d'avoir une bande spectrale très large, compatible avec les impulsions femtosecondes. L'OPCPA est donc une technique très intéressante pour l'amplification des impulsions ultracourtes.

1.4.2 Avantages

Les systèmes OPCPA ont plusieurs avantages. Ils peuvent permettre d'accéder à une bande de gain de plusieurs centaines de nanomètres (pour certaines configurations particulières dites non-citriques), plus large que celle du Ti:saphir. Ils sont donc capables d'amplifier des impulsions de durée sub-10 fs [Baltuska 02]. En plus, de très forts gains en simple passage sont accessibles par cette technique [Moses 11]. Un autre aspect intéressant de l'OPCPA est que le processus de l'amplification est instantané. En effet, il n'y a pas de stockage d'énergie dans le milieu non-linéaire au contraire de l'amplification classique. Cela permet d'une part de limiter les effets thermiques rendant possible la montée en cadence, et d'autre part d'éviter certains effets comme l'émission spontanée amplifiée (ASE). Cela rend l'OPCPA très avantageuse en termes de contraste des impulsions. Cette technique est surtout utilisée comme un étage d'amplification dans les grandes installations de lasers pétawatts, où un bon contraste est recherché lors de l'amplification ainsi que pour accéder à des longueurs d'ondes spécifiques grâce à la large bande spectrale d'émission [Gaul 10, Hernandez-Gomez 10].

1.4.3 Limitations

Comme l'amplification est basée sur un effet non-linéaire et ne se passe que pendant la durée de pompage, une synchronisation temporelle très précise des deux faisceaux de pompe et signal est nécessaire. De plus, la condition d'accord de phase est critique, ce qui exige un alignement spatial parfait entre les faisceaux de pompe et signal d'une part, et les faisceaux et le cristal non-linéaire d'autre part. A ces contraintes s'ajoute la nécessité de sources de pompage de haute qualité et de forte énergie. En effet, le couplage des ondes par effet non-linéaire peut entraîner le transfert des caractéristiques du faisceau de pompe sur le faisceau signal. Il est donc nécessaire d'avoir un faisceau de pompe de bonne qualité. Enfin, la faible efficacité de cette technique (autour de 10%) oblige l'utilisation de sources de pompage de forte énergie, 10 fois supérieure à l'énergie du faisceau signal visée. L'OPCPA nécessite donc des sources de pompage à la fois de haute qualité et de forte énergie, ce qui tend en fin de compte à reporter les difficultés sur le système de pompe et rend la technique OPCPA onéreuse et complexe.

1.5 Bilan

La montée en puissance cadence sur les systèmes femtosecondes est aujourd'hui un axe de recherche important. Cela nécessite donc une montée en cadence, tout en conservant une énergie par impulsion élevée et une durée courte. Les systèmes de pompage sont un des éléments clés pour atteindre cet objectif. En effet, nous venons de voir que les principales limitations pour les différentes sources femtosecondes actuelles résident dans leurs systèmes de pompe. La figure I.5

présente une vision globale des différentes technologies femtosecondes existantes qui ont été présentées dans cette partie. Il faut noter que les systèmes présentés peuvent être constitués de plusieurs étages d'amplification et sous différentes géométries. Afin de comprendre les problématiques liées au pompage, la figure I.5 présente les éléments de base de ces systèmes, en se focalisant sur les sources de pompes, les milieux amplificateurs utilisés et les régimes de fonctionnement typiques.

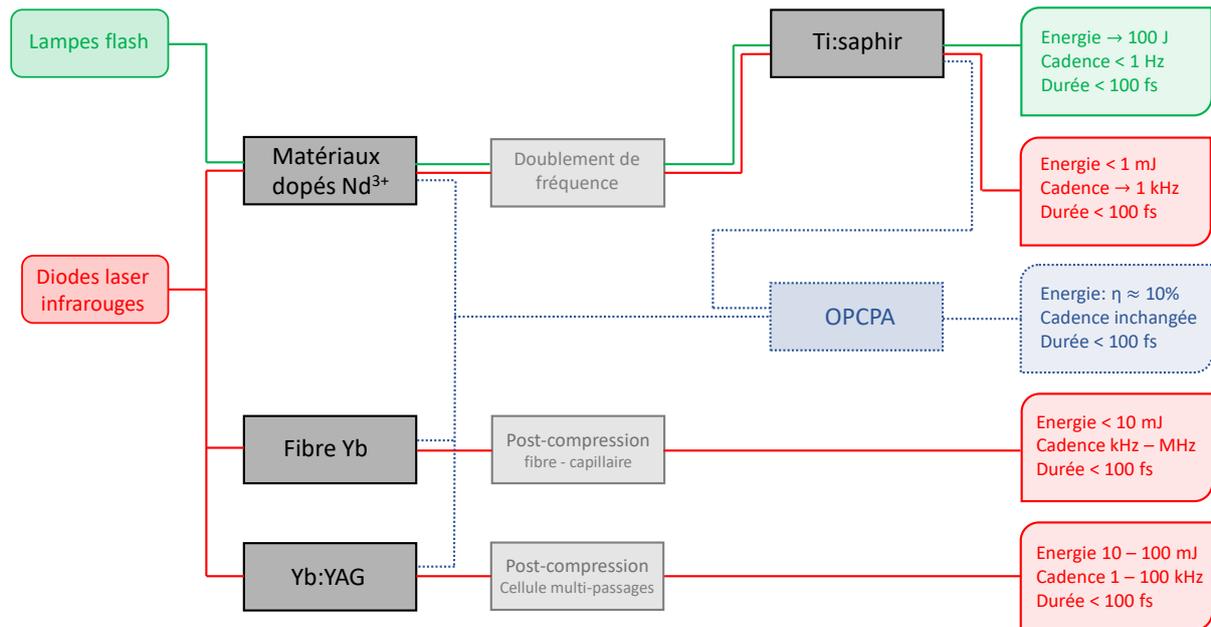


Figure I.5 – Vision globale des principaux systèmes laser femtosecondes existants, montrant par couleur les sources de pompage utilisées, les milieux à gain ainsi que les régimes de fonctionnement typiques.

1.6 Intérêt du pompage par LED

Le développement des nouvelles sources femtosecondes ne porte pas seulement sur le quantitatif (augmentation de l'énergie et la cadence) mais aussi sur le qualitatif comme la baisse du prix, l'amélioration de la compacité et la simplicité des systèmes. Cela nécessite donc le développement de sources de pompage qui seront plus simples, fiables et moins chères.

C'est dans ce contexte que le pompage par LED intervient : les LED présentent des caractéristiques remarquables qui les rendent un bon candidat pour le pompage des milieux laser. Depuis les années 2000, le domaine des LED a subi une révolution grâce à l'invention de la LED bleue efficace à base de GaN par Shuji Nakamura [Nakamura 94]. Cette invention a permis le développement de la LED blanche qui a eu un énorme impact dans le monde de l'éclairage, ainsi que des LED efficaces de différentes couleurs dans le visible (figure I.6).

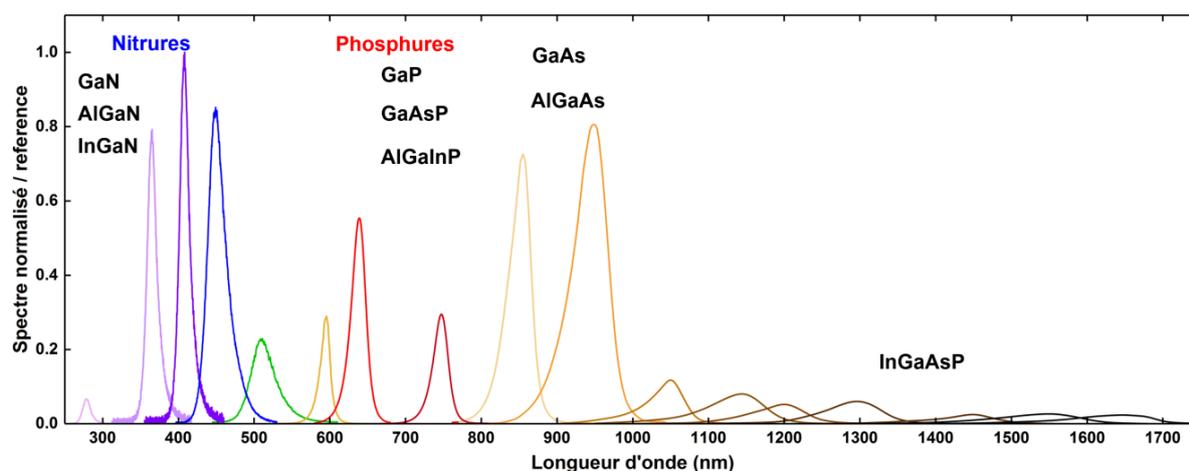


Figure 1.6 – Puissance relative des LED émettant aux différentes longueurs d'ondes entre l'UV et le SWIR [Pichon 19a].

Les LED ont connu beaucoup d'avancées technologiques au cours des dernières années, et présentent ainsi plusieurs avantages. Tout d'abord, la forte demande de LED pour l'éclairage et l'industrie a conduit à une production de masse des LED par les entreprises, ce qui a entraîné une diminution drastique de leur prix. Aujourd'hui, une LED visible coûte quelques dizaines de centimes d'euro à l'achat et elle est capable d'émettre une puissance optique de 1W lorsqu'elle est parcourue par un courant de 1 A en régime continu. En plus, la grande maîtrise de croissance des couches semiconductrices acquise au cours des années a apporté une amélioration au niveau de la compacité des LED. En effet, la surface totale d'une LED est de quelques mm², avec une surface émettrice de 1 mm² (tableau I.2). Actuellement, il existe un modèle de LED « *thin-film flip-chip* » ultra-compact où la surface totale de la LED est quasiment égale à la surface émettrice de 1 mm². Un autre aspect intéressant des LED est leur longue durée de vie. Après 50 000 heures d'utilisation au maximum de leur puissance, les LED ne perdent que 20% de leurs performances. Les LED combinent donc d'une certaine façon les avantages des diodes laser et des lampes flash : elles sont compactes, robustes et peu onéreuses comme les lampes flash, tout en gardant la longue durée de vie des semiconducteurs comme les diodes laser.

Modèle de la LED	K2	LZ 1	Z	Rubix
Illustration				
Surface émettrice (mm ²)	1,5 × 1,5	1 × 1	1 × 1	1 × 1
Surface totale (mm ²)	7,35 × 7,35	4,4 × 4,4	1,3 × 1,7	1 × 1
Pourcentage utile	4	5	45	100
Année	2008	2011	2015	2020

Tableau I.2 – Quelques types de LED commercialisés par la société Lumiled depuis 2008, montrant leur évolution au niveau de la compacité.

Ainsi, du côté qualitatif, les LED peuvent être considérées comme un bon candidat pour le pompage des cristaux laser. La disponibilité des LED de différentes couleurs dans le spectre visible ouvre la porte au pompage des différents cristaux laser comme les cristaux dopés aux métaux de transition, utiles pour les applications femtosecondes grâce à leurs accordabilité et large bande d'émission dans l'infrarouge proche. Le pompage par LED des cristaux comme le Ti:saphir ainsi que les cristaux dopés au chrome tels que le Cr:LiSAF et l'alexandrite, mérite d'être exploré dans le cadre d'un nouveau paradigme et dans la perspective de développer une nouvelle génération de systèmes femtosecondes, qui présenterait des alternatives aux systèmes actuels.

2 Potentiel du pompage par LED pour des systèmes femtosecondes

Dans cette partie, est présenté l'état de l'art du pompage par LED ainsi que les éléments technologiques développés dans le cadre du projet sur lequel nous travaillons. La performance de cette nouvelle technologie est ensuite analysée et positionnée par rapport aux autres types de pompage.

2.1 Etat de l'art du pompage par LED

L'idée du pompage par LED n'est pas récente. En effet, les LED ont été utilisées pour pomper des milieux laser depuis les années 1960. Nous allons suivre dans cette première partie l'évolution du pompage par LED au cours des années avant d'introduire le projet du pompage par LED sur lequel nous travaillons au Laboratoire Charles Fabry.

2.1.1 Les débuts du pompage par LED : 1960 – 1980

Le pompage par LED a été démontré en 1964, quand les LED ont été utilisées pour la première fois pour pomper un cristal de fluorure de calcium dopé à l'uranium (U:CaF_2) [Keyes 64], et au dysprosium (Dy:CaF_2) [Ochs 64]. Par la suite, le pompage par LED prend d'ampleur, étant donné que les lampes flash étaient les seules sources utilisées pour le pompage optique [Maiman 60]. Ainsi, les travaux sur le pompage par LED commencent à se multiplier et visent de nouveaux cristaux dopés aux ions terres rares, principalement le YAG dopé au néodyme (Nd:YAG) [Allen 69, Ostermayer 71, Farmer 74, Stone 76]. Le premier laser impulsif pompé par LED déclenché passivement a été aussi développé à cette époque [Kuratev 84]. La figure I.7 montre un exemple du type des montages réalisés pour le pompage par LED d'un cristal Nd:YAG [Allen 69]. Afin d'améliorer les performances des LED et les caractéristiques spectroscopiques des milieux laser, la majorité des expériences sont réalisées à des températures cryogéniques.

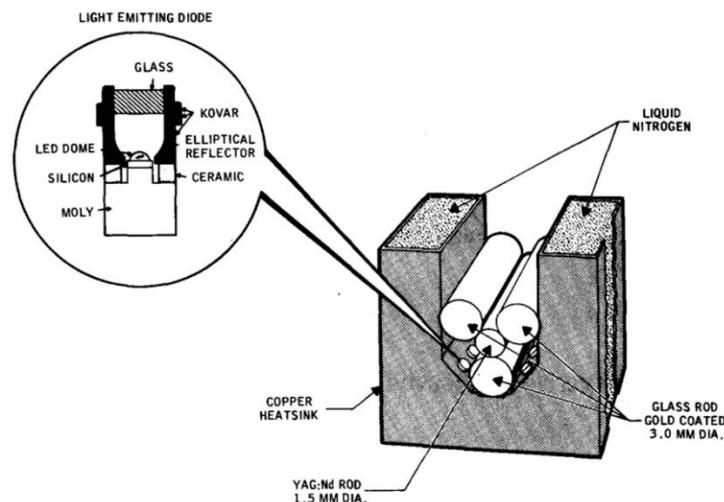


Figure I.7 – Pompage par LED d'un laser Nd:YAG présenté par Allen et Scalise [Allen 69].

Au début des années 1980, et à la suite du développement des diodes laser performantes et l'apparition de diodes de forte puissance dans le marché, toute l'attention se dirige vers le pompage par diodes laser et les activités autour du pompage par LED diminuent drastiquement.

2.1.2 Renaissance du pompage par LED depuis les années 2000

Bien que le pompage par LED soit abandonné à la fin des années 1970, les avancées technologiques des LED qui ont eu lieu à partir des années 2000 et leurs caractéristiques remarquables ont permis la renaissance du pompage par LED. Plusieurs équipes de recherche commencent à travailler sur ce sujet, avec une diversification des milieux pompés. Dès 2004, des LED bleues sont utilisées par Lee et *al.* pour pomper des amplificateurs à guides d'ondes dopés à l'erbium [Lee 04, Lee 05, Lee 06]. D'autres équipes développent les premiers lasers à polymères pompés par LED, en utilisant des LED bleues en régime quasi-continu [Wei 06, Turnbull 08, Yang 09]. Dès 2012, de nouveaux milieux pompés par LED apparaissent tels que les fibres dopées aux terres rares [Htein 12, Htein 14a, Htein 14b] et les lasers à semiconducteurs [Liu 13]. Le grand avantage de ces systèmes par rapport à ceux des années 1970 est leur réalisation à température ambiante.

En 2011, les chercheurs commencent à s'intéresser de nouveau au pompage par LED des cristaux laser massifs. Lee et *al.* présentent une étude approfondie sur pompage par LED de plusieurs types de cristaux laser [Lee 11]. Ils réalisent des simulations sur la possibilité d'utiliser des LED de différentes couleurs (bleues ou blanches) pour atteindre une inversion de population sur différents milieux à gain, y compris le Nd:YAG et le Ti:saphir. L'architecture de leur système consiste à placer des LED fonctionnant en régime quasi-continu autour d'un barreau d'un milieu laser de 100 mm de long et 4 mm de diamètre. Le montage expérimental est ensuite réalisé pour le Nd:YAG, mais l'effet laser n'est pas obtenu.

2.1.3 Le projet du pompage par LED au Laboratoire Charles Fabry

Le Laboratoire Charles Fabry était parmi les laboratoires à s'intéresser par le pompage par LED. Le projet a commencé en 2012, en collaboration avec le Laboratoire de Physique des Lasers et la société Efilux spécialisée dans la fabrication des LED. Le premier objectif du projet était la démonstration expérimentale du pompage par LED de différents cristaux laser accordables émettant dans le visible et l'infrarouge. Les travaux dans le cadre de ce projet ont commencé avec la thèse d'Adrien Barbet [Barbet 16a], qui se concentre d'abord sur le pompage par LED des cristaux dopés aux terres rares. Une étude théorique sur le pompage par LED des cristaux dopés au néodyme a été donc menée, suivie par la réalisation expérimentale. En 2014, le premier laser Nd:YVO₄ pompé par LED voit le jour [Barbet 14]. Pour cette réalisation, Adrien utilise deux panneaux de LED comprenant un nombre total de 36 LED émettant à 850 nm, pour pomper un cristal de Nd:YVO₄ de dimensions 2x2x20 mm. Les deux panneaux sont placés près des faces du cristal et le pompent directement (figure I.8).

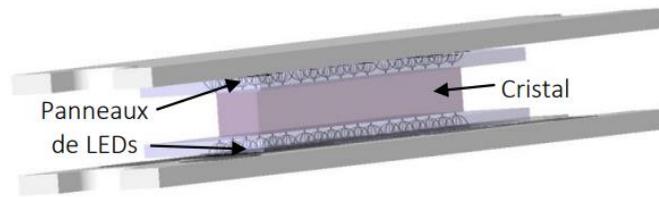


Figure I.8 – Type de montage présenté par Barbet et al. pour pomper un cristal Nd:YVO₄ [Barbet 16a].

L'exploration du pompage par LED a continué avec une diversification des matériaux pompés. Une deuxième thèse sur le sujet a démarré en 2016, qui porte sur le pompage par LED des matériaux dopés aux ions métalliques de transition, dans la perspective d'aller vers systèmes femtosecondes. Pendant sa thèse, Pierre Pichon a étudié et démontré expérimentalement le pompage par LED de trois cristaux : le Cr:LiSAF, l'alexandrite et le Ti:saphir [Pichon 19a]. Ces cristaux ont des seuils laser plus élevés que les cristaux dopés aux terres rares et ne peuvent pas donc être pompés directement par LED. En effet, une principale limitation des LED est l'éclairement limité à la centaine de W/cm², alors que ce type de cristaux nécessite des éclairagements de pompe de plusieurs kW/cm² pour atteindre un gain significatif. En plus, l'éclairement des LED ne peut pas être augmenté en utilisant un système imageant (comme une lentille focale par exemple) à cause de l'émission Lambertienne de la LED [Gallinelli 17]. Ainsi, une grande partie de la thèse de Pierre Pichon a porté sur le développement et la mise au point de nouveaux éléments technologiques pour résoudre ce problème : les concentrateurs luminescents [Barbet 16b].

2.2 Le concentrateur luminescent : définition physique et principe et fonctionnement

Le concentrateur luminescent est un dispositif non-imageant qui permet d'augmenter l'éclairement d'une source lumineuse (ou « concentrer la lumière » d'où vient son nom). Cet effet de concentration se fait grâce à un processus d'absorption/émission de la lumière dans le concentrateur, et vient au prix du changement de la longueur d'onde de la lumière. Pour donner une définition physique, un concentrateur luminescent est un matériau transparent : cristal [Barbet 16b, Sathian 17], polymère [Yang 09, Meinardi 14] ou verre [Zhang 15]. Le phénomène d'absorption/émission de lumière sur lequel est basé ce dispositif s'effectue à l'aide des luminophores contenus à l'intérieur qui absorbent et réémettent la lumière. Plusieurs types de luminophores sont utilisés, comme les ions [Weber 76], les colorants [Currie 08], les boîtes quantiques [Bomm 11] ou même les nanocristaux [Erickson 14].

Afin de comprendre le principe de fonctionnement du concentrateur luminescent, nous allons considérer le cas qui correspond à notre problématique : un concentrateur éclairé par des LED. Nous allons étudier le processus qui permet d'augmenter l'éclairement. La figure I.9 montre le montage d'un concentrateur luminescent éclairé par LED.

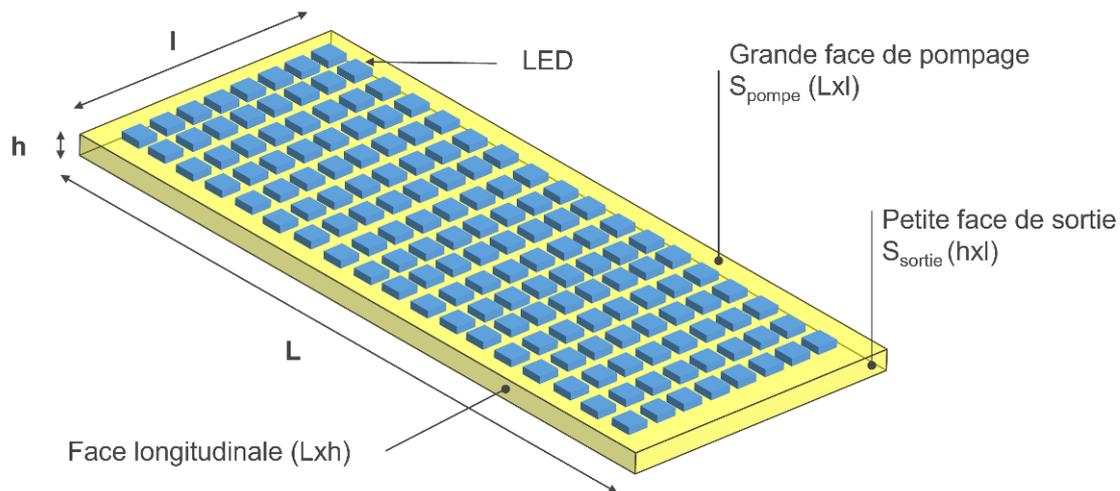


Figure I.9 – Schéma représentatif d'un concentrateur luminescent éclairé par des LED [Pichon 19a].

Le concentrateur est un parallélépipède poli sur toutes les faces de dimensions $(L \times l \times h)$ et présentant un grand rapport d'aspect. Ce choix de forme est essentiel, car il est un paramètre clé pour obtenir l'effet de concentration de la lumière. Les deux grandes faces $(L \times l)$ sont considérées comme faces de pompage « S_{pompe} ». Chacune de ces deux faces est donc tapissée et éclairée par des LED. La lumière des LED transmise à l'intérieur du concentrateur est absorbée par les luminophores. Ces derniers réémettent la lumière à l'intérieur par émission spontanée, et donc d'une façon isotrope. Etant donné que l'indice de réfraction du concentrateur est plus élevé que celui de l'air qui l'entoure, une partie des rayons lumineux émis par les luminophores sera piégée à l'intérieur par réflexions totales internes. En effet, l'indice de réfraction n du concentrateur définit, par la loi de Snell-Descartes, une valeur de l'angle limite θ_{max} pour la sortie des rayons vers l'extérieur (l'air $n=1$) :

$$\theta_{max} = \sin^{-1}\left(\frac{1}{n}\right) \quad (I.1)$$

Ainsi, pour tous les luminophores émetteurs à l'intérieur du concentrateur et quelques soient leurs localisations spatiales, il existe un cône d'échappement de la lumière suivant chacune des six faces du parallélépipède, donc six cônes au total (Figure I.10.a). Ce cône comprend tous les rayons incidents sur la face avec un angle $\theta < \theta_{max}$, et peut être défini par l'angle solide Ω :

$$\Omega = 2\pi [1 - \cos(\theta_{max})] \quad (I.2)$$

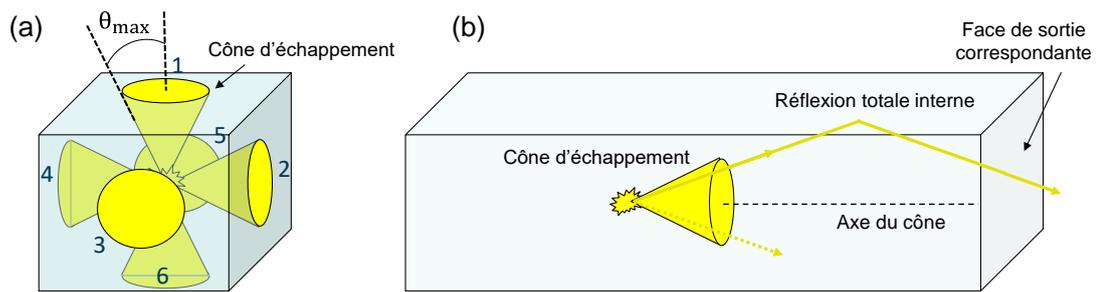


Figure I.10 – a) Représentation des cônes d'échappement des rayons lumineux sur les différentes faces du concentrateur. b) guidage d'un rayon du cône à l'intérieur du concentrateur jusqu'à la face de sortie correspondante. (L'échelle n'est pas respectée)

Etant donné que l'émission spontanée des luminophores est isotrope, tous les cônes d'échappement portent le même nombre de rayons. En supposant que l'indice n du concentrateur n'engendre pas de recouvrement entre les différents cônes, on peut montrer qu'un rayon du cône est réfléchi par les autres faces et guidé dans la structure jusqu'à sortir par la face qui lui correspond (Figure I.10.b). Ainsi, toutes les faces du concentrateur émettent la même puissance lumineuse. L'éclairement est défini par le rapport entre la puissance lumineuse et la surface. Il est donc inversement proportionnel à la surface. Si toutes les faces du concentrateur étaient de la même taille, elles auraient le même éclairement. Nous pouvons ainsi comprendre le choix de la forme aplatie du concentrateur et l'intérêt d'augmenter le rapport d'aspect : il permet d'augmenter l'éclairement des petites faces par rapport aux grandes faces. C'est pourquoi les petites faces du concentrateur ($l \times h$) seront considérées comme faces de sortie « S_{sortie} ». Une description détaillée du processus de concentration de lumière dans un concentrateur ainsi que les différents paramètres qui rentrent en jeu sont présentés dans l'annexe A.

2.3 Les concentrateurs luminescents pour le pompage des cristaux laser

Les concentrateurs luminescents sont capables d'augmenter l'éclairement des LED d'un ordre de grandeur, délivrant ainsi des éclairements pouvant aller jusqu'à plusieurs kW/cm^2 [Barbet 16b]. Le pompage par LED des cristaux dopés aux métaux de transition via des concentrateurs luminescents devient alors possible. Nous allons présenter les matériaux concentrateurs adaptés aux différents cristaux, ainsi que le module de pompage par LED réalisé au Laboratoire et ses performances.

2.3.1 Choix des matériaux

Le choix du matériau concentrateur utilisé dépend d'une part du cristal laser que nous souhaitons pomper, et d'autre part de la longueur d'onde d'émission des LED utilisées pour le pompage. En effet, le matériau concentrateur doit avoir une bande d'émission qui se recouvre bien avec la bande d'absorption de cristaux laser à pomper. En parallèle, le concentrateur doit également avoir une bande d'absorption qui lui permet d'absorber la lumière des LED d'une façon efficace. Un premier choix de matériau concentrateur qui est utilisé dans la tête de pompage est un cristal de YAG dopé au cérium (Ce:YAG). En effet, le Ce:YAG possède une bande d'émission

centrée autour de 550 nm de largeur spectrale de 100 nm (figure I.11). Il est donc convenable pour le pompage de l'alexandrite et du Cr:LiSAF. Le recouvrement avec la bande d'absorption de l'alexandrite est meilleur qu'avec celle du Cr:LiSAF, mais le pompage des deux cristaux est possible.

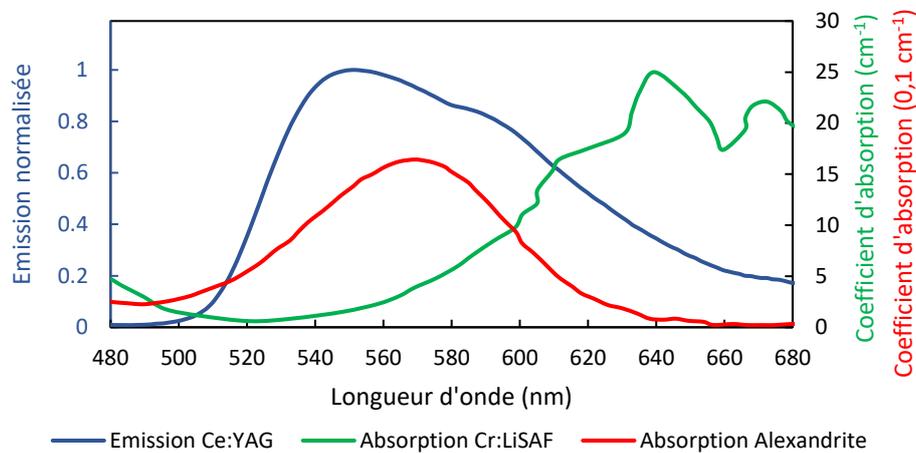


Figure I.11 – Recouvrement entre le spectre d'émission du Ce:YAG et les bandes d'absorption (suivant l'axe c) du Cr:LiSAF et l'alexandrite.

Dans le cas du Ti:saphir, le recouvrement est plus critique à cause du seuil laser difficile à atteindre (il a le seuil le plus élevé parmi les 3 cristaux). La bande d'absorption du Ti:saphir est centrée autour de 480 nm et le recouvrement n'est donc pas optimal. Un autre matériau concentrateur est donc utilisé : le Ce:LuAG. Ce matériau présente une bande d'émission décalée vers les basses longueurs d'ondes, centrée autour de 510 nm avec une largeur spectrale de 100 nm (figure I.12). Il est donc plus approprié pour le pompage du Ti:saphir avec un recouvrement meilleur que celui du Ce:YAG.

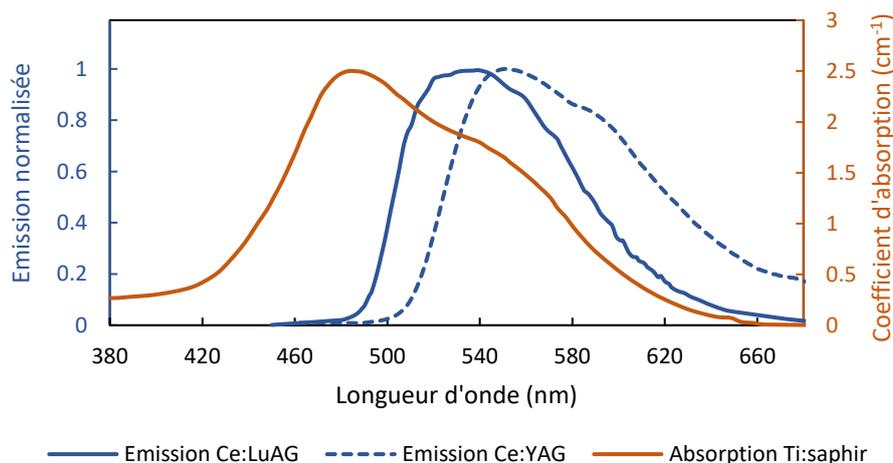


Figure I.12 – Recouvrement entre la bande d'absorption du Ti:saphir (suivant l'axe c) et les spectres d'émission du Ce:YAG et Ce:LuAG.

Du côté absorption, le Ce:YAG et le Ce:LuAG possèdent une bande d'absorption dans le bleu centrée autour de 450 nm, correspondant à l'émission des LED bleues qui sont parmi les plus efficaces. En termes de longueurs d'ondes, il est donc possible de coupler des LED bleues avec un concentrateur Ce:YAG pour pomper le Cr:LiSAF et l'alexandrite, et avec un concentrateur de Ce:LuYAG pour pomper le Ti:saphir.

2.3.2 Le module de pompage par LED

Un système de pompage par LED a été conçu et développé au Laboratoire Charles Fabry avec l'aide de la société Efflux. Ce système, appelé « tête de pompage », est constitué de concentrateurs luminescents pompés par LED, et piloté par un boîtier électronique. Le concentrateur utilisé (que ce soit du Ce:YAG ou Ce:LuAG) est de dimensions $200 \times 14 \times 1 \text{ mm}^3$. Le concentrateur est composé de deux parties, de dimensions $100 \times 14 \times 1 \text{ mm}^3$ chacune. Les deux parties du concentrateur sont collées à l'aide d'une colle à photo-polymérisation UV, d'indice optique adapté au matériau concentrateur (Ce:YAG ou Ce:LuAG). L'épaisseur du concentrateur est choisie de 1 mm, pour assurer une bonne absorption de la lumière des LED à l'intérieur, et assez de robustesse (le concentrateur est fragile pour des épaisseurs inférieures à 1 mm). La figure (I.13) montre l'exemple d'un concentrateur Ce:YAG pompé par LED. Les deux grandes faces du concentrateur sont éclairées par un nombre total de 2240 LED bleues (1120 sur chaque face) de type Luxeon Z ($1,70 \times 1,30 \text{ mm}^2$), placées à proximité sur des « panneaux de circuit imprimés (ou PCB pour « Printed Circuit Board »). Dans cette configuration, le taux de remplissage défini comme le rapport entre la surface émettrice totale des LED et les deux grandes faces du concentrateur, est de 41%. Le cristal laser à pomper est ensuite collé à la petite face de sortie du concentrateur avec de la colle UV d'indice optique adapté.

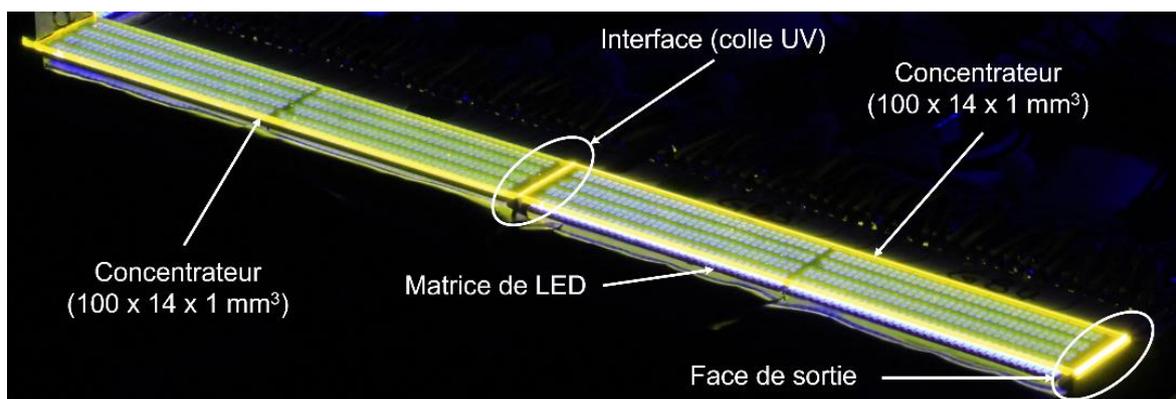


Figure I.13 – Photo du montage d'un concentrateur Ce:YAG pompé par LED. On voit la matrice des LED du dessous par transparence [Pichon 19a].

La figure I.14 montre des photos de la tête de pompage dans son intégralité. Le circuit imprimé (PCB) sur lequel sont déposées les LED est fixé à un bloc d'aluminium refroidi à eau. Cela assure une bonne évacuation de la chaleur lors du fonctionnement de la tête à haute cadence.

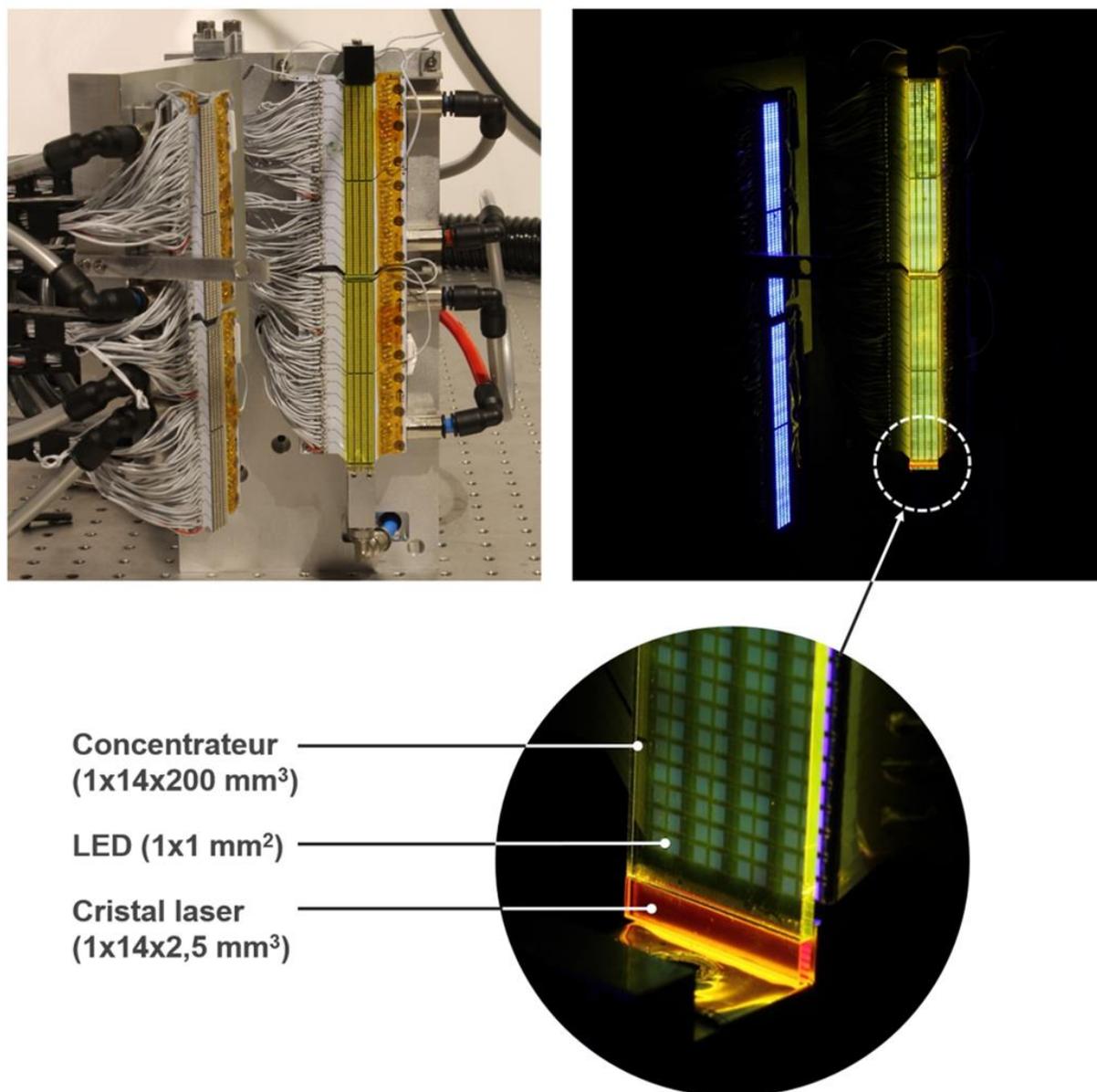


Figure I.14 – Photos de la tête de pompage par LED ouverte. La tête est éteinte (à gauche) et allumée (à droite). Dans la figure du bas, on voit les LED par transparence derrière le concentrateur ainsi que le cristal laser [Pichon 19a].

2.3.3 Performances

La tête de pompage est flexible en termes de régimes de fonctionnement pour permettre le pompage de différents cristaux. Elle peut fonctionner en régime continu avec de faibles courants d'alimentation des LED (plusieurs centaines de mA). Elle peut également fonctionner en régime quasi-continu pour des durées pouvant aller de 1 μ s à 260 μ s. Dans ce cas, les courants d'alimentation des LED peuvent aller jusqu'à 10 A. Le temps d'activation des LED est adapté au temps de fluorescence des ions actifs dans les différents cristaux laser. Le tableau I.3 regroupe les

caractéristiques et les performances des concentrateurs luminescents pour différents régimes de fonctionnement des LED. Pour le Cr:LiSAF, l'activation des LED se fait pendant 150 μs avec un courant maximal de 5 A. Cela permet de délivrer une énergie de 155 mJ par la face de sortie du concentrateur de Ce:YAG avec un éclairement de 7,4 kW/cm². La cadence est fixée à 10 Hz pour limiter les effets thermiques dans le cristal. Le pompage de l'alexandrite nécessite un temps d'activation des LED plus long, de 260 μs . Ainsi, l'énergie délivrée par le Ce:YAG est de 268 mJ. L'alexandrite garde un bon comportement à haute cadence, il est donc possible d'augmenter la cadence jusqu'à 100 Hz. Dans le cas du Ti:saphir pompé par un concentrateur de Ce:LuAG, le temps d'activation des LED est réduit 15 μs . Cela permet d'augmenter le courant maximal des LED à 7 A et d'obtenir 20,9 mJ d'énergie en sortie, avec un éclairement de 9,9 kW/cm². L'efficacité optique de ces concentrateurs luminescents pompés par LED est de 14% environ. Cela est dû aux différentes pertes (présentées dans l'annexe A).

Cristal laser visé	Cr:LiSAF	Alexandrite	Ti:saphir
Temps de fluorescence (μs)	67	260	3,2
Concentrateur utilisé	Ce:YAG	Ce:YAG	Ce:LuAG
Temps d'activation des LED (μs)	150	260	15
Cadence (Hz)	10	10 – 100	10
Courant maximal des LED (A)	5	2	7
Eclairement crête en sortie (kW/cm ²)	7,4	7,4	9,9
Energie délivrée en sortie (mJ)	155	268	20,9

Tableau I.3 – Caractéristiques des concentrateurs luminescents Ce:YAG et Ce:LuAG pompés par LED pour différents régimes de fonctionnement. Les éclairements et énergies en sortie sont calculés en prenant en compte l'indice du milieu laser qui est en contact avec la face de sortie du concentrateur (Cr:LiSAF, alexandrite ou Ti:saphir).

2.4 Positionnement du pompage par LED par rapport aux autres types de pompage pour des systèmes femtosecondes

Après avoir présenté l'aspect quantitatif et les performances du système de pompage par LED développé, il est important de regarder son positionnement par rapport aux autres sources de pompage. Le tableau I.4 récapitule les caractéristiques quantitatives et qualitatives des différentes sources utilisées pour le pompage des cristaux dopés aux métaux de transition dans les systèmes laser femtosecondes.

Les diodes laser émettant dans le rouge et bleu ont l'avantage de la compacité et la longue durée de vie d'environ 10 000 heures, étant basées sur des semiconducteurs. Cela leur permet de fonctionner à des hautes cadences allant jusqu'au régime continu. Cependant, les diodes laser rouges et bleues sont extrêmement sensibles à leur environnement. Il existe ainsi une forte dépendance de la longueur d'onde d'émission avec la température et une dégradation par décharges électrostatiques. En plus, les diodes laser rouges et bleues de fortes puissances ont un

prix très élevé. Les diodes laser infrarouges sont beaucoup plus performantes et peuvent être utilisées pour le pompage des lasers solides doublés en fréquence pour atteindre de vert. Ces systèmes sont actuellement ceux qui permettent d'obtenir les éclairagements de pompe les plus importants. Comme nous l'avons déjà vu, ces systèmes manquent de compacité et de simplicité notamment à cause de l'étage de conversion de fréquence dans un cristal non linéaire. En parallèle, les lampes flash sont des sources robustes, compactes et peu onéreuses qui possèdent une large bande d'émission de plusieurs centaines de nanomètres. Elles peuvent délivrer des fortes énergies avec des éclairagements élevés. Le problème des lampes flash est leur durée de vie, limitée à 2000 heures environ (une centaine de millions de tirs), ce qui limite la cadence à la dizaine de Hz, avec une faible stabilité entre les impulsions.

Type de pompage	Eclairage (kW/cm ²)	Cadence	Durée de vie (heures)	Compacité	Robustesse	Prix
Diodes laser (rouge/bleue)	100	10 kHz - CW	10 000	Elevée	Faible	Elevé
Lasers solides (vert)	100 - 1000	10 kHz - CW	10 000	Faible	Faible	Elevé
Lampes flash	10 - 100	1 - 10 Hz	2000	Elevée	Elevée	Faible
LED	0,1	10 kHz - CW	50 000	Elevée	Elevée	Faible
LED + Concentrateurs	10	10 - 100 Hz	50 000	Elevée	Elevée	Faible

Tableau I.4 – Caractéristiques des différentes sources adaptées pour le pompage des cristaux laser dans les systèmes femtosecondes.

Les concentrateurs luminescents permettent d'augmenter l'éclairage des LED d'un ordre de grandeur allant jusqu'à 10 kW/cm². Ces éclairages sont suffisants pour le pompage des différents cristaux dopés aux métaux de transition absorbants dans le visible, et deviennent comparables à ceux des autres sources. L'avantage du pompage par LED est qu'il combine les bonnes caractéristiques des différentes sources. En effet, le module de pompage développé fait preuve d'une grande robustesse, compacité et faible prix. Les LED sont beaucoup moins sensibles à la température et les chocs électrostatiques que les diodes laser. Même avec l'utilisation des milliers de LED et des concentrateurs luminescents, le système reste compact par rapport aux autres sources, et son prix global est toujours moins cher. En même temps, le système de pompage par LED garde les caractéristiques des semiconducteurs avec une très longue durée de vie supérieure à 50 000 heures. Ainsi, contrairement aux lampes flash, ce système peut monter en cadence au-delà de la dizaine de Hz. En effet, les LED peuvent fonctionner à des hautes cadences ainsi qu'en régime continu. A l'heure actuelle, la cadence du module de pompage est limitée à

100 Hz pour limiter les effets thermiques, mais rien n'empêche d'un point de vue électronique d'aller au-delà de cette valeur.

Le potentiel des LED par rapport aux diodes laser apparait lorsque l'énergie est recherchée. Dans le cas du pompage d'un milieu à gain, on cherche à augmenter l'énergie de pompe disponible sur une durée de l'ordre du temps de fluorescence du milieu (μs). Il faut donc augmenter la puissance de pompe pour cette durée. Les LED et les diodes laser sont des composants qui ne stockent pas de l'énergie. Cela signifie que leur puissance en régime continu et en régime impulsionnel sont proches. Ainsi, pour augmenter la puissance de pompe, il faut multiplier les modules de pompage : c'est là où les LED deviennent intéressantes grâce à leur faible prix. A titre d'exemple, une diode laser rouge de 60 W coûte autour de 10 000 € dans le marché (170 €/W). Le stockage d'une énergie de 1 J sur une durée de 100 μs correspond à une puissance de pompe nécessaire de 10 kW. A l'aide d'une diode rouge, cela coûte donc autour 170 000 €, contre 40 000 € à l'aide de concentrateurs luminescents pompés par LED (4 €/W), selon notre estimation. Les concentrateurs luminescents pompés par LED sont donc des sources qui profitent des avantages des semiconducteurs, tout en pouvant délivrer des fortes puissances de pompe à prix compétitif, comme les lampes flash. Ainsi, le pompage par LED peut être considéré comme une alternative entre le pompage par diodes laser et le pompage par lampes flash.

2.5 Choix du cristal laser pour un système femtoseconde pompé par LED

Le module de pompage par LED développé est adapté au pompage de plusieurs cristaux dopés aux métaux de transition : le Ti:saphir, l'alexandrite et le Cr:LiSAF. Afin de réaliser un système femtoseconde pompé par LED à l'aide de ce module, la première étape consiste à choisir un cristal parmi ces trois pour développer ce système. Pour faire ce choix, le pompage par LED de chacun de ces trois cristaux a été testé et démontré expérimentalement [Pichon 17, Pichon 18a, Pichon 18b]. La figure I.15 montre l'exemple du montage expérimental pour le cristal d'alexandrite pompé par un concentrateur de Ce:YAG. Le cristal est collé sur la petite face de sortie du concentrateur luminescent, et placé dans une cavité simple à deux miroirs. Le pompage effectué est donc transverse, et l'orientation du cristal est choisie pour maximiser l'absorption de la lumière de pompe. Le module de pompage fonctionne à 10 Hz, dans le régime correspondant à chacun des cristaux (tableau I.3).

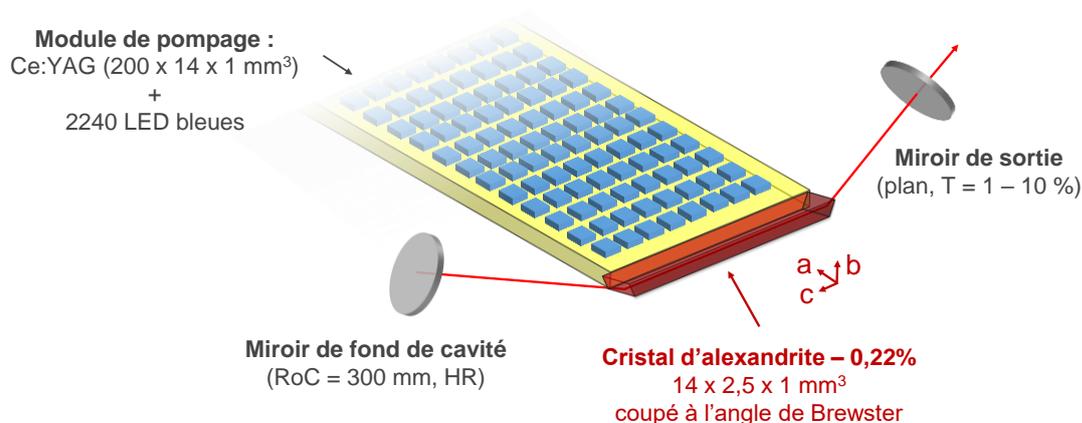


Figure I.15 – Montage expérimental d'un cristal d'alexandrite pompé par LED via un concentrateur de Ce:YAG.

L'effet laser en régime relaxé a été obtenu sur le Cr:LiSAF, l'alexandrite et le Ti:saphir. L'énergie laser obtenue, le gain petit signal double passage net et l'accordabilité ont été mesurés pour chacun des cristaux. Le tableau I.5 regroupe l'ensemble des résultats. L'efficacité est calculée par rapport à l'énergie totale délivrée par le concentrateur. Le Cr:LiSAF présente l'efficacité la plus élevée de 4,2 %, avec une énergie de 6,6 mJ en sortie pour 155 mJ de pompe. Dans le cas de l'alexandrite, une énergie de 8,8 mJ est obtenue mais pour une efficacité de 3,2 %. Le Ti:saphir présente une efficacité très faible de 0,15%, avec une énergie laser de 32 μ J pour 20,9 mJ de pompe. En effet, le Ti:saphir possède le seuil laser le plus élevé. L'effet laser obtenu dans ce cas est proche du seuil laser. Le Ti:saphir présente ainsi un gain faible de 1,066. Cela correspond au gain petit signal double passage utilisable. Le Cr:LiSAF permet d'avoir le gain le plus élevé, de valeur 1,65 et présente la bande d'accordabilité la plus large, de plus de 200 nm.

Cristal	Energie de pompe (mJ)	Energie laser (mJ)	Efficacité (%)	Gain	Accordabilité (nm)
Cr:LiSAF	155	6,6	4,2	1,65	787 - 1002
Alexandrite	268	8,8	3,2	1,23	715 - 800
Ti:saphir	20,9	0,032	0,15	1,066	755 - 845

Tableau I.5 – Performances des systèmes laser pompés par LED en régime relaxé à 10 Hz.

D'après ces résultats obtenus sur les trois cristaux, le Cr:LiSAF apparaît comme le meilleur choix pour une première démonstration d'un système femtoseconde pompé par LED. Grâce à son gain élevé par rapport aux autres cristaux, il permet d'exploiter au mieux le potentiel du pompage par LED et facilite la conception d'un système femtoseconde pompé à l'aide du module de pompage actuel.

3 Conclusion

Ce chapitre présente le contexte du pompage par LED et son intérêt pour le développement des systèmes femtosecondes.

La première partie dresse l'état de l'art des principaux systèmes femtosecondes actuels ainsi que les sources de pompage utilisées. Le Ti:saphir trouve sa place dans les chaînes laser de haute intensité, où des impulsions très énergétiques sont recherchées. Le pompage de ce cristal repose principalement sur les lampes flash, qui souffrent d'une courte durée de vie et limitent ainsi la montée en cadence. En parallèle, le pompage par diodes laser permet de développer des systèmes femtosecondes de fortes puissances moyennes. Le pompage direct par diodes du Ti:saphir n'étant pas évident, une nouvelle génération de systèmes femtoseconde basés sur l'ytterbium s'est développée. Ces systèmes permettent de monter en cadence et donc en puissance moyenne. Actuellement, ce sont les systèmes qui permettent d'obtenir les puissances moyennes les plus fortes. Ils sont largement utilisés dans le domaine industriel. Cependant, ils gardent des limitations au niveau de l'énergie et la durée des impulsions. La montée en énergie sur ces systèmes nécessite de nombreuses diodes de pompe de forte puissance, ce qui entraîne une augmentation du prix. En plus, l'obtention des durées sub-100 fs nécessite l'emploi de certaines techniques comme la post-compression, qui rajoute une complexité sur les systèmes et les rend encore plus coûteux.

L'amélioration de la fiabilité et la simplicité constitue un axe important dans le développement des systèmes femtosecondes. Une nouvelle source de pompage pourrait être la clé pour atteindre cet objectif. Grâce à leurs avancées technologiques depuis les années 2000, les LED ont un grand potentiel au niveau du coût, de la robustesse et de la simplicité pour développer des nouvelles sources de pompage. Un module de pompage par LED a été développé en utilisant des concentrateurs luminescents. Le couplage des LED avec des concentrateurs luminescents permet d'augmenter leur éclairement d'un ordre de grandeur, allant jusqu'à 10 kW/cm². Ce module de pompage permet ainsi le pompage des différents cristaux dopés aux métaux transition utiles pour les systèmes femtosecondes comme le Ti:saphir, l'alexandrite et le Cr:LiSAF. Les concentrateurs pompés par LED peuvent être considérés comme une source de pompage alternative aux diodes et aux lampes flash, qui présente des caractéristiques intéressantes au niveau de la compacité, la robustesse et du coût.

Le pompage par LED ouvre la porte pour le développement d'une nouvelle génération de systèmes femtosecondes. Les premières expériences du pompage par LED sur les différents cristaux dopés aux métaux de transition, montrent que le Cr:LiSAF est le plus adapté au pompage par LED avec le module de pompage actuel, ayant un gain plus élevé que le Ti:saphir et l'alexandrite. Le Cr:LiSAF est donc le meilleur choix pour une première démonstration d'un système laser femtoseconde pompé par LED. Ce cristal a déjà été utilisé dans les systèmes laser pendant les années 1990, avant d'être abandonné à cause de ses limitations thermiques. Quelles sont les propriétés spectroscopiques de ce cristal et dans quelles architectures de systèmes a-t-il été utilisé ? C'est ce que nous proposons de voir dans le chapitre II.

Chapitre II

Etat de l'art des systèmes laser Cr:LiSAF

Sommaire

1	Présentation du Cr:LiSAF	48
1.1	Propriétés générales.....	48
1.1.1	Composition et structure cristalline.....	48
1.1.2	Niveaux d'énergie et transitions optiques	49
1.1.3	Cr:LiSAF : matériau laser à 4 niveaux	50
1.2	Phénomènes physiques limitant les performances du Cr:LiSAF	51
1.2.1	Absorption par l'état excité.....	51
1.2.2	Phénomène de « <i>upconversion</i> ».....	52
1.2.3	Phénomène de « <i>quenching</i> »	52
1.3	Situation du Cr:LiSAF par rapport aux cristaux laser émettant dans l'infrarouge proche	53
2	Systèmes laser Cr:LiSAF existants.....	57
2.1	Pompage du Cr:LiSAF en régimes continu et quasi-continu	57
2.1.1	Pompage par lasers solides.....	57
2.1.2	Pompage par diodes laser.....	57
2.1.3	Pompage par lampes flash.....	61
2.2	Oscillateurs femtosecondes par verrouillage de modes	62
2.3	Amplificateurs d'impulsions femtosecondes.....	64
3	Conclusion	67

1 Présentation du Cr:LiSAF

Dans cette partie, nous présentons d’abord les propriétés générales du cristal de Cr:LiSAF. Nous verrons ensuite les phénomènes physiques qui ont lieu dans ce cristal et qui limitent ses performances. Enfin, une comparaison entre le Cr:LiSAF et les autres cristaux laser émettant dans l’infrarouge proche est présentée, en fonction de leurs propriétés thermiques, mécaniques et optiques.

1.1 Propriétés générales

1.1.1 Composition et structure cristalline

Le Cr:LiSAF est un cristal de la famille de fluorures, connues sous le nom de « colquirites ». Ce nom tire son origine de la mine Bolivienne de Colquiri d’où sont extraits des cristaux à fluorures. Le Cr:LiSAF n’existe pas à l’état naturel. Il a été synthétisé pour la première fois à la fin des années 1980 au « *Lawrence Livermore Laboratory* » [Payne 89]. La formule chimique de la matrice de LiSAF est LiSrAlF_6 . Elle est composée des éléments lithium (Li), strontium (Sr) et aluminium (Al) insérés dans des sites octaédriques formés par six éléments de fluor (F) (figure II.1). L’ion dopant de chrome Cr^{3+} remplace un atome d’aluminium Al dans cette matrice ($\text{LiSrAl}_{1-x}\text{Cr}_x\text{F}_6$). La concentration de dopage typique en ions Cr^{3+} varie entre 0,5% et 10%. La densité de chrome dans le Cr:LiSAF pour un dopage de 1% correspond à $0,875 \times 10^{20}$ ions/cm³.

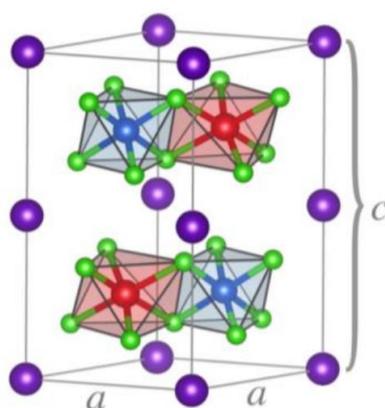


Figure II.1 – Structure cristalline de la matrice de LiSAF : lithium (en rouge), strontium (en violet), aluminium (en bleu) et fluor (en vert). Les ions de chrome remplacent quelques atomes d’aluminium [Demirbas 19].

Le Cr:LiSAF possède une structure trigonale de type P3lc, avec un axe de symétrie d’ordre 3 appelé axe c. Il est donc un cristal biréfringent uniaxe, avec deux axes neutres notés π (parallèle

à l'axe c) et σ (perpendiculaire à l'axe c). L'axe optique du Cr:LiSAF est perpendiculaire au plan formé par les deux axes π et σ .

1.1.2 Niveaux d'énergie et transitions optiques

Les niveaux d'énergie de l'ion Cr^{3+} dans la matrice de LiSAF intervenant dans les mécanismes d'absorption et d'émission sont présentés dans la figure II.2. L'ion Cr^{3+} possède 3 électrons sur sa dernière couche électronique 3d (configuration $3d^3$). Dans cette configuration, le niveau fondamental est le niveau 4A_2 . Les niveaux excités mis en jeu sont les niveaux 4T_2 , ${}^4T_{1a}$ et ${}^4T_{1b}$. La position de ces trois niveaux excités dépend fortement du champ cristallin [Moulton 85], et leur largeur est due à l'interaction des couches électroniques de l'ion Cr^{3+} avec les phonons de la matrice de LiSAF. On parle de transitions « vibroniques » (pour la contraction de « vibrationnel » et « électronique »).

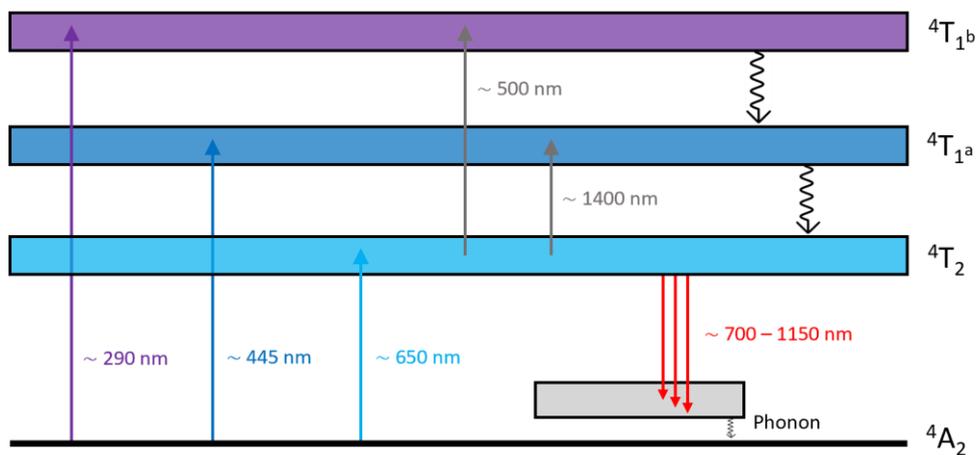


Figure II.2 – Niveaux d'énergie de l'ion Cr^{3+} dans la matrice de LiSAF intervenant dans les mécanismes d'absorption et d'émission.

La matrice de LiSAF dopée au chrome présente trois bandes d'absorption, correspondant aux transitions ${}^4A_2 \rightarrow {}^4T_{1b}$ (située dans l'ultraviolet), ${}^4A_2 \rightarrow {}^4T_{1a}$ (située dans le bleu) et ${}^4A_2 \rightarrow {}^4T_2$ (située dans le rouge). La fluorescence du Cr:LiSAF met en jeu la transition ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$, avec un spectre large qui s'étend de 700 nm à 1150 nm environ. La géométrie du cristal engendre une forte dépendance de l'absorption et l'émission du Cr:LiSAF avec la polarisation (parallèle à l'axe a ou à l'axe c). Les sections efficaces d'absorption et de fluorescence du Cr:LiSAF sont présentées sur la figure II.3. La valeur maximale de la section efficace de fluorescence est de $4,8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ autour de 846 nm, obtenue pour une polarisation parallèle à l'axe c . Dans le cas d'une polarisation perpendiculaire à l'axe c (parallèle à l'axe a), la section efficace d'émission diminue de plus d'un facteur 2. De même, la section efficace d'absorption varie suivant que l'on se place parallèlement à l'axe a ou c .

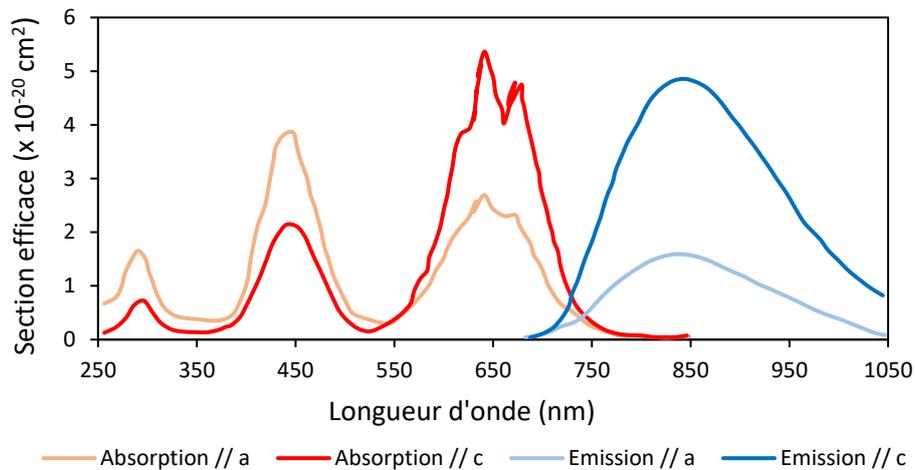


Figure II.3 – Bandes d'absorption et de fluorescence du Cr:LiSAF suivant les deux axes (a et c).

1.1.3 Cr:LiSAF : matériau laser à 4 niveaux

Nous venons de voir que l'ion Cr^{3+} dans la matrice de LiSAF possède trois niveaux d'énergie excités : 4T_2 , ${}^4T_{1a}$ et ${}^4T_{1b}$. La durée de vie des états ${}^4T_{1a}$ et ${}^4T_{1b}$ est très courte de l'ordre de quelques picosecondes, tandis que la durée de vie du niveau 4T_2 est beaucoup plus importante, de 67 μs environ. Cela permet de préserver une population élevée de cet état et de stocker de l'énergie. Ce niveau constitue ainsi le niveau du haut de la transition laser. Le niveau du bas de la transition laser est le niveau 4A_2 . La figure II.4 représente le diagramme de configuration simplifié des niveaux de la transition laser de l'ion Cr^{3+} dans le champ cristallin. Les paraboloïdes représentent les énergies des états électroniques de l'ion Cr^{3+} en fonction de sa position dans son site, donnée par la coordonnée de configuration Q . Les traits horizontaux correspondent aux différents niveaux vibrationnels. Le pompage optique consiste à ramener l'ion du niveau fondamental 4A_2 au niveau excité 4T_2 , grâce à l'absorption de photons correspondant aux transitions ${}^4A_2 \rightarrow {}^4T_2$, ${}^4A_2 \rightarrow {}^4T_{1a}$ ou ${}^4A_2 \rightarrow {}^4T_{1b}$. Après l'absorption de ces photons, une partie de l'énergie de l'ion Cr^{3+} est transférée à la matrice sous forme de vibrations (phonons) en une durée courte de quelques picosecondes. L'ion se retrouve dans le niveau vibrationnel le plus bas du niveau électronique 4T_2 . La désexcitation vers un état vibrationnel du niveau fondamental 4A_2 donne lieu à une émission d'un photon de fluorescence. L'ion Cr^{3+} se retrouve ensuite en quelques picosecondes dans le niveau vibrationnel le plus bas de son état fondamental, en émettant un phonon dans la matrice. Le mécanisme d'absorption/émission de la transition laser fait donc intervenir quatre niveaux : deux niveaux vibrationnels pour chacun des niveaux électroniques 4T_2 et 4A_2 . Ainsi, le Cr:LiSAF peut être assimilé à un matériau laser à 4 niveaux.

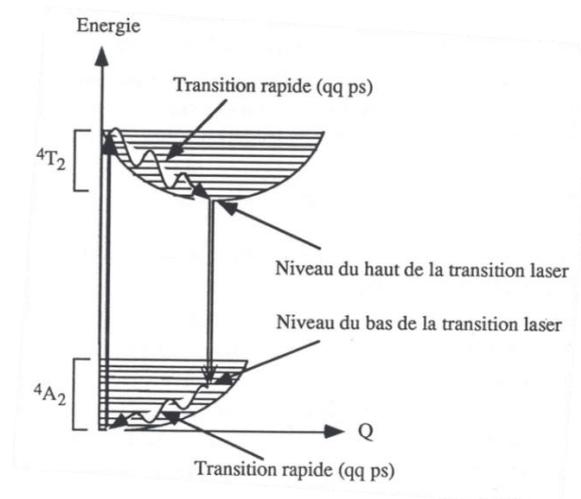


Figure II.4 – Diagramme de configuration du Cr:LiSAF pour les niveaux $4A_2$ et $4T_2$ [Balembois 94].

1.2 Phénomènes physiques limitant les performances du Cr:LiSAF

Les propriétés spectroscopiques du Cr:LiSAF que nous venons de présenter, donnent lieu à plusieurs phénomènes physiques à l'intérieur du cristal, qui peuvent limiter ses performances laser. Ainsi, il est important de connaître ces phénomènes ainsi que leurs effets avant de concevoir un système laser à base de Cr:LiSAF. Trois phénomènes principaux existent dans le Cr:LiSAF et seront présentés dans cette section : l'absorption par l'état excité, le phénomène de « *upconversion* » et le phénomène de « *quenching* ».

1.2.1 Absorption par l'état excité

La différence entre les niveaux $4T_2 - 4A_2$ et $4T_2 - 4T_{1a}$ est du même ordre de grandeur. Ainsi, un ion Cr³⁺ situé dans l'état excité de la transition laser $4T_2$ peut absorber les photons de la pompe ou ceux émis par fluorescence lors de la transition laser ($4T_2 \rightarrow 4A_2$), et passer dans l'état excité supérieur $4T_{1a}$. Ce phénomène est appelé l'absorption par l'état excité ou ESA (pour *Excited State Absorption* «). L'ion se désexcite ensuite vers le niveau $4T_2$ d'une manière non radiative qui chauffe le cristal. Ainsi, ce phénomène consomme un ion dans l'état excité qui devrait contribuer à l'émission laser, et rajoute un effet thermique indésirable. L'absorption par l'état excité ne dépend pas de la polarisation (parallèle ou perpendiculaire à c) [Payne 89]. La section efficace de l'ESA dans le Cr:LiSAF est estimé à $1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ à 780 nm et garde le même ordre de grandeur entre 800 nm et 900 nm [Lee 89]. Cela entraîne une baisse d'environ 30% sur la valeur de la section efficace effective d'émission à 850 nm. Le seuil et l'efficacité d'un laser étant proportionnels au produit de la section efficace d'émission par le temps de fluorescence, l'absorption par l'état excité est un facteur qui peut limiter les performances d'un système laser Cr:LiSAF.

1.2.2 Phénomène de « *upconversion* »

Un autre mécanisme important concerne la possibilité pour les ions Cr^{3+} , d'atteindre des niveaux d'énergie supérieurs au niveau émetteur . Ce phénomène est appelé conversion de fréquence vers des états excités ou « *upconversion* ». Il implique deux ions Cr^{3+} situés dans le niveau excité de la transition laser ${}^4\text{T}_2$ qui interagissent entre eux et échangent de l'énergie. L'un des deux se désexcite vers le niveau fondamental ${}^4\text{A}_2$. L'énergie générée par cette désexcitation est utilisée par l'autre ion pour passer dans un niveau d'énergie plus élevé. Ce dernier revient dans l'état excité ${}^4\text{T}_2$ par transition non radiative et réchauffe le cristal. L'interaction entre les ions dans le niveau excité augmente avec le carré de la densité de population de cet état, ce qui signifie que ce phénomène devient très vite important lorsque l'inversion de population augmente. Ce mécanisme entraîne une baisse de population du niveau excité, qui est traduite dans les équations d'évolution de la densité de population de l'état excité par un terme qui s'écrit $(-\alpha N^2)$, où N représente la densité de population de l'état excité ${}^4\text{T}_2$ et α le taux de conversion de fréquence vers des états excités [Rapoport 92]. Le coefficient α est d'autant plus élevé que la concentration en chrome est importante. Il vaut typiquement entre $4,7 \times 10^{-16} \text{ cm}^3/\text{s}$ et $8,7 \times 10^{-16} \text{ cm}^3/\text{s}$ pour des dopages en chrome allant typiquement de 0,8 % à 5,5 % [Payne 94]. Ainsi, des dopages faibles en chrome devraient être choisis lors de la conception d'un système laser ou amplificateur Cr:LiSAF, afin de minimiser ce phénomène de « *upconversion* » qui limite la densité d'inversion de population et donc diminue le gain laser petit signal [Falcoz 96].

1.2.3 Phénomène de « *quenching* »

Dans le cristal Cr:LiSAF à température ambiante, la durée de vie des ions Cr^{3+} dans l'état excité ${}^4\text{T}_2$ est d'environ 67 μs . Lorsque la température du cristal augmente, les ions Cr^{3+} ont la possibilité de se désexciter vers l'état fondamental ${}^4\text{A}_2$ d'une manière non radiative. Cet effet entraîne la diminution du temps de vie des ions Cr^{3+} dans l'état excité ${}^4\text{T}_2$. Il est appelé dans la littérature « *thermal quenching of fluorescence* » [Stalder 92, Zhang 93]. L'expression de la durée de vie de l'état excité τ en fonction de la température T est donnée par :

$$\frac{1}{\tau(T)} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}(T)} \quad (\text{II. 1})$$

où τ_R est le temps de décroissance par désexcitation radiative et $\tau_{NR}(T)$ le temps de décroissance par désexcitation non radiative dépendant de la température.

L'évolution de τ_{NR} en fonction de la température peut s'écrire suivant le modèle de Mott [Stalder 92] :

$$\tau_{NR}(T) = \tau_{NR}^0 \cdot e^{\frac{\Delta E}{kT}} \quad (\text{II. 2})$$

où τ_{NR}^0 est la limite à haute température du temps de décroissance par désexcitation non radiative, k la constante de Boltzmann et ΔE l'énergie d'activation.

L'équation II.1 peut donc s'écrire :

$$\frac{1}{\tau(T)} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}^0} e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (\text{II. 3})$$

L'évolution de τ en fonction de la température est montrée dans la figure II.5. Pour une température d'environ 70°C, la durée de vie est divisée par un facteur de 2, ce qui rend difficile la montée en puissance sur des systèmes laser à base de Cr:LiSAF. Cette baisse de durée de vie a pour conséquence une diminution considérable sur le gain laser petit signal [Balembois 97a]. Remarquons que la variation de la durée de vie en fonction de la température est non linéaire. En effet, lorsque la température augmente, le phénomène de « *quenching* » devient plus important, et la quantité de chaleur générée par les désexcitations non radiatives augmente. Cela engendre une augmentation supplémentaire de température dans le cristal. Le mécanisme de « *quenching* » a donc un effet avalanche, qui entraîne une baisse très rapide de la durée de vie du niveau excité, et qui peut causer parfois un endommagement permanent du cristal pour des températures élevées.

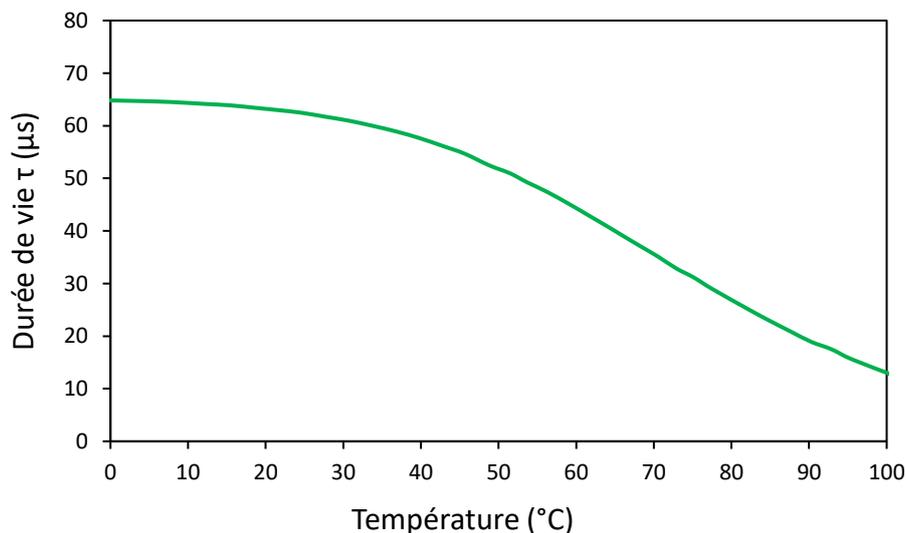


Figure II.5 – Evolution de la durée de vie du niveau excité τ dans le Cr:LiSAF en fonction de la température [Zhang 93].

1.3 Situation du Cr:LiSAF par rapport aux cristaux laser émettant dans l'infrarouge proche

Après avoir présenté les propriétés cristallines et spectroscopiques du Cr:LiSAF, il est important de regarder sa situation par rapport aux autres cristaux laser émettant dans l'infrarouge proche et utilisés dans le développement des systèmes femtosecondes. Le tableau II.1 présente une comparaison entre les différents cristaux : Cr:LiSAF, alexandrite, Ti:saphir et Yb:YAG. Ce tableau regroupe les propriétés thermiques et mécaniques de ces cristaux, ainsi les propriétés optiques qui peuvent jouer un rôle important lors de la conception et le développement d'un système laser femtoseconde.

	Cr:LiSAF	Alexandrite	Ti:saphir	Yb:YAG
Formule chimique	Cr ³⁺ :LiSrAlF ₆	Cr ³⁺ :BeAl ₂ O ₄	Ti ³⁺ :Al ₂ O ₃	Yb ³⁺ :Y ₃ Al ₅ O ₁₂
Conductivité thermique (W/K.m)	1.8 (/a) 3 (/c)	23 (/a,b,c)	30.3 (/a) 32.5 (/c)	10
Coefficient d'expansion thermique (10 ⁻⁶ /K)	25 (/a) -10 (/c)	6 (/a,b) 7 (/c)	5	6,7
dn/dT (10 ⁻⁶ /K)	-2.5 (/a) -4 (/c)	9.4 (/a) 8.3 (/b) 14.9 (/c)	13	9,9
Défaut quantique (%) (pompage à la longueur d'onde centrale d'absorption)	24	20	40	9
Dureté de Mohs	3 - 4	8,5	9	8,5
Longueur d'onde centrale d'absorption (nm)	650	550 (/a) 595 (/b) 570 (/c)	480	940
Largeur de la bande d'absorption (nm)	100	90 (/a) 80 (/b) 70 (/c)	125	12,5
Section efficace d'absorption maximale σ_{abs} (10 ⁻²⁰ cm ²)	2,5 (/a) 4,5 (/c)	3,9 (/a) 19 (/b) 9 (/c)	2,6 (/a) 6,4 (/c)	0,83
Longueur d'onde centrale d'émission (nm)	855	750	790	1030
Largeur de la bande de gain à mi-hauteur (nm)	170	55	260	15
Section efficace d'émission σ_e (10 ⁻²⁰ cm ²)	4,8	0,7	41	2,1
Temps de florescence τ (μ s)	67	262	3,2	940
Produit $\sigma_e \cdot \tau$ (10 ⁻²⁰ μ s.cm ²)	321	183	131	1975
Fluence de saturation (J/ cm ²)	4,8	38	0,6	8,8
Dispersion de vitesse de groupe GVD (fs ² /mm)	22,7	60,7	56,6	66,6
Dispersion d'ordre 3 TOD (fs ³ /mm)	22,5	39,5	41,4	66,7

Tableau II.1 – Caractéristiques des différents cristaux laser émettant dans l'infrarouge proche : Cr:LiSAF, alexandrite, Ti:saphir et Yb:YAG [Demirbas 19].

Un paramètre important pour le développement de systèmes laser de forte puissance et des amplificateurs est la conductivité thermique du milieu laser. Une conductivité thermique plus élevée permet une meilleure évacuation de la chaleur. La conductivité thermique du Cr:LiSAF n'est que de 1,8 W.K⁻¹.m⁻¹ suivant l'axe a, et de 3 W.K⁻¹.m⁻¹ suivant l'axe c. Ces valeurs sont inférieures d'un ordre de grandeur à celles du Ti:saphir, l'alexandrite et l'Yb:YAG, ce qui rend le Cr:LiSAF le plus difficile à refroidir et donc le moins adapté à la montée en puissance.

Le coefficient d'expansion thermique est un autre paramètre important qui décrit la dilatation d'un matériau lorsqu'il est chauffé. Dans les systèmes laser, de faibles valeurs du coefficient d'expansion thermique sont généralement souhaitées pour éviter la déformation du cristal laser qui peut causer un effet de lentille thermique indésirable. Une propriété intéressante du Cr:LiSAF est son coefficient d'expansion thermique relativement important avec des signes opposés pour les axes a et c (expansion dans l'axe a : 25 x10⁻⁶/K, contraction dans l'axe c : -10 x 10⁻⁶/K). Cela semble être un désavantage qui augmente l'effet de lentille thermique. Cependant, le Cr:LiSAF présente les effets de lentilles thermiques les plus faibles parmi tous ces cristaux. En effet, l'effet de lentille thermique dans un matériau dépend aussi de la variation de son indice de réfraction en fonction de la température (dn/dT). Dans le cas du Cr:LiSAF, les

coefficients de réfraction thermiques suivant les deux axes a et c sont de signes négatifs (typique pour les fluorures). La contribution de cette variation d'indice sur l'effet de lentille thermique tend donc à compenser celle du coefficient d'expansion thermique, résultant en un effet de lentille thermique positif et faible. Contrairement au Cr:LiSAF, les coefficients de réfraction thermique pour les cristaux de Ti:saphir, alexandrite et Yb:YAG sont positifs et plus élevés, résultant en un effet de lentille thermique global plus important. Ainsi, le Cr:LiSAF présente un avantage par rapport aux autres cristaux de ce point de vue.

Pour compléter la comparaison au niveau des propriétés thermiques, un paramètre important à regarder est le défaut quantique. Lorsqu'on pompe un matériau, le défaut quantique représente la différence d'énergie entre les photons de pompe à λ_{pompe} et les photons de l'émission laser à λ_{laser} . Cette différence d'énergie est transférée à la matrice sous forme d'un phonon, ce qui entraîne l'échauffement du matériau. Ainsi, on cherche toujours à minimiser le défaut quantique en minimisant l'écart entre λ_{pompe} et λ_{laser} . Le défaut quantique peut être écrit sous la forme :

$$q_d = 1 - \frac{\lambda_{pompe}}{\lambda_{laser}} \quad (\text{II. 4})$$

Le défaut quantique du Cr:LiSAF est d'environ 24%, proche de celui de l'alexandrite (20%). C'est une valeur intermédiaire entre le Ti:saphir qui présente le défaut quantique le plus élevé (40%), et l'Yb:YAG de défaut quantique de 9%, qui le rend le plus adapté à la montée en puissance.

Du côté mécanique, la dureté des cristaux de Cr:LiSAF est bien moindre que celle des autres cristaux. La « dureté de Mohs » est une façon pour exprimer la dureté des cristaux. C'est une échelle qui va de 1 pour le talc à 10 pour le diamant (10 étant le plus dur). La valeur de la dureté de Mohs pour le Cr:LiSAF est d'environ 3-4, montrant sa fragilité face aux rayures et fractures. En revanche, le Ti:saphir, l'alexandrite et l'Yb:YAG ont des valeurs de dureté de Mohs de 8-9. En plus, le Cr:LiSAF rencontre le problème de dissolution dans l'eau. En effet, si le Cr:LiSAF est en contact avec de l'eau ayant un pH qui n'est pas neutre, la matrice a tendance à se dissoudre. Ceci est un problème dans le cas d'un refroidissement par eau.

Les propriétés optiques des matériaux jouent un rôle principal dans la conception et le développement des systèmes laser femtosecondes. En effet, nous avons vu dans le premier chapitre que les propriétés optiques en absorption des matériaux laser sont un élément clé pour le pompage. Les propriétés en émission sont également d'une grande importance. La largeur de la bande de gain définit la durée d'impulsion la plus courte que le matériau pourrait amplifier. Le Ti:saphir possède la bande de gain la plus large de 260 nm, suivi par le Cr:LiSAF (170 nm). Ils sont donc les plus adaptés pour l'amplification des impulsions ultracourtes (sub-100 fs). La bande de gain de l'alexandrite est moins large, d'environ 55 nm. L'Yb:YAG possède une bande de gain étroite de 15 nm seulement, ce qui limite la durée d'impulsion à plusieurs centaines de fs. Toutefois, l'Yb:YAG a l'avantage d'avoir le temps de fluorescence τ le plus long (940 μ s). Les trois autres cristaux qui utilisent des ions à transitions métalliques (Cr^{3+} et Ti^{3+}) ont des temps de fluorescences nettement plus courts, avec le Ti:saphir présentant le temps de fluorescence le plus court (3,2 μ s). Malgré la section efficace d'émission élevée du Ti:saphir, le Cr:LiSAF garde un produit ($\sigma_e \cdot \tau$) deux fois plus élevé que celui du Ti:saphir. En général, un produit ($\sigma_e \cdot \tau$) plus élevé signifie un gain petit signal plus grand, et un seuil laser plus facile à atteindre. Un autre avantage du Cr:LiSAF est qu'il possède à la fois une large bande de gain comme le Ti:saphir, et un temps de

fluorescence relativement long permettant de stocker de l'énergie, ce qui le rend attractif pour les systèmes amplificateurs femtosecondes.

Lors de la génération des impulsions femtosecondes, une optimisation précise de la dispersion du deuxième et troisième ordre est nécessaire. La dispersion de la vitesse de groupe *GVD* (pour « *Group Velocity Dispersion* »), appelée également « dispersion du second ordre » est d'environ $22 \text{ fs}^2/\text{mm}$ pour le Cr:LiSAF dans la région de 800 nm. Cette valeur vaut à peu près la moitié ou le tiers de ce que présentent l'alexandrite, le Ti:saphir et l'Yb:YAG, ce qui permet un contrôle plus facile de la dispersion des cavités laser lors de la génération des impulsions en régime soliton. Cependant, cette propriété est moins importante dans le cas de l'amplification des impulsions femtosecondes dans les systèmes CPA, étant donné que la dispersion peut être facilement compensée lors de la compression.

Cette comparaison montre que chacun des cristaux a des points forts et des points faibles. Finalement, ce sont les propriétés thermiques qui sont les plus limitantes pour la montée en puissance sur les systèmes laser. Cela explique pourquoi le Ti:saphir s'est imposé dans le domaine femtoseconde pour la génération et l'amplification des impulsions sub-100 fs. L'usage de l'Yb:YAG a été grandement facilité par la disponibilité des diodes de pompage, en plus de ses très bonnes propriétés thermiques. Toutefois, le Cr:LiSAF garde des propriétés intéressantes, notamment une large bande d'émission, la facilité d'atteindre le seuil laser et la possibilité du pompage direct par diodes dans le rouge. Il a été donc testé et utilisé pour le développement de systèmes laser depuis les années 1990, avec différentes sources de pompage et dans plusieurs régimes de fonctionnement, y compris le régime femtoseconde. Dans la perspective d'un système femtoseconde Cr:LiSAF pompé par LED, il est intéressant de présenter les systèmes laser existants basés sur ce cristal.

2 Systèmes laser Cr:LiSAF existants

Cette partie dresse l'état des systèmes laser à base de Cr:LiSAF. Un premier objectif de cette section est de se familiariser avec les différents types de pompage de ce cristal, les architectures de pompage développées et les performances obtenues pour chaque type. Ensuite, une attention particulière sera accordée aux systèmes Cr:LiSAF en régime femtoseconde. Les caractéristiques de ces systèmes, ainsi que leurs performances et limitations seront présentées.

2.1 Pompage du Cr:LiSAF en régimes continu et quasi-continu

Les bandes d'absorption du Cr:LiSAF permettent le pompage avec différentes sources, tels que les lasers solides, les diodes laser rouges mais aussi les lampes flash. Des oscillateurs laser en régimes continu et quasi-continu ont été ainsi développés avec ces différents types de pompage. Dans cette section, nous présentons les performances obtenues en régime continu et quasi-continu pour chaque type de pompage, ainsi que leurs limitations et quelques techniques qui ont été mises au point pour dépasser ces limitations.

2.1.1 Pompage par lasers solides

Le pompage des cristaux de Cr:LiSAF par lasers solides était répandu pendant les années 1990. En effet, le premier laser Cr:LiSAF a été pompé par un laser à krypton en 1989 [Payne 89]. Le pompage dans le bleu du Cr:LiSAF a été également réalisé avec des lasers à argon [Evans 92, Rizvi 92, Rizvi 93]. Par la suite, le pompage par lasers solides s'effectuait dans le rouge entre 600 nm et 700 nm. Ce pompage reposait essentiellement sur des lasers à krypton [Miller 92, Balembois 93, Sorokina 97a, Sorokina 97b, Uemura 97]. D'autres lasers solides émettant dans le rouge ont été utilisés pour le pompage, tels que le laser à rubis [Ahmad 95], l'alexandrite [Harter 92], ainsi que le Nd:YLF doublé en fréquence à 659 nm [Dymott 94, Lincoln 94]. Le pompage du Cr:LiSAF par lasers solides a perdu de son intérêt avec le développement des diodes rouges de forte puissance à partir du milieu des années 1990. Ainsi, la majorité des systèmes laser Cr:LiSAF développés durant les dernières années repose sur un pompage par diodes laser rouges.

2.1.2 Pompage par diodes laser

Le premier laser Cr:LiSAF pompé par diodes a été réalisé en 1991 [Scheps 91]. Pour cette réalisation, deux diodes laser rouges monomodes de puissance 10 mW émettant dans le rouge autour de 670 nm ont été utilisées pour pomper longitudinalement un cristal de Cr:LiSAF. Un effet laser de faible puissance (sub-mW) en régime continu a été obtenu. Les diodes laser monomodes se caractérisent par des puissances faibles avec des faisceaux limités par la diffraction (M^2 proche de l'unité) et des éclairagements de pompe élevés, jusqu'à 100 kW/cm². Le progrès technologique dans le domaine des semiconducteurs a permis l'apparition de diodes rouges avec des puissances plus élevées, de l'ordre de la centaine de mW au début des années 1990. Cela a permis de développer des laser Cr:LiSAF avec des puissances plus élevées en régime continu, et a joué un

rôle très important dans le développement des oscillateurs femtosecondes à base de Cr:LiSAF, comme nous allons le voir dans la partie suivante. La figure II.6 montre le montage expérimental du pompage longitudinal par diodes d'un laser Cr:LiSAF développé par Demirbas et al. [Demirbas 12].

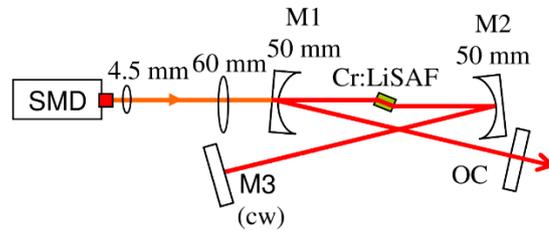


Figure II.6 – Pompage longitudinal par diode laser monomode d'un système laser Cr:LiSAF (SMD : « Single-Mode Diode ») [Demirbas 12].

Dans ce système, le pompage est réalisé avec une diode laser monomode de puissance 130 mW émettant à 660 nm. Une puissance laser de 58 mW est ainsi obtenue pour une puissance de pompe absorbée de 125 mW. Afin d'augmenter la puissance laser en sortie, un pompage longitudinal avec 6 diodes monomodes a été réalisé par la même équipe (figure II.7). Le cristal de Cr:LiSAF est pompé par 3 diodes de chaque côté : deux diodes émettant à 640 nm et 660 nm sont couplées à l'aide d'un filtre dichroïque, puis couplées à une troisième diode émettant à 640 nm avec un cube séparateur de polarisation. Dans cette configuration, une puissance de pompe supérieure à 1 W est fournie au cristal. Une puissance laser de 400 mW en régime continu est obtenue en sortie pour 900 mW de puissance de pompe absorbée par le cristal. Pour une telle puissance de pompe, un bon refroidissement du cristal de Cr:LiSAF est nécessaire.

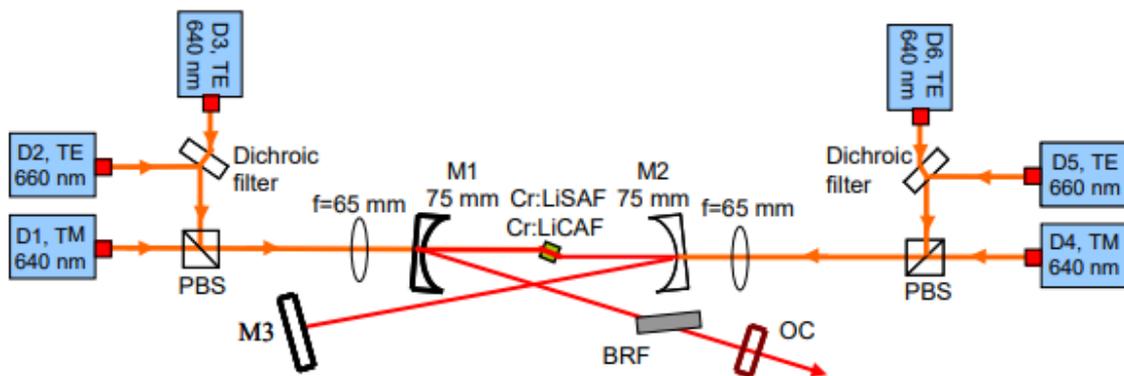


Figure II.7 – Montage expérimental du pompage d'un laser Cr:LiSAF par 6 diodes laser rouges monomodes [Demirbas 19].

Pour obtenir des puissances laser encore plus élevées, il est possible d'utiliser des diodes laser rouges multimodes pour le pompage du Cr:LiSAF en régime continu. En effet, les diodes multimodes de type « broad-stripe » sont des rubans de semiconducteurs d'une centaine de μm qui sont capables d'émettre des puissances bien plus élevées que les diodes laser monomodes, allant jusqu'au plusieurs watts pour une émission dans le rouge. Aujourd'hui, des diodes

multimodes rouges de 1,5 W sont disponibles dans le marché avec des éclairagements de l'ordre de 100 kW/cm². Cependant, le mode spatial des faisceaux dans ce cas est asymétrique avec un facteur M² élevé (~ 10) suivant l'axe « lent » (dans le plan de la jonction). Grâce à leur forte puissance, ces diodes ont permis de développer des systèmes laser Cr:LiSAF de puissance de l'ordre du watt en régime continu. Quatre diodes rouges multimodes, émettant chacune une puissance de 1,8 W à 665 nm, ont été utilisées pour le pompage longitudinal d'un cristal de Cr:LiSAF dans un montage similaire à celui présenté dans la figure II.6 [Demirbas 15]. Les faisceaux émis par les diodes (M² autour de 10) ont été collimatés et focalisés dans le cristal avec des lentilles asphériques. Une puissance de pompe totale de 7,2 W est donc fournie au cristal. En sortie, une puissance laser de 2,4 W a été obtenue pour 5,4 W de puissance de pompe absorbée par le Cr:LiSAF. Dans ce système, le refroidissement a été réalisé avec une circulation d'eau de température réglée à 15°C, à travers le support en cuivre qui tenait le cristal de Cr:LiSAF. Cependant, ce refroidissement n'était pas suffisant pour ces fortes puissances de pompe, car des fissures à l'intérieur du cristal ont été observées au cours des expériences.

Le pompage longitudinal par des barrettes de diodes laser a été également testé [Kopf 95, Kopf 97a]. Une barrette de diodes (« *diode bar* » ou « *diode array* ») regroupe un grand nombre de rubans semiconducteurs (généralement entre 10 et 100) placés les uns à côté des autres. Elle est ainsi capable d'émettre une puissance beaucoup plus élevée que celle d'un ruban semiconducteur unique, au prix de la qualité du faisceau qui se dégrade (facteur M² qui peut dépasser 200 suivant l'axe lent) et l'éclairage qui peut diminuer d'un facteur de 3. En utilisant deux barrettes de diodes de 15 W pour le pompage du Cr:LiSAF, Kopf et *al.* ont réussi à obtenir une puissance de sortie de 1,42 W en régime continu.

La montée en puissance sur le Cr:LiSAF en régime continu est à l'origine de nouvelles architectures de pompage qui permettent un refroidissement plus efficace. Certaines équipes ont étudié et réalisé le pompage transverse par diodes laser [Johnson 96, Fromzel 01, Dergachev 07]. Dergachev et *al.* ont réalisé le pompage transverse dans une configuration « *slab* » avec des barrettes de diodes laser [Dergachev 07]. La figure II.8 montre le montage expérimental développé. Deux barrettes de diodes émettant chacune une puissance de 15 W sont utilisées pour pomper des deux côtés une plaque de Cr:LiSAF de dimensions 27 × 3 × 1 mm³. Les faisceaux de pompe des diodes sont collimatés avec des lentilles cylindriques pour assurer un volume pompé maximal. Afin d'extraire suffisamment d'énergie du volume pompé, 5 passages dans le Cr:LiSAF sont réalisés. Ainsi, pour une puissance totale de pompe de 30 W, une puissance laser de 3 W a été obtenue en sortie. Cette valeur représente la puissance la plus élevée qui a jamais été obtenue en régime continu sur le Cr:LiSAF. Concernant le refroidissement, les grandes faces du cristal sont en contact avec des pièces métalliques refroidies par eau.

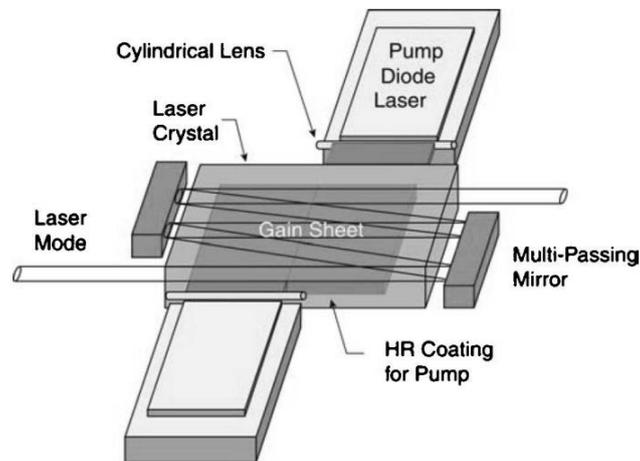


Figure II.8 – Pompage transverse par diodes laser d'une plaque de Cr:LiSAF [Dergachev 07].

Cette configuration (appelée par Dergachev et *al.* « *Zig-zag slab configuration* ») qui combine le pompage transverse et des multi-passages dans une géométrie « *slab* » présente des avantages par rapport au pompage longitudinal traditionnel. Elle permet de minimiser les effets thermiques grâce des plus grands volumes pompés, et permet de réaliser un refroidissement plus efficace grâce aux grandes faces du cristal placés en contact avec les blocs refroidisseurs.

Le pompage transverse du Cr:LiSAF a été également réalisé avec des « assemblages de barrettes de diodes laser » (*diode stack*) en régime quasi-continu à 100 Hz [Fromzel 01]. Une « *diode stack* » est un empilement de plusieurs barrettes de diodes. Dans le rouge, elle permet d'avoir des puissances de plusieurs dizaines de watts. Dans le système développé par Fromzel et *al.*, une « *diode stack* » de 24 barrettes de diodes de puissance 60 W chacune a été utilisé pour pomper une plaque de Cr:LiSAF par l'une de ses grandes faces. L'autre face est utilisée pour le refroidissement : elle est en contact avec une pièce métallique refroidie par eau. En sortie, une énergie d'impulsion de 6 mJ est obtenue à une cadence de 100 Hz, ce qui correspond à une puissance moyenne de 600 mW.

En 2018, une étude numérique réalisée par Demirbas montre qu'il serait possible d'obtenir 15 W en régime continu sur le Cr:LiSAF, avec un pompage par diodes de puissance 100 W [Demirbas 18]. Pour que cette réalisation soit possible, l'étude propose une architecture de type « *thin disk* » qui consiste à utiliser un cristal Cr:LiSAF mince d'une épaisseur de 100 μm environ. D'après l'étude, l'architecture « *thin disk* » permettrait, comme dans le cas de l'Yb:YAG, de résoudre le problème des effets thermiques lors de la montée en puissance et donne accès à un refroidissement efficace. Cependant, la réalisation expérimentale d'un tel montage n'est pas évidente, du fait que la fabrication et la manipulation d'un cristal de Cr:LiSAF d'épaisseur 100 μm sont délicates.

2.1.3 Pompage par lampes flash

Les larges bandes d'absorption du Cr:LiSAF dans le visible permettent de réaliser un pompage efficace par lampes flash. Plusieurs équipes de recherche ont donc travaillé sur le développement de systèmes laser Cr:LiSAF pompés par lampes flash en régime quasi-continu [Stalder 91, Shimada 94, Hanson 95, Pinto 95, Mandl 97, Mandl 98, Kilmek 02, Klinkenberg 03, Samad 06, Samad 07]. Dans tous ces travaux, la cadence était limitée à quelques Hz, à cause du temps de vie des lampes flash d'une part, et pour limiter les effets thermiques dans le Cr:LiSAF d'autre part.

Le premier système Cr:LiSAF pompé par flash a été réalisé par Stalder et *al.* en 1991 [Stadler 91]. Le pompage a été effectué avec 4 lampes à bore xénon émettant une énergie de 86 J sur une durée de 120 μ s, à une cadence de 1 Hz. En sortie, une énergie d'impulsion de 2,8 J à la même cadence a été obtenue (2,8 W en puissance moyenne), ce qui correspond à une efficacité de 3% environ.

Récemment, Samad et *al.* ont considérablement poussé les puissances moyennes de sortie obtenues à partir de lasers Cr:LiSAF pompé par flash, jusqu'à plusieurs dizaines de watts [Samad 06]. Un barreau (« rod ») de Cr:LiSAF de diamètre 6,35 mm et de longueur 102 mm est placé dans une cavité réfléchissante fermée en aluminium, et pompé par deux lampes flash (figure II.9.a). La cavité est refroidie par un circuit d'eau. Des impulsions de 0,7 J en sortie ont été démontrées à une cadence de 30 Hz, ce qui correspond à une puissance moyenne de 20 W. Pour une cadence de 15 Hz, une énergie d'impulsion de 2 J est obtenue correspondant à une puissance moyenne de 30 W.

La géométrie multi-passages en zig-zag (« Zig-zag slab configuration ») a été réalisée dans le cas du pompage par flash du Cr:LiSAF afin d'augmenter la puissance de sortie [Klimek 02] (figure II.9.b). Deux plaques de Cr:LiSAF d'épaisseur 1,5 mm chacune sont pompées par des lampes flash des deux côtés. Le refroidissement des cristaux de Cr:LiSAF se faisait par un circuit d'un mélange (diméthylacétamide/méthanol) qui passe entre les deux plaques. En sortie, une énergie d'impulsion de 8,8 J est obtenue à une cadence de 5 Hz. Cela correspond à une puissance moyenne de sortie de 44 W, qui est la plus grande puissance obtenue sur un système laser Cr:LiSAF en régime quasi-continu.

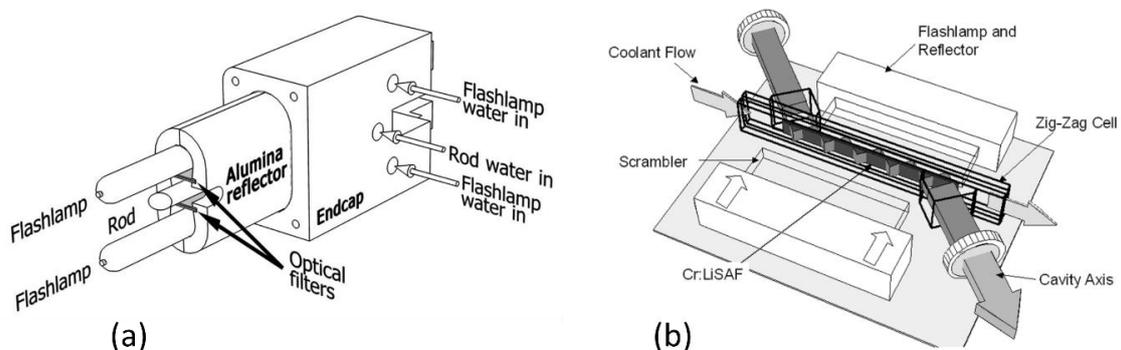


Figure II.9 – (a) Pompage par flash d'un barreau de Cr:LiSAF [Samad 06]. (b) Pompage par flash du Cr:LiSAF dans une géométrie multi-passages zig-zag [klimek 02].

2.2 Oscillateurs femtosecondes par verrouillage de modes

Le développement des diodes rouges de forte puissance a permis la mise au point d'oscillateurs femtosecondes à base de Cr:LiSAF, en utilisant différentes techniques de verrouillage de modes (ou « *mode-locking* »). Les deux techniques les plus souvent utilisées sont le verrouillage de modes par lentille de Kerr (ou KLM pour « *Kerr-lens mode-locking* ») et le verrouillage de modes par des absorbants saturables. En général, la technique KLM permet d'obtenir les durées d'impulsions les plus courtes [Uemura 99, Uemura 00, Canbaz 14], tandis que le verrouillage de modes avec des absorbants saturables permet d'obtenir les puissances moyennes de sortie et les efficacités optique/optique les plus élevées [Kopf 97b].

Les absorbants saturables sont également appelés « miroirs de Bragg saturables » ou SESAM (pour « SEmiconductor Saturable Absorber Mirror ») [Keller 96]. Pour un verrouillage de modes autour de 800 nm, les SESAM utilisés sont généralement à base de AlGaAs. Ils se caractérisent par des bandes de réflectivité étroites de 50 nm environ. Ainsi, la durée d'impulsion n'est pas limitée par la bande d'émission du Cr:LiSAF, mais plutôt par la bande de réflectivité du SESAM. A l'heure actuelle, la durée la plus courte obtenue sur un oscillateur femtoseconde Cr:LiSAF avec un SESAM est de 26 fs [Demirbas 11b]. Ce système délivre des impulsions de 1 nJ à une cadence de 85 MHz, ce qui correspond à une puissance moyenne de 85 mW et une efficacité optique/optique de 12%. Le verrouillage de modes par des SESAM permet aussi d'obtenir des puissances plus élevées, allant jusqu'à 580 mW [Demirbas 15], pour une durée d'impulsion de 185 fs. Des efficacités optique/optique supérieures à 30% (électrique/optique > 10%) peuvent être également obtenues [Valentine 97, Kemp 01, Hopkins 02]. La figure II.10 montre l'exemple d'un oscillateur femtoseconde réalisé par l'Université de St Andrews avec un cristal de Cr:LiSAF pompé par diodes et alimenté par 6 piles AAA, démontrant ainsi de manière originale l'efficacité des systèmes Cr:LiSAF pompés par diodes [Hopkins 99].

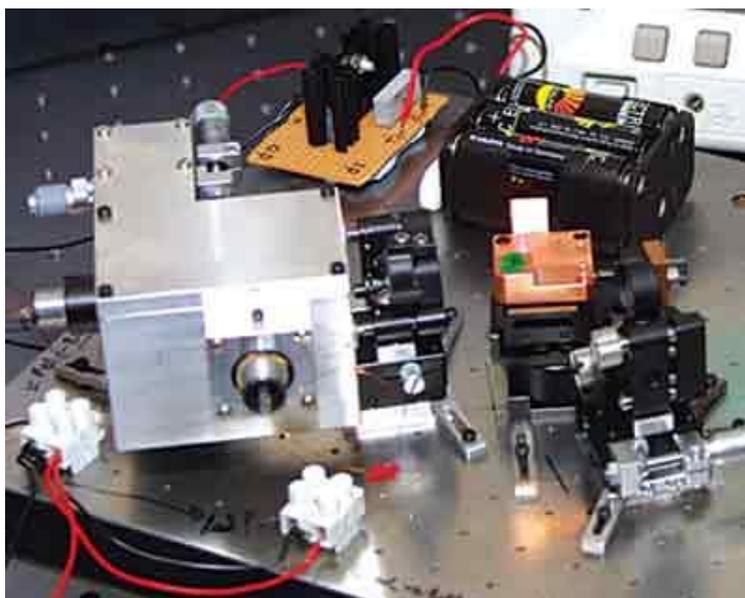


Figure II.10 – Photo d'un oscillateur femtoseconde Cr:LiSAF pompé par diodes et alimenté par 6 piles AAA. La puissance moyenne produite est de 35 mW pour des impulsions de durée 122 fs.

Le verrouillage de modes par lentille Kerr a été démontré pour la première fois sur le Cr:LiSAF en 1991 [Miller 92], un an après sa démonstration sur le Ti:saphir. Dans cette démonstration, Miller *et al.* pompent un cristal de Cr:LiSAF avec un laser à krypton de puissance à 1 W et obtiennent des impulsions de 150 fs avec une puissance moyenne de 50 mW. Quelques mois plus tard, le verrouillage de modes par lentille Kerr a été démontré sur un Cr:LiSAF pompé par un laser à argon [Evans 92]. Des impulsions de 50 fs ont été obtenues, avec une puissance de 150 mW. La durée la plus courte obtenue par la technique KLM sur le Cr:LiSAF est de 10 fs [Uemura 00]. Le montage expérimental réalisé est montré dans la figure II.11.

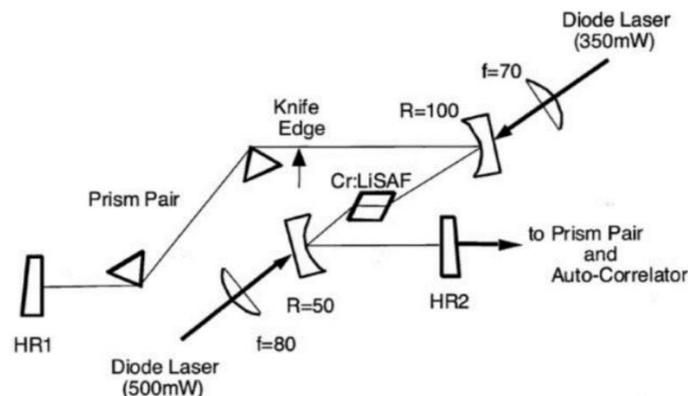


Figure II.11 – Montage expérimental de l'oscillateur femtoseconde Cr:LiSAF par verrouillage de modes (KLM) présenté par Uemura *et al.* [Uemura 00].

Dans ce système, deux diodes rouges multimodes de puissance totale de 800 mW ont été utilisées pour pomper le Cr:LiSAF. La dispersion de la cavité a été bien contrôlée à l'aide de deux prismes. En sortie, des impulsions de 9,9 fs ont été obtenues à une cadence de 200 MHz. Le coupleur de sortie d'une transmission de 0,1% a limité la puissance en sortie à 2,3 mW, ce qui correspond à une efficacité optique/optique autour de 0,3%. Le tableau II.2 regroupe les caractéristiques des oscillateurs femtosecondes Cr:LiSAF développés avec des SESAM et par la technique KLM.

Technique	Source de pompage	Durée d'impulsion (fs)	Energie d'impulsion (pJ)	Cadence (MHz)	Puissance moyenne (mW)	Référence
SESAM	Diodes laser rouges	50	2270	150	340	[Kopf 97b]
		110	3340	150	500	
		46	1800	85	150	[Demirbas 09]
		26	1000	85	85	[Demirbas 11b]
		185	2500	100	580	[Demirbas 15]
		100	2500	100	250	[Demirbas 17]
KLM	Laser krypton	150	610	82	50	[Miller 92]
		15	1	70	70	[Sorokina 97a]
	Laser argon	50	1830	84	150	[Evans 92]
	Laser Nd:YLF doublé à 659 nm	90	0,2	100	20	[Lincoln 94]
	Laser Nd:YAG doublé à 532 nm	90	1	85	100	[Critten 96]
	Diodes laser rouges	40	935	75	70	[Mellish 95]
		27	135	75	10	
		34	525	80	42	[Dymott 95]
		9,9	11,5	200	2,3	[Uemura 00]
		10,4	31	200	6,2	[Uemura 03]
		14	115	200	23	
		13	200	126	25	[Canbaz 14]
14,5		940	113	106	[Cihan 15]	

Tableau II.2 – Récapitulatif des performances des oscillateurs femtosecondes Cr:LiSAF par verrouillage de modes.

2.3 Amplificateurs d'impulsions femtosecondes

Le Cr:LiSAF a été également utilisé pour amplifier des impulsions ultracourtes. Des amplificateurs régénératifs femtosecondes à base de cristaux de Cr:LiSAF ont été développés en utilisant la technique d'amplification à dérive de fréquence (CPA). Le tableau II.3 regroupe les caractéristiques et les performances des amplificateurs régénératifs femtosecondes à base de Cr:LiSAF. Concernant le pompage de ces systèmes, les deux sources le plus souvent utilisées sont les diodes laser rouges et les lampes flash. Il existe ainsi deux régimes de fonctionnement en termes d'énergie et durée d'impulsion en fonction du type de pompage. Le pompage par lampes flash permet d'obtenir les énergies d'impulsions les plus élevées, de l'ordre du mJ. Cependant, comme nous l'avons vu précédemment, la cadence est limitée à quelques Hz. L'énergie la plus élevée obtenue sur un amplificateur régénératif Cr:LiSAF est de 15 mJ, pour une cadence de 5 Hz [Ditmire 94]. Sur ce système, une durée de 135 fs a été obtenue en sortie après compression. La durée la plus courte obtenue dans le cas du pompage par flash est de 100 fs [Beaud 93a]. De l'autre côté, le pompage par diodes laser rouge permet de monter en cadence jusqu'au kHz, mais avec des énergies modérées de l'ordre du μ J. Remarquons que la plus courte durée obtenue avec un pompage par diode d'un amplificateur régénératif Cr:LiSAF est de 170 fs [Isemann 06]. Cet amplificateur produit une énergie de 10 μ J à une cadence de 6 kHz. L'amplification régénérative

avec des cristaux Cr:LiSAF a été également explorée avec un pompage par lasers solides, notamment des lasers à krypton [Balembois 93] et à argon [Hyde 95]. Les performances de ces systèmes sont similaires à celles du pompage par diodes, avec des énergies de quelques dizaines de μJ et des cadences de l'ordre de la dizaine de kHz. Cependant, la durée d'impulsion obtenue en sortie de ces systèmes est relativement longue de l'ordre de 200 fs.

Source de pompage	Durée d'impulsion (fs)	Energie d'impulsion (mJ)	Cadence (Hz)	Référence
Lampes flash	150	8	10	[Perry 92]
	100	1,2	6	[Beaud 93a]
	135	8	5	[Ditmire 93]
	135	15	5	[Ditmire 94]
Laser krypton	170	0,0036	5000	[Balembois 93]
Laser argon	220	0,0065	5000	[Hyde 95]
		0,00075	10 000	
Diodes laser	190	0,002	16 000	[Taylor 94]
		0,0015	20 000	
	190	0,00075	100	[Hyde 95]
	197	0,001	25 000	[Mellish 97]
	170	0,01	6000	[Isemann 06]
		0,006	16 000	

Tableau II.3 – Récapitulatif des performances des amplificateurs régénératifs Cr:LiSAF sous différents types de pompage.

Afin d'obtenir des énergies encore plus élevées sur le Cr:LiSAF, certaines équipes ont rajouté un étage d'amplification en sortie des amplificateurs régénératifs pompé par flash (déjà présentés dans le tableau II.3). Cet étage d'amplification consiste à réaliser un ou plusieurs passages dans des cristaux de Cr:LiSAF après l'amplification régénérative et avant la compression. Le tableau II.4 regroupe les performances de ces systèmes. Il est important de noter que les cristaux de Cr:LiSAF utilisés dans ces systèmes sont sous forme de barreau, avec de larges diamètres pouvant aller jusqu'à plusieurs centimètres et des longueurs de l'ordre de la dizaine de centimètres.

Source de pompage	Nombre de cristaux Cr:LiSAF utilisés	Nombre total de passages	Energie d'impulsion en entrée (mJ)	Energie d'impulsion en sortie (mJ)	Cadence (Hz)	Durée d'impulsion (fs)	Référence
Lampes flash	3	6	4,5	750	0,0017	90	[Beaud 93b]
	2	3	8	150	0,5	135	[Ditmire 93]
	2	2	15	280	1	135	[Ditmire 94]
	4	5	12	1050	0,05	125	[Ditmire 95]
	1	4	1	30	5	60	[Samad 08]
	1	2	50	150	1	120	[White 92]

Tableau II.4 – Récapitulatif des performances des amplificateurs multi-passages dans des cristaux de Cr:LiSAF.

Dans le système développé par Beaud et *al.* [Beaud 93b], 6 passages au total ont été réalisés en utilisant 3 cristaux de Cr:LiSAF (double passage dans chaque cristal). Partant d'une énergie de 4,5 mJ en sortie de l'amplificateur régénératif Cr:LiSAF, une énergie de 750 mJ est obtenue après les 6 passages. La durée de l'impulsion après la compression est de 90 fs, avec une cadence limitée à 0,0017 Hz (1 tir toutes les 10 minutes) à cause des effets thermiques.

L'énergie la plus élevée qui a été obtenue sur un système laser Cr:LiSAF est de 1,05 J [Ditmire 95]. Pour obtenir cette énergie, quatre barreaux de Cr:LiSAF pompés par lampes flash ont été utilisés en sortie d'un amplificateur régénératif pompé également par flash qui délivre 12 mJ. Après 5 passages dans ces 4 cristaux (4 simples passages et un double passage), une énergie de 1,7 J est obtenue. Après la compression, une énergie de 1,05 J est obtenue avec une durée d'impulsion de 135 fs. Cela correspond à une puissance crête de 8 TW. Cependant, ce système a une faible cadence de 0,05 Hz, il est complexe et peu efficace.

Des cristaux de Cr:LiSAF pompés par lampes flash ont été également utilisés pour booster l'énergie en sortie d'amplificateurs régénératifs à base de Ti:saphir. En effet, un double passage dans un cristal de Cr:LiSAF pompé par flash a augmenté l'énergie d'un amplificateur régénératif Ti:saphir de 50 mJ à 150 mJ, avec une cadence de 1 Hz [White 92]. Plus récemment, un amplificateur multi-passages Cr:LiSAF a été utilisé pour augmenter l'énergie d'un amplificateur régénératif Ti:saphir de 1 mJ [Samad 08]. Après 4 passages dans le Cr:LiSAF, une énergie de 30 mJ est obtenue, avec une cadence de 5 Hz, et une durée d'impulsion de 60 fs après compression.

3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté dans un premier temps les propriétés générales du Cr:LiSAF. Découvert en 1989, ce cristal a suscité un intérêt chez les chercheurs pour le développement de systèmes femtosecondes grâce à ses propriétés intéressantes : un seuil laser bas, une large bande de gain dans l'infrarouge proche ainsi que la possibilité du pompage direct par diodes laser rouges. Cependant, ses propriétés spectroscopiques donnent lieu à plusieurs phénomènes physiques qui limitent les performances laser, comme l'absorption par l'état excité (ESA), ainsi que les phénomènes de « *upconversion* » et de « *quenching* ». Cela a donc empêché la montée en puissance sur les systèmes femtosecondes à base de Cr:LiSAF, qui se sont vus limités par rapport aux systèmes à base de Ti:saphir, et plus récemment d'Yb:YAG.

Le Cr:LiSAF a été testé et utilisé pour le développement de systèmes laser en régimes continu et quasi continu, ainsi qu'en régime femtoseconde. La deuxième partie présente ces différents systèmes développés, leur pompage et les performances obtenues. Le pompage par diodes rouge et par lampes flash ont permis de réaliser des systèmes laser en régime continu et quasi continu délivrant des puissances de plusieurs watts. La disponibilité de diodes laser rouges de forte puissance a également permis la mise au point d'oscillateurs femtosecondes Cr:LiSAF par la technique de verrouillage de modes. Ainsi, des impulsions inférieures à 10 fs ont été obtenues avec l'avantage d'une efficacité optique/optique élevée. Malgré ses propriétés thermiques qui limitent la montée en puissance, ce cristal a été utilisé pour l'amplification d'impulsions ultracourtes. Des amplificateurs régénératifs à base de Cr:LiSAF ont été développés. Le pompage par diodes permet d'atteindre des cadences de l'ordre du kHz sur ces systèmes, mais avec des énergies limitées au μJ . D'un autre côté, le pompage par flash permet de monter en énergie pour atteindre des énergies d'impulsions de plusieurs mJ, mais avec une cadence limitée à quelques Hz à cause des effets thermiques. Ainsi, comme dans le cas des autres cristaux, on retrouve le même problème lié aux sources de pompage, qui se traduit par deux régimes de fonctionnement « faible énergie/haute cadence » et « forte énergie/basse cadence » en fonction du type de pompage.

Un fonctionnement avec des puissances relativement faibles a toujours été privilégié sur le Cr:LiSAF à cause de ses problèmes thermiques. La montée en puissance dans les travaux précédents a nécessité la mise au point de nouvelles configurations de pompage transverse avec la géométrie « *slab* » ainsi qu'un bon refroidissement du système. La gestion de la thermique sera donc un point très important durant nos expériences sur le Cr:LiSAF pour le développement d'un système femtoseconde pompé par LED. Quant au type de système à développer, il existe deux choix : un oscillateur femtoseconde, ou un amplificateur régénératif d'impulsions femtosecondes. Nous avons vu que les oscillateurs femtosecondes Cr:LiSAF pompés par diodes sont déjà assez matures et efficaces. L'amélioration de ces systèmes grâce au pompage par LED -si atteinte- serait minime. En revanche, un système amplificateur permettra d'exploiter au maximum le potentiel énergétique du pompage par LED. En effet, le but des travaux est de montrer que le pompage par LED peut être considéré comme une alternative aux sources de pompage traditionnelles, permettant le développement de systèmes femtosecondes de forte puissance avec des avantages du côté qualitatif (compacité, robustesse, prix...). C'est donc vers un système amplificateur d'impulsions femtosecondes pompé par LED qu'il faut se diriger. La réalisation d'un amplificateur

régénératif Cr:LiSAF pompé par LED, couplée avec un bon contrôle thermique permettrait peut-être d'obtenir des énergies et des cadences plus élevées que celles des amplificateurs régénératifs existants. Ainsi, le pompage par LED offre une opportunité pour revisiter le Cr:LiSAF, qui pourrait améliorer la position et l'utilité de ce cristal dans le monde femtoseconde. La démonstration expérimentale de l'amplificateur régénératif Cr:LiSAF pompé par LED et les résultats obtenus seront présentés dans le chapitre III.

Chapitre III

Amplificateur régénératif femtoseconde Cr:LiSAF pompé par LED

Sommaire

1	Amplification régénérative	70
1.1	Principe	70
1.2	Dynamique de l'amplification	71
1.3	Intérêt de l'amplification régénérative	73
2	Montage expérimental de l'amplificateur	74
2.1	Pompage du cristal de Cr:LiSAF	74
2.2	Cavité.....	77
2.3	Caractérisation du système non injecté.....	79
3	Implémentation de l'amplificateur dans une chaîne femtoseconde	82
3.1	Principe de l'amplification à dérive de fréquence	82
3.2	Etirement des impulsions.....	83
3.3	Amplification régénérative.....	84
3.4	Compression.....	89
3.5	Mesure d'accordabilité.....	93
4	Conclusion	97

1 Amplification régénérative

Le système laser Cr:LiSAF que nous allons présenter dans ce chapitre est un amplificateur régénératif. Il est donc important de présenter tout d'abord le principe de l'amplification régénérative et son intérêt, ainsi que la dynamique d'amplification de cette technique.

1.1 Principe

L'amplification régénérative repose sur un principe simple qui consiste à piéger une impulsion de faible énergie dans une cavité laser, lui permettant de réaliser plusieurs passages dans le milieu à gain et de gagner en énergie. Le piégeage de l'impulsion dans la cavité se fait le plus souvent par la modification de la polarisation de l'impulsion, à l'aide d'une cellule de Pockels. Une cellule de Pockels est constituée d'un cristal biréfringent tel que le BBO ou le KD*P soumis un champ électrique intense. La biréfringence du cristal est modifiée en fonction de la tension électrique appliquée : c'est l'effet Pockels d'où la cellule tire le nom. Cet effet permet au cristal d'agir comme une lame de retard dont la biréfringence dépend de la tension appliquée, et de modifier la polarisation de la lumière qui le traverse.

Le principe de l'amplification régénérative est présenté dans la figure III.1. Une cellule de Pockels est insérée dans la cavité, avec un polariseur (ou TFP pour « *Thin Film Polarizer* ») qui réfléchit la polarisation verticale et transmet la polarisation horizontale. Un cycle d'amplification régénérative se déroule en trois phases :

- Phase de stockage d'énergie (figure III.1.a) : les impulsions entrent dans la cavité par le polariseur. Durant cette phase, le milieu amplificateur stocke de l'énergie, et aucune tension n'est appliquée à la cellule de Pockels, qui est alignée pour agir comme une lame quart-d'onde statique. Ainsi, les impulsions sortent de la cavité à travers le polariseur après un aller-retour dans la cavité sans affecter l'augmentation du stockage de l'énergie dans le milieu à gain.
- Phase d'amplification (figure III.1.b) : pour piéger une impulsion dans la cavité et permettre son amplification, une tension est appliquée sur la cellule de Pockels de sorte qu'elle se comporte comme une lame demi-onde. L'application de la tension doit se faire pendant que l'impulsion fait un aller-retour dans la cavité. Ainsi, l'impulsion garde sa polarisation horizontale après deux passages dans la cellule de Pockels et elle reste piégée dans la cavité.
- Phase d'éjection de l'impulsion (figure III.1.c) : quand l'impulsion piégée dans la cavité atteint le maximum d'énergie, la tension aux bornes de la cellule de Pockels est coupée. La cellule de Pockels agit de nouveau comme une lame quart-d'onde, et permet d'éjecter l'impulsion amplifiée de la cavité, par réflexion sur le polariseur.

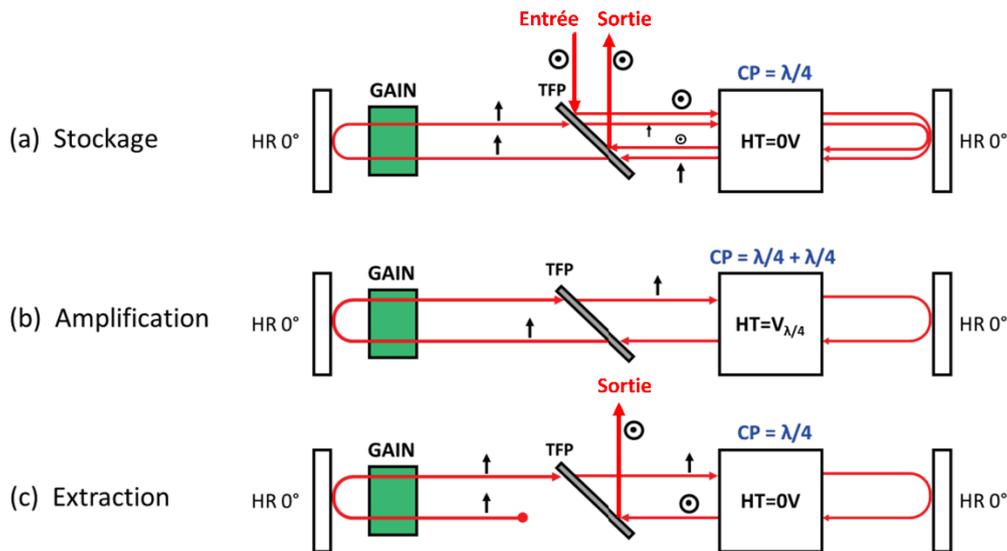


Figure III.1 : Principe de l'amplification régénérative. (a) : phase de stockage d'énergie, (b) : phase d'amplification et (c) : phase d'éjection de l'impulsion. (TFP : Thin Film Polarizer, CP : Cellule de Pockels) [Pouysegur 16].

1.2 Dynamique de l'amplification

L'amplification d'une impulsion brève lors d'un passage dans un milieu à gain est décrite par l'équation de Frantz-Nodvick [Frantz 63] en utilisant la notion de fluence J (énergie par unité de surface) et s'écrit :

$$J_{out} = J_{sat} \ln \left[1 + e^{\frac{J_{sto}}{J_{sat}}} \left(e^{\frac{J_{in}}{J_{sat}}} - 1 \right) \right] \quad (\text{III. 1})$$

avec J_{in} et J_{out} les fluences de l'impulsion incidente et amplifiée respectivement, J_{sto} la fluence stockée dans le milieu à gain, et J_{sat} la fluence de saturation.

La fluence stockée dans le milieu à gain est donnée par :

$$J_{sto} = \frac{hc}{\lambda_l} \Delta n L \quad (\text{III. 2})$$

avec h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide, λ_l la longueur d'onde de l'émission laser, Δn l'inversion de population et L la longueur du milieu amplificateur.

La fluence de saturation est définie par les sections efficaces du matériau comme :

$$J_{sat} = \frac{hc}{\lambda_l} \frac{1}{\sigma_{em,l} + \sigma_{abs,l}} \quad (\text{III. 3})$$

avec $\sigma_{em,l}$ et $\sigma_{abs,l}$ les sections efficaces d'émission et d'absorption à la longueur d'onde de l'émission laser.

Le gain petit signal G_0 s'écrit en fonction de la fluence stockée dans le milieu amplificateur J_{sto} et la fluence de saturation J_{sat} comme :

$$G_0 = e^{\frac{J_{sto}}{J_{sat}}} \quad (\text{III. 4})$$

L'équation III.1 peut donc s'écrire :

$$J_{out} = J_{sat} \ln [1 + G_0 (e^{\frac{J_{in}}{J_{sat}}} - 1)] \quad (\text{III. 5})$$

Dans le cas de l'amplification régénérative où plusieurs passages dans le milieu à gain sont réalisés, l'équation III.1 peut être utilisée d'une manière itérative, donnant pour le $k^{\text{ième}}$ passage dans le cristal :

$$J_{out,k} = J_{sat} \ln [1 + e^{\frac{J_{sto,k}}{J_{sat}}} (e^{\frac{J_{in,k}}{J_{sat}}} - 1)] \quad (\text{III. 6})$$

$$J_{out,k+1} = J_{sto,k} + J_{in,k} - J_{out,k} \quad (\text{III. 7})$$

$$J_{in,k+1} = R J_{out,k} \quad (\text{III. 8})$$

avec $R = (1 - \text{pertes})$ pour un passage.

La figure III.2 montre un exemple de l'évolution de la fluence de l'impulsion amplifiée en fonction du nombre de passages dans le milieu à gain, pour différentes valeurs de pertes. La fluence maximale extractible est fortement dépendante des pertes de la cavité. Lorsque les pertes totales de l'amplificateur augmentent, la fluence extraite du milieu à gain diminue. Nous pouvons également remarquer que le nombre de passages nécessaires pour atteindre le maximum d'extraction augmente avec les pertes. La fluence initialement stockée dans le milieu à gain $J_{sto}(0)$ est ainsi extraite de manière moins efficace. Le temps nécessaire pour atteindre le maximum d'énergie, appelé temps de création, a tendance à s'allonger lorsque les pertes deviennent importantes. Lors de l'amplification régénérative, le nombre d'allers-retours dans la cavité de l'amplificateur doit être bien choisi pour extraire l'impulsion à son maximum d'énergie. Au-delà, les pertes sont supérieures au gain, et l'impulsion diminue en énergie jusqu'à disparaître (énergie dissipée par les pertes).

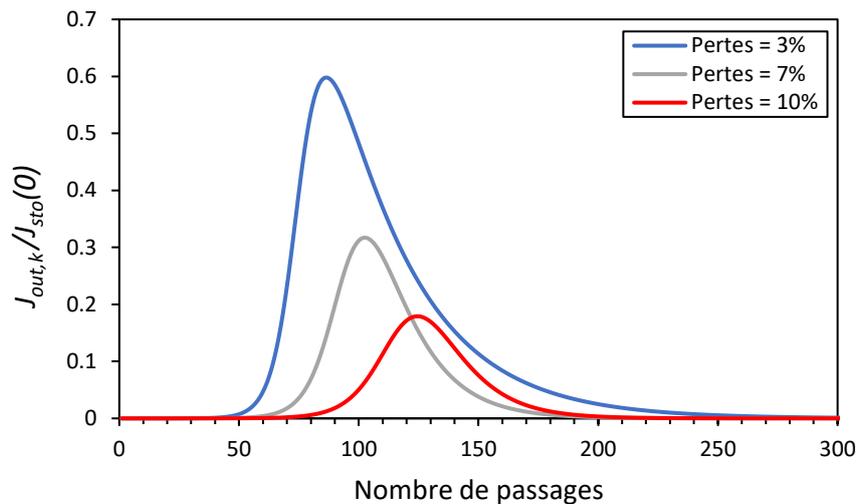


Figure III.2 : Dynamique de l'amplification selon le modèle de Frantz-Nodvick pour différentes valeurs de pertes. La courbe présente l'enveloppe des impulsions en fonction du nombre de passages dans l'amplificateur.

1.3 Intérêt de l'amplification régénérative

L'intérêt principal de l'amplification régénérative est que le nombre d'allers-retours de l'impulsion dans le milieu à gain est variable et facilement ajustable pour extraire le maximum d'énergie. Ainsi, l'impulsion passe idéalement dans le milieu à gain autant de fois que nécessaire, contrairement aux amplificateurs multi-passages, où le nombre de passages est fixé et limité par la géométrie du système. Grâce à ce grand nombre de passages possibles dans le milieu amplificateur, l'amplification régénérative permet d'obtenir des valeurs de gain très élevées pouvant aller facilement jusqu'à 10^6 . Elle est ainsi très utile pour les matériaux qui présentent un faible gain par passage, et lorsque l'énergie de l'impulsion injectée est faible. En général, l'amplification régénérative permet d'accroître l'énergie d'une impulsion de quelques centaines de pJ à quelques mJ. Un autre avantage de cette architecture d'amplification est que le profil spatial de l'impulsion est imposé par la cavité régénérative qui fait un filtrage spatial avec chaque aller-retour, permettant l'obtention des profils spatiaux en sortie d'amplification de très bonne qualité.

2 Montage expérimental de l'amplificateur

Cette partie décrit le montage expérimental de l'amplificateur régénératif pompé par LED qui a été réalisé autour d'un cristal de Cr:LiSAF. Le pompage du cristal ainsi que la cavité de l'amplificateur sont présentés. Ensuite, nous présentons la caractérisation et les performances de ce système en régime non-injecté. L'amplification en régime injecté sera présentée dans la partie 3.

2.1 Pompage du cristal de Cr:LiSAF

Le pompage du cristal laser est réalisé en utilisant la tête de pompage déjà présentée dans le chapitre I, tête qui comporte 2240 LED bleues et un concentrateur de Ce:YAG. Le montage expérimental est illustré dans la figure III.3. Un cristal de Cr:LiSAF (II-IV Optical Systems) est collé à la face de sortie du concentrateur luminescent à l'aide d'une colle à photopolymérisation UV d'indice de réfraction 1,5 (NOA 61, Norland Product). Les dimensions du Cr:LiSAF correspondent à celles de la face de sortie du concentrateur ($14 \times 1 \text{ mm}^2$), avec une épaisseur de 1 mm. Les petites faces du cristal ($1 \times 1 \text{ mm}^2$) sont coupées à l'angle de Brewster, ce qui permet d'éviter l'utilisation de traitements optiques antireflet qui ont des seuils de dommage plus faibles qu'une face non traitée. L'encombrement mécanique de la tête de pompage ne permet pas l'utilisation classique de deux faces parallèles taillées à l'angle de Brewster. Les deux petites faces du Cr:LiSAF ne sont donc pas parallèles, ce qui donne au cristal une forme prismatique, peu courante pour un milieu laser. Toutefois, les effets de dispersion engendrés par cette forme de prisme sont très limités, grâce à l'indice de réfraction du Cr:LiSAF et à sa dispersion chromatique faibles ($n=1,4$ et $\frac{dn}{d\lambda} \approx -0,01 \mu\text{m}^{-1}$).

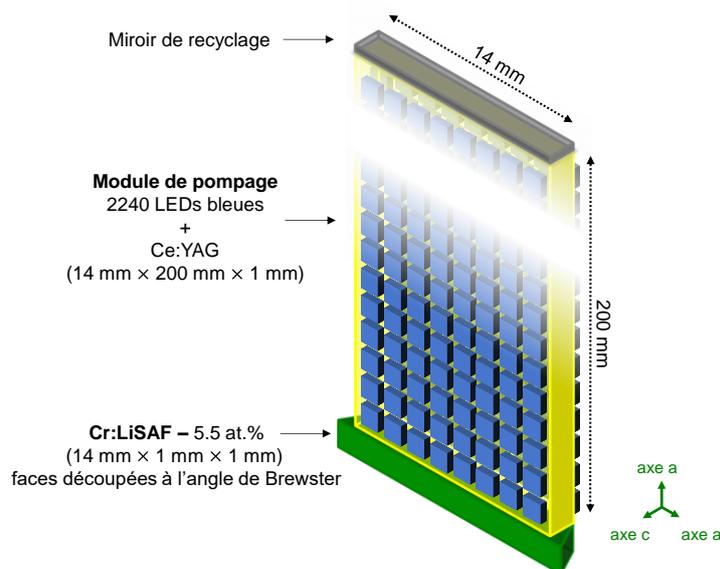


Figure III.3 : Montage expérimental du pompage d'un cristal de Cr:LiSAF par LED via un concentrateur de Ce:YAG.

Le dopage en ions Cr^{3+} du cristal de Cr:LiSAF utilisé est de 5,5%, qui correspond au dopage le plus élevé actuellement commercialisé. Il permet d'avoir un gain élevé tout en limitant les phénomènes physiques indésirables présentés dans le chapitre II qui deviennent prédominants à fort dopage, et causent la chute du gain. L'orientation cristalline est choisie pour maximiser l'émission des photons laser (émission des photons polarisés parallèlement à l'axe c), tout en gardant une absorption efficace des photons de la pompe (absorption répartie sur les axes a et c car la pompe n'est pas polarisée).

Pour maximiser l'absorption de la lumière de pompe dans le Cr:LiSAF, un miroir diélectrique de haute réflectivité est placé sur l'autre petite face de sortie inutilisée du concentrateur. Ce miroir permet de recycler la lumière qui serait sortie par le cône d'échappement correspondant à cette face. Cela permet ainsi d'augmenter la valeur de la puissance lumineuse qui sort par la face opposée où se trouve le cristal laser.

Afin de limiter les effets thermiques sur le Cr:LiSAF dans cette première démonstration expérimentale, le pompage est réalisé dans un régime impulsif à une cadence de 10 Hz. Le temps de l'allumage des LED est ajusté en optimisant le signal de fluorescence du Cr:LiSAF. Le signal de fluorescence lors du créneau de pompage est donné par:

$$1 - e^{-\frac{\Delta t_p}{\tau}} \quad (\text{III. 9})$$

où Δt_p est la durée de pompage et τ le temps de fluorescence.

Dans le cas idéal, la durée de pompage Δt_p doit se faire au moins pendant 3τ , ce qui correspond à 95% de stockage d'énergie maximal possible pour le cristal (donc autour de 200 μs pour le Cr:LiSAF qui a un temps de fluorescence de 67 μs à température ambiante). La figure III.4 montre le signal de fluorescence du Cr:LiSAF mesuré à l'aide d'une photodiode. Ce signal augmente jusqu'à une durée de pompage de 100 μs . Au-delà de cette valeur, le temps de fluorescence du Cr:LiSAF diminue et le signal de fluorescence sature vers une valeur limite (cf. courbe bleue de la figure III.4). En effet, le cristal de Cr:LiSAF commence à chauffer et le phénomène de « *quenching* » devient de plus en plus important. L'énergie supplémentaire apportée au cristal pour des créneaux de pompes supérieures à 100 μs est alors dissipée sous forme de chaleur (phonons dans la matrice de LiSAF) et le signal de fluorescence sature. Pour des créneaux de pompage encore plus longs, le phénomène de « *quenching* » en température devient délétère et peut même causer un effondrement du signal de fluorescence voire un endommagement permanent du cristal. Le temps d'allumage des LED, dans la suite, sera ainsi fixé à 100 μs pour l'ensemble des expériences. Dans ce cas, la température du cristal de Cr:LiSAF est estimée à 39°C (en se basant sur l'évolution de τ en fonction de la température (figure II.5)).

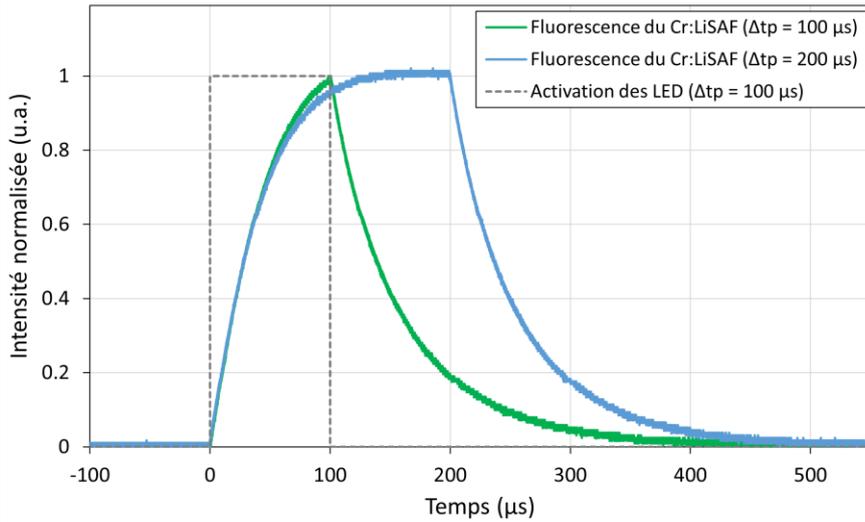


Figure III.4 : Signal de fluorescence du cristal de Cr:LiSAF pompé par LED à une cadence de 10 Hz, mesuré à l'aide d'une photodiode.

Les LED sont alimentées par un courant de 5A et une tension de 4V. Dans ce cas, chaque LED émet une puissance lumineuse de 3,45 W. La puissance lumineuse totale des 2240 LED est donc de 7,4 kW. Cela correspond à une énergie de 740 mJ sur la durée de pompage de 100 μs. En prenant en compte l'indice de la colle, une énergie de pompe de 103 mJ est délivrée au Cr:LiSAF, ce qui correspond à une efficacité de 14% pour le concentrateur luminescent de Ce:YAG.

L'évolution de l'éclairement de pompe le long de l'axe de pompage est montrée dans la figure III.5 (simulation par tracés de rayons à l'aide du logiciel « *LightTools* »). L'éclairement de pompe E_{p_0} sur la face de sortie du concentrateur est de 7,4 kW/cm², et décroît progressivement au cours de la propagation dans le cristal de Cr:LiSAF à cause de l'absorption de ce dernier. En prenant en compte l'aspect polychromatique de la source de pompage, l'évolution de l'éclairement de pompe au cours de la propagation dans le cristal peut être exprimée à partir du recouvrement entre le spectre d'émission du Ce:YAG et la section efficace d'absorption du Cr:LiSAF comme :

$$E_{p_l} = \int_{\lambda_{p1}}^{\lambda_{p2}} e^{n_t \cdot \sigma_{abs}(\lambda_p) \cdot l} \cdot \frac{dE_{p_0}}{d\lambda_p} \cdot d\lambda_p \quad (\text{III. 10})$$

avec E_{p_l} l'éclairement de pompe après une propagation de distance l dans le cristal, λ_p la longueur d'onde de la pompe, λ_{p1} et λ_{p2} les bornes du spectre d'émission du Ce:YAG, n_t la densité en ions Cr³⁺ pour un dopage de 5,5%, et $\sigma_{abs}(\lambda_p)$ la section efficace d'absorption du Cr:LiSAF à la longueur d'onde λ_p .

Il est important de noter que la section efficace d'absorption du Cr:LiSAF $\sigma_{abs}(\lambda_p)$ n'est pas la même suivant les deux axes a et c. L'éclairement de pompe étant réparti sur ces deux axes, l'équation (III.10) doit être appliquée séparément pour chacun des deux axes, en considérant la section efficace d'absorption correspondante à cet axe. Un autre point important est qu'une simple propagation de la lumière de pompe dans le cristal n'est pas suffisante pour décrire correctement l'absorption. En effet, les faces du Cr:LiSAF confinent une partie de la lumière de

pompe à l'intérieur du cristal par réflexions totales internes, ce qui augmente la distance de propagation des rayons lumineux de pompe dans le cristal, et ainsi l'absorption de ce dernier. L'évolution de l'éclairement de pompe dans le cristal a été donc simulée à l'aide du logiciel « *LightTools* », afin de prendre en compte tous les points précédents (figure III.5). En supposant que la lumière de pompe est répartie également sur les axes *a* et *c*, la partie absorbée par le Cr:LiSAF est estimée à 57,5%, ce qui correspond à une énergie de 59 mJ.

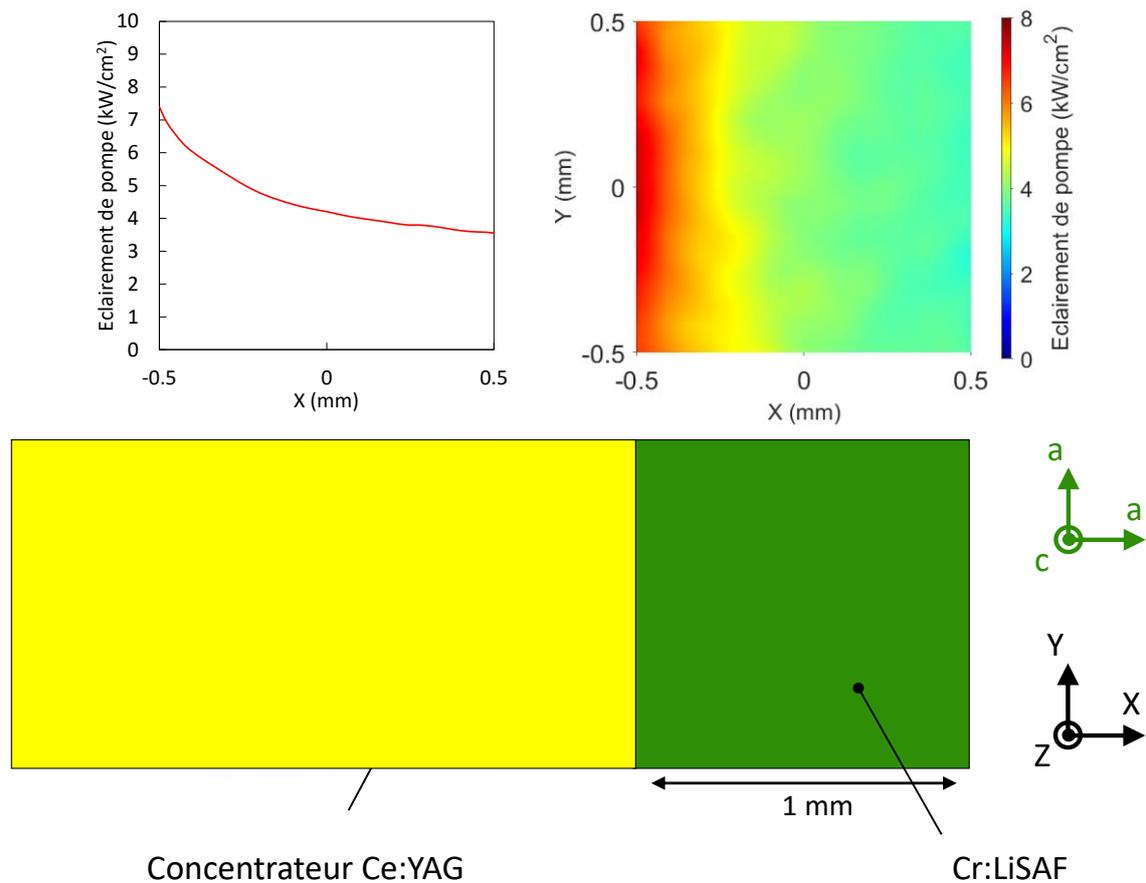


Figure III.5 : Evolution de l'éclairement de pompage le long de l'axe de pompage transverse du Cr:LiSAF. A gauche : éclairement moyenné sur l'épaisseur de 1 mm suivant l'axe *Y*. A droite : carte de l'éclairement tracée à l'aide du logiciel « *LightTools* ».

2.2 Cavité

La construction de la cavité autour du Cr:LiSAF doit prendre en compte deux points importants. Tout d'abord, la cellule de Pockels doit être traversée par un faisceau peu divergent pour un contrôle correct de la polarisation. Ensuite, la taille du faisceau au niveau du Cr:LiSAF est limitée par la section relativement petite du cristal ($1 \times 1 \text{ mm}^2$), imposant une taille de l'ordre de $250 \text{ }\mu\text{m}$ pour éviter les pertes par diffraction. Ainsi, il faut construire une cavité avec un bras où le faisceau est focalisé dans le cristal, et un bras collimaté dans lequel la cellule de Pockels sera

positionnée. Une telle cavité, dont le schéma est représenté sur la figure III.6.a, est mise au point à l'aide de trois miroirs.

Deux miroirs concaves de haute réflectivité (M1, $RoC=0,5$ m et M2, $RoC=1$ m) sont placés de part et d'autre du Cr:LiSAF, à une distance égale à la moitié de leur rayon de courbure. Dans cette configuration, le *waist* entre ces deux miroirs est de $260 \mu\text{m}$ et se trouve au niveau du cristal de Cr:LiSAF (figure III.6.b). Cette valeur permet d'extraire le maximum de l'énergie stockée dans le cristal, en limitant les pertes par diffraction sur la face laser ($1 \times 1 \text{ mm}^2$). La cavité est construite dans le plan perpendiculaire au plan de pompage du Cr:LiSAF. La polarisation horizontale du faisceau dans la cavité (adaptée à l'utilisation des faces taillées à l'angle de Brewster) est ainsi parallèle à l'axe c lors de la propagation dans le cristal, permettant d'extraire le maximum de l'énergie stockée.

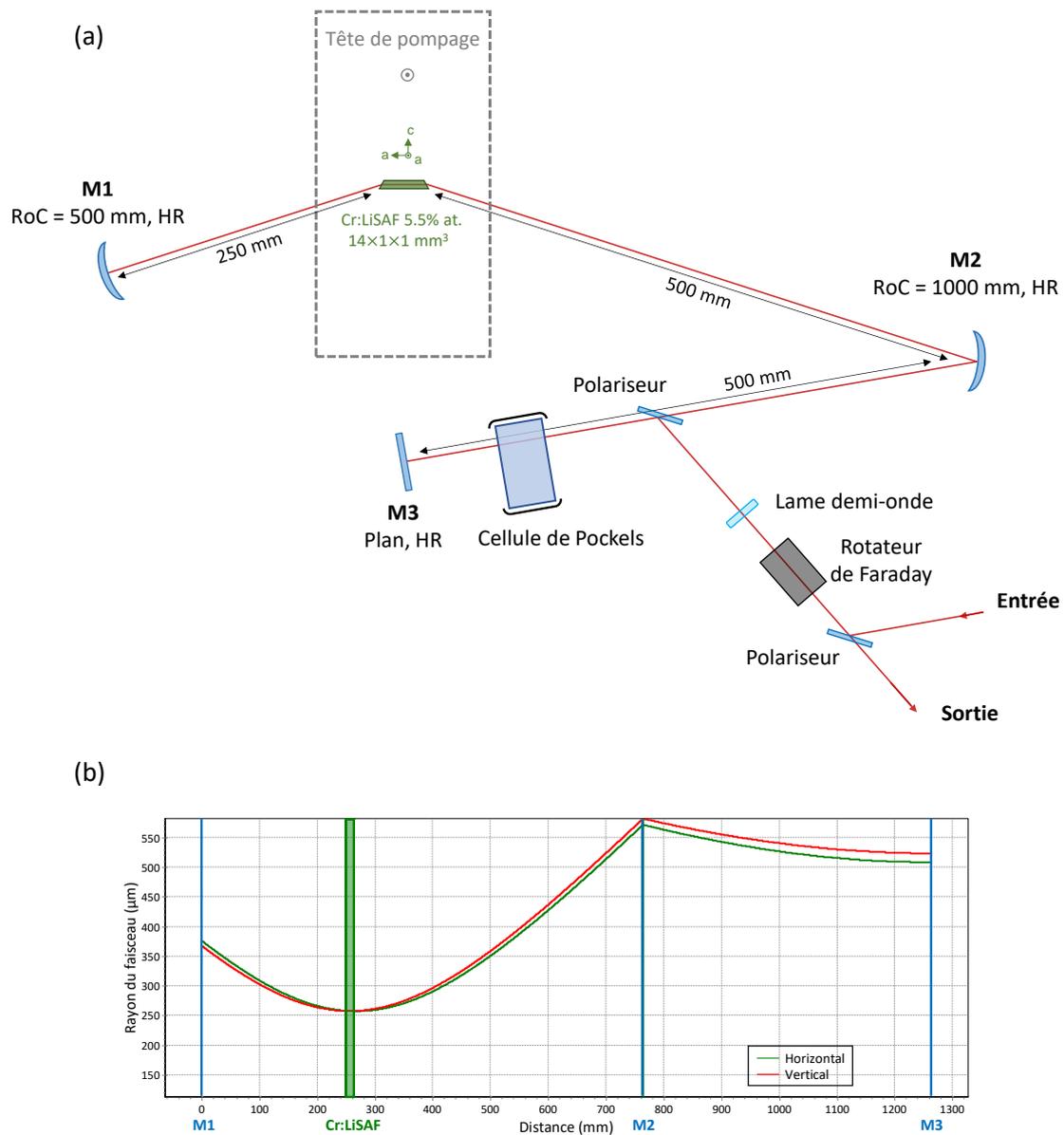


Figure III.6 : (a) Montage expérimental de la cavité de l'amplificateur régénératif Cr:LiSAF pompé par LED. (b) Evolution du rayon du mode laser de la cavité (simulée sous le logiciel « ReZonator »).

Un autre bras de la cavité, où le faisceau laser est collimaté, est réalisé en plaçant un miroir plan de haute réflectivité M3 à une distance de 500 mm du miroir M2. L'angle d'incidence sur le miroir M2 est faible ($\sim 10^\circ$), pour limiter l'astigmatisme du faisceau dans la cavité. Dans cette configuration, le *waist* dans cette partie de la cavité est d'environ 500 μm et se trouve au niveau du miroir M3 (figure III.6.b). Une cellule de Pockels en KD*P (QX-1020, Gooch & Housego, temps de montée < 3 ns) et un polariseur *TFP* (transmission de 98 % pour la polarisation horizontale et réflexion de 80 % pour la polarisation verticale) sont insérés dans ce bras. La taille de la cavité est de 1,27 m ce qui correspond à un aller-retour de 8,5 ns.

Afin de pouvoir injecter et éjecter des impulsions dans la cavité de l'amplificateur, il faut séparer l'entrée et la sortie pour éviter le retour du faisceau sur lui-même. Cela est réalisé à l'aide d'un isolateur optique. Cet isolateur est composé d'un rotateur de Faraday, d'une lame demi-onde et d'un polariseur *TFP* identique à celui placé dans la cavité. Le rotateur de Faraday est un élément agissant sur la polarisation. Il est basé sur un cristal soumis à un champ magnétique constant et sensible à l'effet Faraday (d'où son nom). Il permet ainsi de tourner la polarisation et possède un certain pouvoir rotatoire. La propriété intéressante du rotateur de Faraday est que le sens de rotation de la polarisation dépend du sens du champ magnétique appliqué et non du sens de parcours du faisceau dans le rotateur, contrairement aux lames à retard. Dans notre cas, un rotateur de Faraday basé sur un cristal de TGG (Terbium Gallium Garnet) est utilisé. Il est réglé de façon à tourner de 45° la polarisation du faisceau le traversant. Pour l'injection, l'impulsion est envoyée avec une polarisation verticale sur le polariseur. Elle est ainsi réfléchiée et traverse le rotateur de Faraday qui tourne sa polarisation de 45° . L'impulsion traverse ensuite une lame demi-onde orientée à $22,5^\circ$, qui rétablit la polarisation verticale en réalisant une rotation de 45° dans le sens inverse. Cela permet à l'impulsion de rentrer dans l'amplificateur par réflexion sur le deuxième polariseur placé dans la cavité. Pour l'éjection, l'impulsion sortante (polarisée verticale) voit sa polarisation tournée de 45° lorsqu'elle traverse la lame demi-onde. Le passage dans le rotateur de Faraday rajoute une rotation de 45° supplémentaire et donne une polarisation horizontale. Par conséquent, l'impulsion est transmise à travers le polariseur vers la sortie de l'amplificateur.

2.3 Caractérisation du système non injecté

Dans un premier temps, il est important de caractériser le système développé avant d'y injecter les impulsions à amplifier. Le système opère alors en régime sans contrainte et informe notamment sur l'énergie accessible, le profil spectral et le profil spatial. Une façon pour réaliser cette caractérisation est de faire fonctionner le système sans y injecter des impulsions, dans un régime appelé « *cavity-dumping* » [Vuylsteke 63]. Pendant la durée de 100 μs du pompage du Cr:LiSAF, aucune tension n'est appliquée à la cellule de Pockels : c'est la phase de stockage d'énergie dans le cristal. A la fin du cycle de pompage, quand l'énergie stockée dans le cristal est maximale, l'effet laser est autorisé en appliquant une tension à la cellule de Pockels. L'énergie laser commence à augmenter à l'intérieur de la cavité partant de l'émission spontanée du Cr:LiSAF dans l'angle de divergence du mode laser, et atteint son maximum après un temps de 480 ns (figure III.7.a). A ce moment, la tension aux bornes de la cellule de Pockels est coupée, ce qui permet de vidanger la cavité en un seul aller-retour et par le polariseur (figure III.7.b).

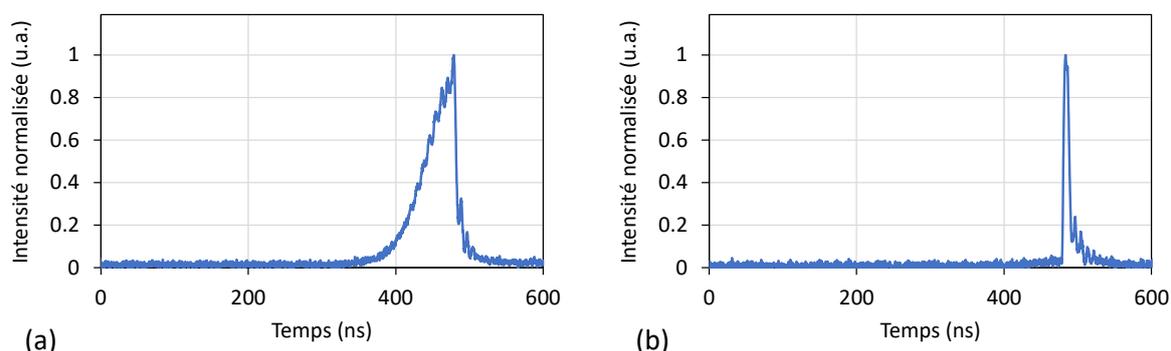


Figure III.7 : (a) Evolution de l'énergie laser à l'intérieur de la cavité du système non-injecté, visualisée à l'aide d'une photodiode rapide. (b) Ejection de l'impulsion laser par le polariseur. (La cellule de Pockels est activée à $t = 0$ ns puis désactivée à 480 ns).

Les impulsions mesurées en sortie ont une énergie de 1,1 mJ pour une durée de 8,8 ns et une cadence de 10 Hz fixée par le module de pompage. Le spectre des impulsions en sortie est centré autour de 840 nm avec une largeur à mi-hauteur de 23 nm (figure III.8). Le profil spatial de l'impulsion, mesuré à l'aide d'une caméra CCD et présenté sur la figure III.8, est proche du mode fondamental TEM_{00} . La qualité de faisceau correspond à un facteur M^2 de 1,10 dans l'axe horizontal et de 1,13 dans l'axe vertical.

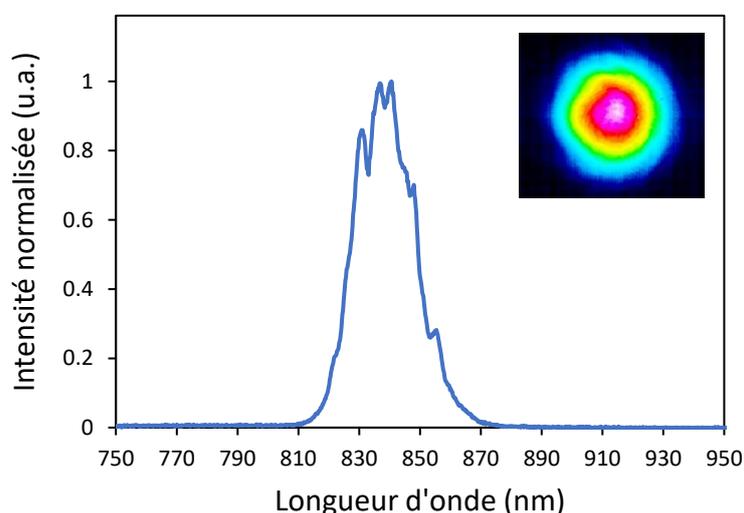


Figure III.8 : Spectre et profil spatial des impulsions en sortie du système non-injecté.

Les performances du système non injecté en régime de « *cavity-dumping* » sont d'ores et déjà intéressantes en elles-mêmes. Ainsi elles ont permis de développer un système laser accordable dans l'UV en passant par deux étages de conversion de fréquence, utile pour les applications LiDAR ainsi que pour la détection d'agents NRBC (nucléaires, radiologiques, biologiques,

chimiques). Les résultats ont fait l'objet d'une publication dans le journal *Optics Express* [Pichon 19b].

L'amplificateur laser Cr:LiSAF pompé par LED étant caractérisé en régime non injecté, il est maintenant prêt à être utilisé pour amplifier des impulsions femtosecondes.

3 Implémentation de l'amplificateur dans une chaîne femtoseconde

Dans cette partie, nous décrivons l'implémentation de l'amplificateur régénératif Cr:LiSAF pompé par LED dans une chaîne femtoseconde complète, en utilisant la technique d'amplification à dérive de fréquence. La description du montage expérimental sera présentée ainsi que les résultats obtenus.

3.1 Principe de l'amplification à dérive de fréquence

Une caractéristique importante d'une impulsion lumineuse délivrée par une chaîne laser est sa puissance crête P_c définie comme le rapport entre son énergie E et sa durée Δt :

$$P_c = \frac{E}{\Delta t} \quad (\text{III. 11})$$

L'utilisation de puissances crêtes élevées favorise au cours de l'amplification des phénomènes non linéaires qui peuvent dégrader la qualité temporelle ou spatiale du faisceau voire endommager les optiques et le milieu amplificateur. Pour résoudre ce problème, la technique de l'amplification à dérive de fréquence (ou CPA pour « *Chirped pulse amplification* ») est utilisée. Cette technique a été introduite par Cook en 1960 afin d'augmenter la puissance disponible pour les radars [Cook 60], avant d'être appliquée aux lasers par G. Mourou et D. Strickland en 1985 [Strickland 85]. G. Mourou et D. Strickland ont d'ailleurs reçu le prix Nobel de Physique en 2018 pour ces travaux. Le principe de l'amplification à dérive de fréquence est illustré en figure III.9. Il consiste dans un premier temps à étirer temporellement l'impulsion en sortie de l'oscillateur (typiquement d'un facteur $10^4 - 10^5$) en induisant un retard entre les différentes composantes spectrales de l'impulsion grâce à une ligne de dispersion positive. Après l'étirement temporel, l'impulsion est amplifiée dans un milieu amplificateur ayant une large bande spectrale d'émission. L'allongement temporel de l'impulsion femtoseconde permet d'éviter l'apparition de phénomènes non-linéaires et l'endommagement du milieu à gain. L'impulsion amplifiée est finalement recomprimée en traversant un compresseur d'impulsions afin de retrouver une durée proche sa durée initiale [Druon 19].

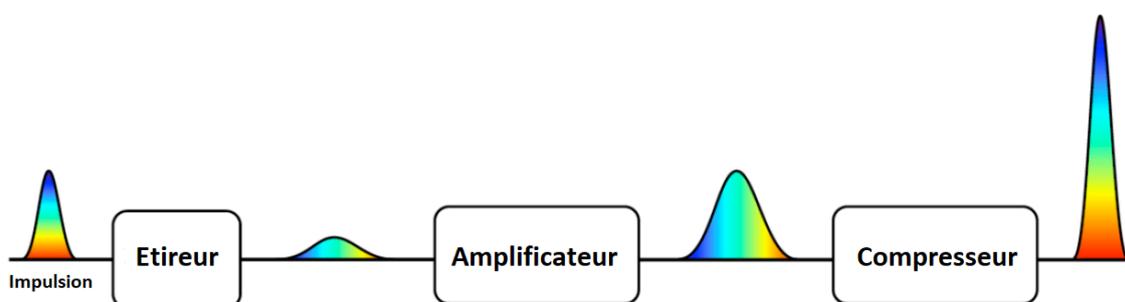


Figure III.9: Schéma du principe de l'amplification à dérive de fréquence (CPA).

3.2 Etirement des impulsions

L'injection de l'amplificateur régénératif Cr:LiSAF pompé par LED que nous avons présenté précédemment est réalisée à l'aide d'un oscillateur femtoseconde Ti:saphir (Mai Tai / Spectra-Physics). Cet oscillateur de puissance moyenne 2W est accordable dans l'infrarouge proche entre 700 nm et 1100 nm et fonctionne à une cadence de 80 MHz. Par la suite, la longueur d'onde d'émission de ce laser est fixée à 835 nm, au centre du spectre d'émission du Cr:LiSAF (figure III.8). Les impulsions produites par l'oscillateur ont une largeur spectrale à mi-hauteur de 10 nm, et une durée de 90 fs avec un profil temporel de forme sech^2 , ce qui est classique pour un oscillateur femtoseconde en régime à verrouillage de modes en phase produisant des solitons optiques. Tout d'abord, ces impulsions sont envoyées dans un étireur de type Offner (figure III.10) [Cheriaux 96]. Ce type d'étireur a été choisi car il introduit un minimum d'aberrations chromatiques et sphériques et permet d'éviter une distorsion non compensable de la phase spectrale de l'impulsion. Il est composé d'un réseau de diffraction (1400 traits/mm, or) et de miroirs convexe et concave (argent, R= 96% à 835 nm).

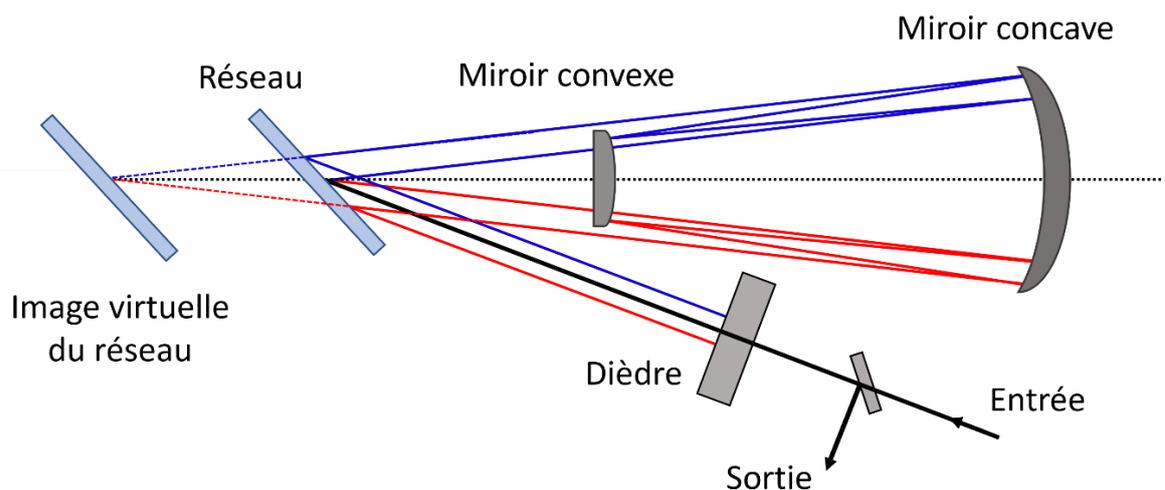


Figure III.10 : Schéma du principe d'un étireur d'impulsions de type Offner.

L'impulsion incidente est diffractée par le réseau. L'impulsion passe ensuite dans le système d'imagerie formé par les deux miroirs concave et convexe, qui crée une image virtuelle du réseau en arrière-plan. Ensuite, le faisceau est réfracté à nouveau par le réseau et envoyé vers un dièdre (miroirs d'argent, R=96%) qui le translate parallèlement au plan de diffraction et lui permet d'effectuer un second passage dans le système. Après ce second passage, le faisceau ressort de l'étireur parallèlement au faisceau d'entrée mais translaté en hauteur. La dispersion de vitesse de groupe accumulée lors de la propagation de l'impulsion dans l'étireur est positive, ce qui signifie que les grandes longueurs d'onde parcourent dans l'étireur un chemin optique plus court que les basses longueurs d'onde. Ainsi, l'impulsion en sortie de l'étireur est étirée temporellement. Le facteur d'étirement dépend de l'écartement entre le réseau objet et le réseau image, l'angle d'incidence de l'impulsion sur le réseau, ainsi que des caractéristiques du réseau utilisé (nombre de traits par mm). Pour un angle d'incidence de $41,5^\circ$ et une distance de 31,3 cm entre le réseau

et son image, la durée d'impulsion en sortie de l'étireur est de 120 ps environ, ce qui correspond à un facteur d'étirement autour de 12 ps/nm. Les impulsions étirées ont une énergie de 1,25 nJ. La figure III.11 montre le montage expérimental de l'étireur d'impulsions réalisé.

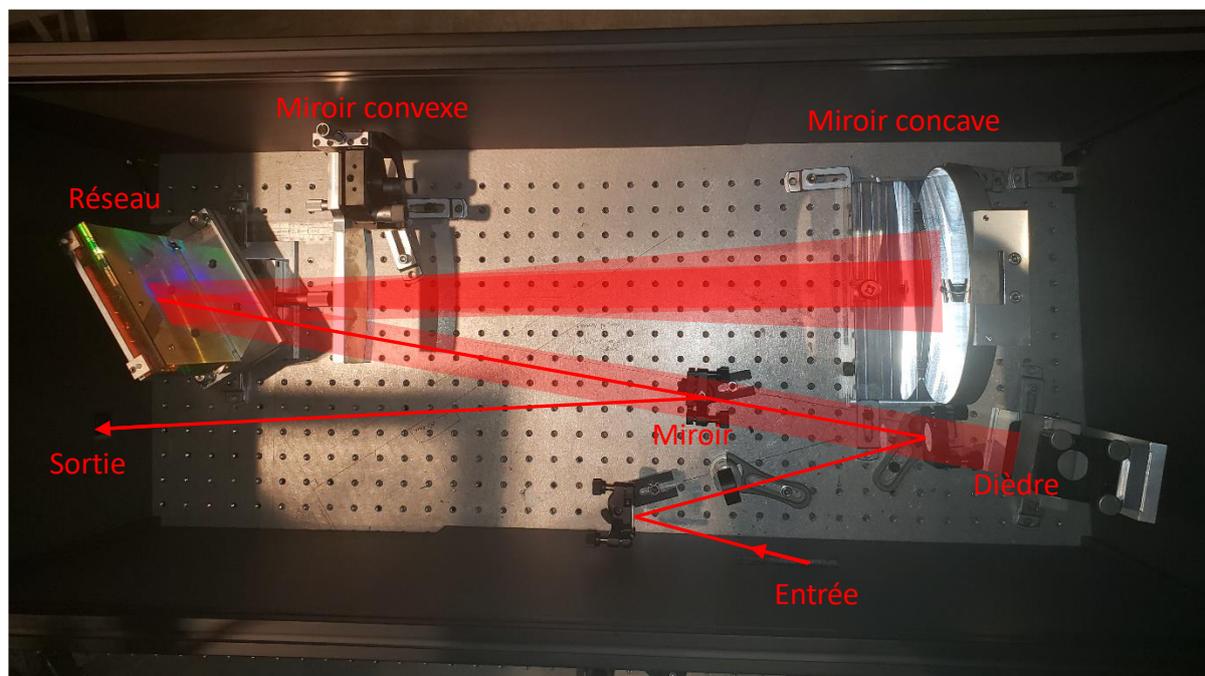


Figure III.11 : Photo du montage expérimental de l'étireur d'impulsions de type Offner.

3.3 Amplification régénérative

Les impulsions étirées sont envoyées vers l'amplificateur régénératif Cr:LiSAF pompé par LED. Elles passent d'abord dans un système afocal pour la mise en forme du faisceau et pour un bon couplage du faisceau injecté avec le mode laser de la cavité de l'amplificateur (figure III.12). Ce système afocal est composé de deux lentilles convergentes F1 et F2 de distances focales respectives 750 mm et 400 mm. En sortie de l'étireur, le rayon du faisceau est de 1800 μm environ. Les distances focales des lentilles ont été bien choisies pour que le *waist* du faisceau en sortie soit de la bonne taille et au bon endroit. Ainsi, la valeur du *waist* du faisceau est fixée à 500 μm au niveau du miroir M3 de la cavité de l'amplificateur. Dans ce cas, le faisceau injecté est bien couplé avec le mode laser dans toute position dans la cavité, y compris le cristal Cr:LiSAF, où la taille du *waist* est de 260 μm . Ensuite, la distance entre les deux lentilles a été finement réglée pour minimiser les pertes par diffraction dans le cristal, en maximisant la transmission du système après un aller-retour. Ainsi, un bon couplage du faisceau injecté avec le mode de la cavité est obtenu, qui permet une extraction optimale de l'énergie tout en minimisant les pertes par diffraction.

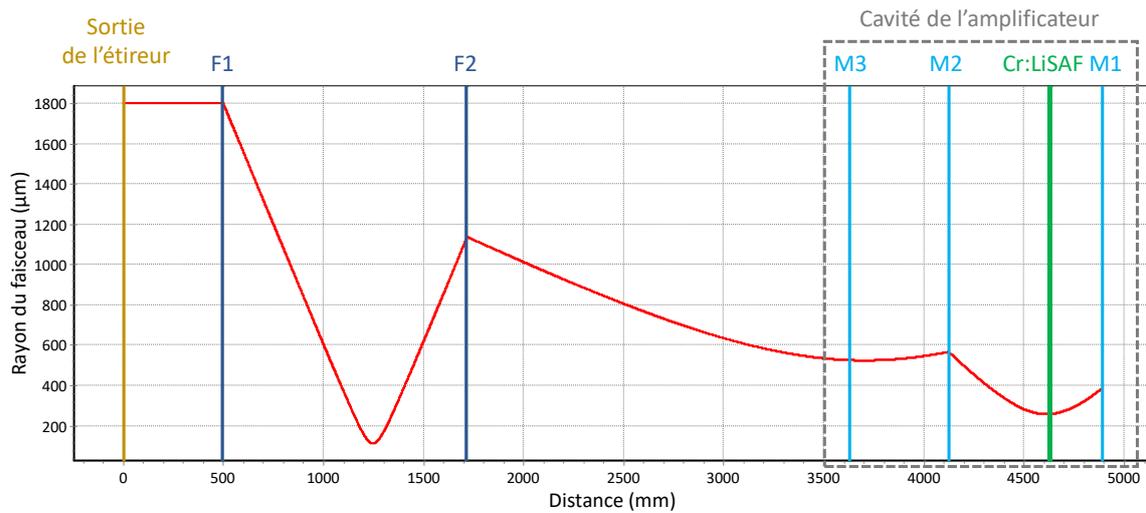


Figure III.12 : Mise en forme du faisceau injecté à l'aide d'un système afocal composé de deux lentilles convergentes F1 et F2.

Le processus de l'amplification se fait à une cadence de 10 Hz fixée par le module de pompage par LED et ressemble au cas du système non injecté. Tout d'abord, une phase de stockage d'énergie dans le cristal a lieu. Elle dure 100 μs . Durant celle-ci aucune tension n'est appliquée aux bornes de la cellule de Pockels. A la fin du cycle de pompage, quand l'énergie stockée dans le cristal laser est maximale, une tension est appliquée à la cellule de Pockels, ce qui permet de piéger une impulsion à l'intérieur de la cavité. L'impulsion réalise des allers-retours dans la cavité en passant par le cristal de Cr:LiSAF. L'énergie de l'impulsion commence ainsi à augmenter. L'évolution de l'énergie de l'impulsion dans la cavité est observée à l'aide d'une photodiode placée derrière le miroir M1 (figure III.13.a). Après 34 allers-retours dans la cavité, correspondant à un temps de création de 290 ns, l'impulsion atteint son maximum d'énergie. La tension aux bornes de la cellule de Pockels est alors coupée et l'impulsion amplifiée est éjectée de la cavité par le polariseur (figure III.13.b).

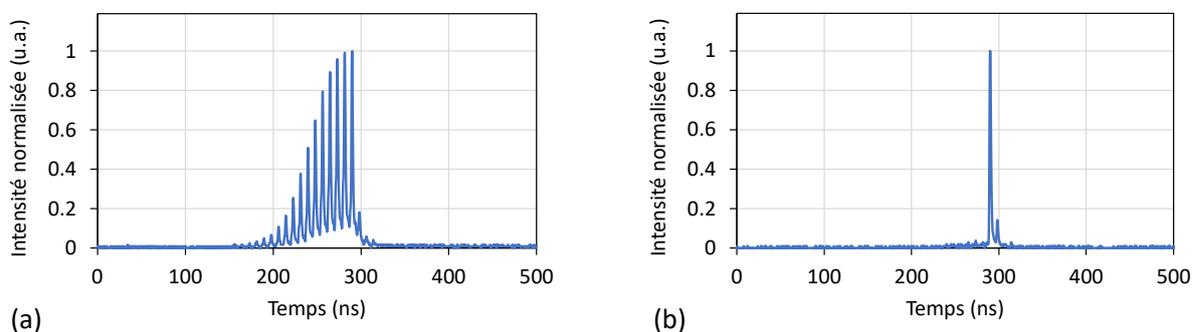


Figure III.13 : (a) Evolution de l'énergie d'impulsion à l'intérieur de la cavité. (b) Ejection de l'impulsion à l'extérieur de la cavité par le polariseur. (La cellule de Pockels est activée à $t = 0$ ns puis désactivée à 290 ns).

En sortie de l'amplificateur, une énergie d'impulsion de 1 mJ est obtenue à une cadence de 10 Hz. On remarque la présence d'un petit pic à côté de l'impulsion sur la figure III.13.b. Ce pic est attribué à la transmission résiduelle d'environ 20% du polariseur pour une polarisation verticale. Ainsi, l'énergie intra-cavité atteint un maximum de 1,25 mJ avant l'éjection. Pour une énergie injectée de 1,25 nJ, le gain total de l'amplification régénérative est d'environ 10^6 . Les pertes de la cavité sont estimées à 8% par passage dans le Cr:LiSAF et donc autour de 16% pour un aller-retour dans la cavité de l'amplificateur. Cette estimation prend en compte la transmission de la cellule de Pockels (97%), la transmission du polariseur (98%) et les pertes passives dans le cristal de Cr:LiSAF (3% par passage).

Le gain simple passage G_0 peut être calculé en se basant sur le modèle de Frantz-Nodvik (équations III.6, III.7 et III.8). La figure III.14 montre une comparaison entre le signal expérimental de l'amplification de l'impulsion mesuré à l'aide d'une photodiode et la courbe théorique selon le modèle de Frantz-Nodvik. En se basant sur l'énergie d'impulsion et le temps de création obtenus expérimentalement, le gain simple passage G_0 est estimé à 1,345, ce qui correspond à un gain G_0^2 de 1,81 par aller-retour dans l'amplificateur.

La figure III.14 montre un écart entre l'énergie maximale de l'impulsion intra-cavité prévue par le modèle théorique (1,9 mJ) et celle mesurée expérimentalement (1,25 mJ), pour un faisceau de rayon $\omega_0 = 260 \mu\text{m}$. En effet, l'énergie obtenue expérimentalement correspond à un rayon de faisceau d'environ $215 \mu\text{m}$ dans le Cr:LiSAF (figure III.14). Cet écart est attribué au recouvrement imparfait entre le faisceau injecté et le mode de la cavité, lié aux ajustements expérimentaux du système afocal en entrée de l'amplificateur. En effet, la distance entre les deux lentilles F1 et F2 a été finement ajustée pour optimiser la propagation du faisceau injecté à l'intérieur de la cavité de l'amplificateur et minimiser les pertes par diffraction dans le cristal de Cr:LiSAF. Ceci a été réalisé en mesurant la transmission de la cavité et en regardant la forme du faisceau après un aller-retour. La valeur réelle du rayon du faisceau dans le cristal est donc estimée à $215 \mu\text{m}$ au lieu de $260 \mu\text{m}$. Pour cette taille de faisceau, la fluence maximale dans le cristal de Cr:LiSAF est de $0,86 \text{ J/cm}^2$, et la puissance crête est de $10,4 \text{ MW}$, ce qui est bien en-dessous du seuil de dommage du cristal (8 J/cm^2 pour une durée d'impulsion de 50 ps [Richardson 93]).

L'énergie stockée accessible dans le Cr:LiSAF est donnée par :

$$E_{sto} = \frac{h \cdot c}{\lambda} \cdot \Delta n_0 \cdot d \cdot S \quad (\text{III. 12})$$

avec Δn_0 l'inversion de population initiale, d la longueur du cristal et S la section du faisceau laser dans le cristal.

L'inversion de population initiale peut s'exprimer en fonction de la section efficace d'émission du Cr:LiSAF σ_e , sa longueur d et le gain G_0 comme :

$$\Delta n_0 = \frac{1}{\sigma_e \cdot d} \ln(G_0) \quad (\text{III. 13})$$

Ainsi, pour un gain G_0 de 1,345 et un rayon du faisceau de $215 \mu\text{m}$, l'énergie stockée accessible dans le Cr:LiSAF est de 3,2 mJ. L'énergie d'impulsion de 1 mJ obtenue en sortie de l'amplificateur correspond donc à une efficacité d'extraction de 31%, essentiellement liée aux pertes de la cavité.

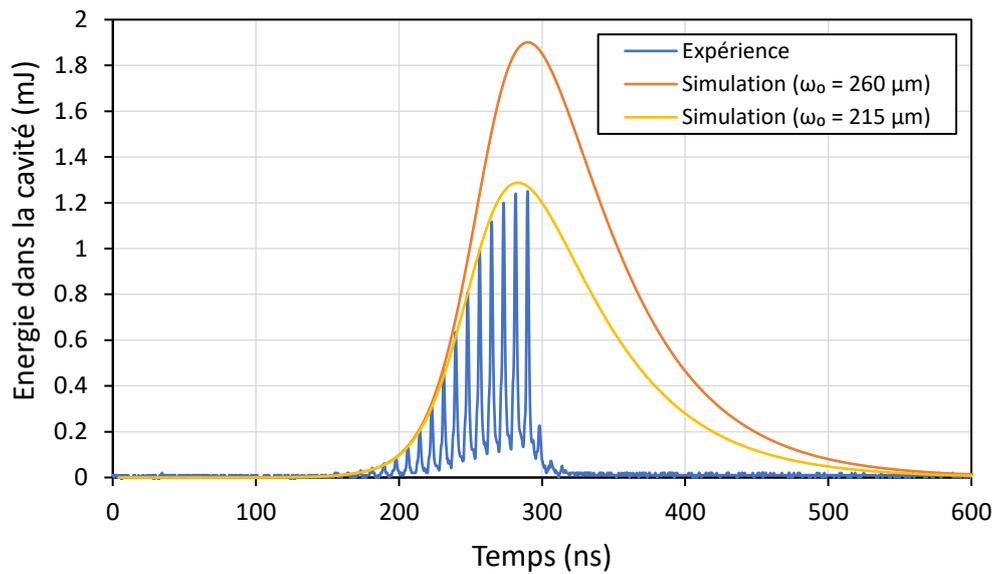


Figure III.14 : Comparaison du signal expérimental de l'amplification de l'impulsion avec le modèle théorique de Frantz-Nodvik.

Le spectre des impulsions amplifiées est montré dans la figure III.15. Il est centré à 835 nm avec une largeur spectrale de 10 nm, sans aucune déformation ni rétrécissement après l'amplification, ce qui est en accord avec la large bande de gain du Cr:LiSAF. Le profil spatial du faisceau est également montré dans la figure III.15. Il correspond au mode fondamental gaussien TEM_{00} . Le facteur M^2 du faisceau est mesuré à l'aide d'une caméra CCD et vaut 1,26 dans le plan vertical et 1,21 dans le plan horizontal.

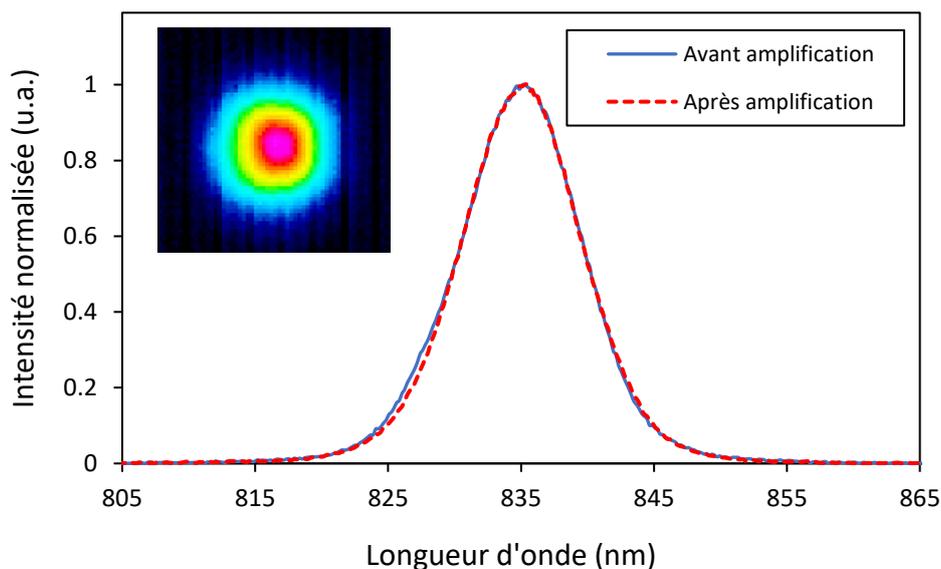


Figure III.15 : Spectre des impulsions issues de l'oscillateur ainsi que le spectre et le profil spatial des impulsions en sortie de l'amplificateur.

Une mesure de stabilité de pointé a été réalisée en sortie de l'amplificateur. Pour cela, l'étireur et l'amplificateur ont été couverts par des boîtiers en carton noirs et le système de ventilation de la salle a été éteint pendant la mesure afin de limiter les turbulences. Cette mesure est réalisée en regardant le faisceau à l'aide d'une caméra CCD au point focal d'une lentille de distance focale de 1 m placée en sortie de l'amplificateur. Cette mesure s'effectuant au point focal de la lentille, il est nécessaire d'atténuer l'énergie. Pour éviter tout effet thermique dans des densités absorbantes, l'atténuation de l'énergie des impulsions est réalisée par des réflexions de Fresnel sur deux lames de verres qui ne réfléchissent que 4% de l'énergie chacune. La mesure de stabilité de pointé est effectuée sur 1000 tirs. La variation de la position du centroïde du faisceau tir à tir en mètres, permet de déduire la variation angulaire du faisceau tir à tir en radians. L'avantage d'une lentille de distance focale de 1 m est que la variation de la position du centroïde du faisceau en μm correspond directement à la variation angulaire du faisceau en μrad . La figure III.16 montre la carte de la mesure de stabilité de pointé du faisceau sur 1000 tirs.

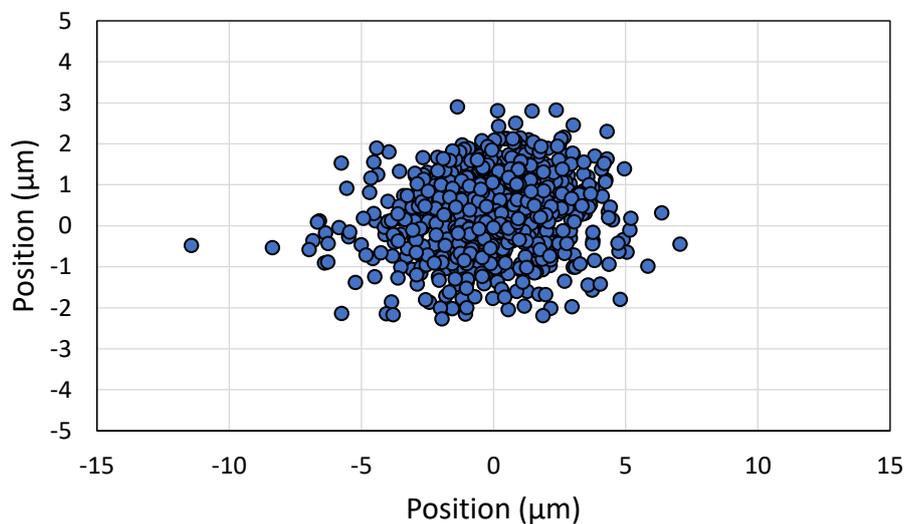


Figure III.16 : Carte de la mesure de stabilité de pointé du faisceau en sortie de l'amplificateur sur 1000 tirs.

La déviation maximale du centroïde du faisceau tir à tir est de $11,4 \mu\text{m}$. La déviation est de $1,9 \mu\text{m}$ en moyenne sur 1000 tirs, et de $2,26 \mu\text{m}$ en moyenne quadratique (ou *RMS* pour « *Root Mean Square* »). Ainsi, la déviation angulaire du faisceau est de $1,9 \mu\text{rad}$ en moyenne sur 1000 tirs, et de $2,26 \mu\text{rad}$ *RMS*. Cette bonne stabilité de pointé du faisceau montre l'avantage du pompage transverse, qui grâce à son homogénéité, permet d'éviter les fluctuations du faisceau dans la zone de gain du milieu amplificateur. Malgré un montage mécanique de laboratoire non optimisé, cette stabilité est du même ordre de grandeur que celle des amplificateurs régénératifs commerciaux à base de Ti:saphir pompés par des laser Nd:YAG doublés en fréquences (comme « *Astrella* » par Coherent et « *ARCO* » par Amplitude), qui présentent une stabilité de pointé inférieure à $10 \mu\text{rad}$ *RMS*.

La stabilité tir à tir en puissance de l'amplificateur régénératif pompé par LED a été également mesurée et vaut 10,9% sur 1000 tirs ou 1,53% en moyenne quadratique *RMS*. Il est

important de noter que cette valeur est limitée par la stabilité de l'oscillateur femtoseconde Ti:saphir. En effet, l'oscillateur présente des problèmes d'instabilité à cause de la chute en performance des diodes de pompe. Ainsi, la variation de la puissance des impulsions délivrées est de 17,8% ou 2,17 % *RMS*. Cette variation de puissance du faisceau injecté limite la stabilité du système après l'amplification. Le module de pompage par LED est très stable, avec une variation en puissance inférieure à 2,53% ou 0,33% *RMS*. La stabilité tir à tir en puissance du système pompé par LED en régime non injectée vaut 5,6% ou 0,72% *RMS*, qui est une valeur raisonnable pour un système monté sur un marbre en laboratoire. Ainsi, la stabilité de l'amplificateur régénératif Cr:LiSAF pompé par LED injecté est limitée principalement pour la stabilité de l'oscillateur.

Finalement, la figure III.17 montre le montage expérimental de l'amplificateur régénératif Cr:LiSAF pompé par LED.

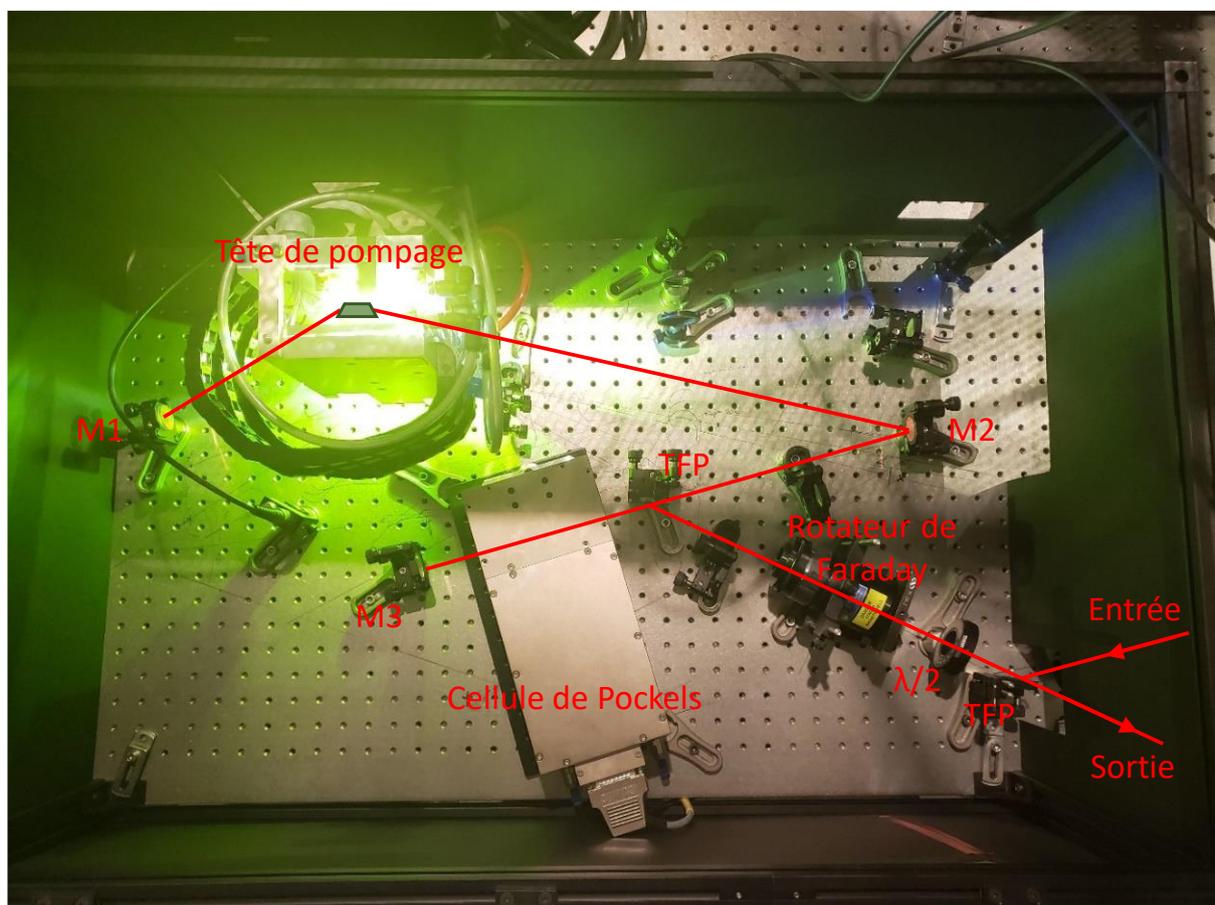


Figure III.17 : Photo du montage expérimental de l'amplificateur régénératif Cr:LiSAF pompé par LED.

3.4 Compression

Le faisceau amplifié est collimaté à l'aide d'une lentille ($f = 2000$ mm) puis envoyé dans un compresseur composé de deux réseaux de diffraction de 1480 traits/mm et d'un dièdre (miroirs

argent, $R= 96\%$). Il est important de noter que ce compresseur a été conçu pour la compression d'impulsions en sortie d'un amplificateur régénératif Ti:saphir à une longueur d'onde de 800 nm. Cela explique le désaccord au niveau du nombre de traits/mm avec le réseau utilisé dans l'étireur (1400 traits/mm). En effet, ce désaccord facilite la compensation de la dispersion accumulée pendant l'amplification dans un cristal de Ti:saphir à 800 nm, ce qui n'est pas nécessairement vrai dans le cas du Cr:LiSAF à 835 nm car la dispersion chromatique dans ce fluorure est moindre que dans l'oxyde qu'est le saphir.

Les deux réseaux de diffractions sont utilisés dans une configuration « double-passages » (figure III.18). Le premier réseau diffracte les composantes spectrales de l'impulsion amplifiée incidente suivant la relation de dispersion :

$$\sin(\alpha) + \sin(\beta) = m\lambda N \quad (\text{III. 14})$$

avec α l'angle d'incidence, β l'angle réfracté, λ la longueur d'onde, m l'ordre de diffraction ($m = 1$ dans notre cas) et N le nombre de traits du réseau par mm.

Le deuxième réseau est placé parallèlement à une distance D du premier réseau. Le faisceau émergent est réfléchi sur un dièdre, et réalise ainsi un second passage dans le compresseur avant de sortir parallèlement au faisceau d'entrée, décalé en hauteur. Lors de la propagation dans le compresseur, les grandes longueurs d'ondes du spectre de l'impulsion font un trajet optique plus long que les basses longueurs d'ondes. La dispersion de vitesse de groupe accumulée est donc négative.

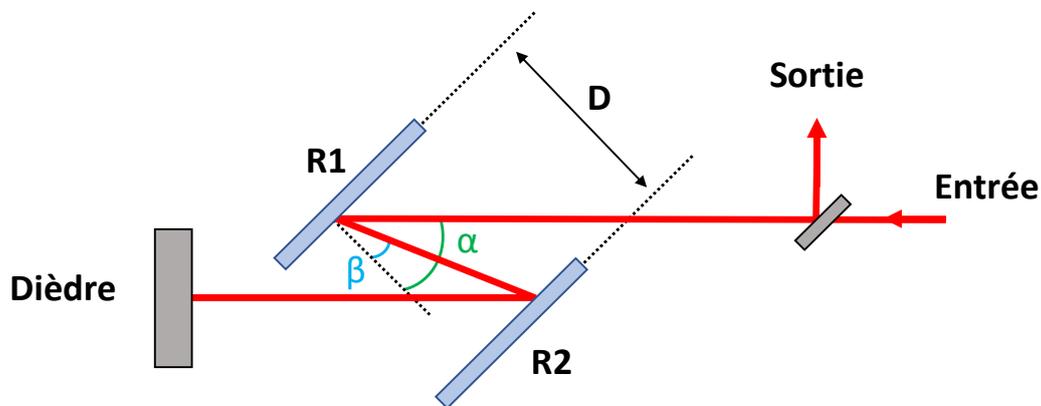


Figure III.18: Schéma du principe du compresseur d'impulsions à réseaux en double passages.

Le compresseur est réglé de façon à compenser la dispersion du deuxième ordre (ϕ^2) et du troisième ordre (ϕ^3) accumulées par l'étireur et l'amplificateur régénératif. Afin de calculer la distance D et l'angle α du compresseur, il est nécessaire de faire l'inventaire des dispersions de deuxième et troisième ordres introduites par les différents éléments de la chaîne avant la compression à 835 nm (tableau III.1).

Element optique	Matériau	GVD (fs ² /mm)	TOD (fs ³ /mm)	Longueur (mm)	Nombre de passages	ϕ^2 accumulée (fs ²)	ϕ^3 accumulée (fs ³)
Étireur	-	-	-	-	-	3,88 x 10 ⁶	-9,27 x 10 ⁶
Milieu à gain	Cr:LiSAF	22,7	22,5	14	68	2,16 x 10 ⁴	2,14 x 10 ⁴
Cellule de Pockels	KD*P	22,33	53,32	45,5	68	6,91 x 10 ⁴	16,50 x 10 ⁴
Polariseur	Silice	33,39	28,82	3,2	68	7,27 x 10 ³	6,27 x 10 ³
Rotateur de Faraday	TGG	174,67	88,75	36	2	12,58 x 10 ³	6,39 x 10 ³
Total						3,99 x 10⁶	-9,07 x 10⁶

Tableau III.1: Dispersions du deuxième et troisième ordres des différents éléments de la chaîne à 835 nm. (GVD : Group Velocity Dispersion, TOD : Third Order Dispersion)

La phase spectrale $\phi(\omega)$ introduite par le compresseur peut s'écrire :

$$\phi(\omega) = \frac{2\omega}{c} D \cos\beta(\omega) \quad (\text{III. 15})$$

où D est la distance normale entre les deux réseaux, $\beta(\omega)$ l'angle de réfraction à la fréquence ω qui caractérise la fréquence angulaire du faisceau et c la vitesse de la lumière.

D'après l'équation (III.15), nous pouvons exprimer les phases spectrales du deuxième et troisième ordre introduites par le compresseur comme [Fourcade Dutin 11]:

$$\phi_{\text{compresseur}}^{(2)} = -\frac{N^2 L \lambda_0^3}{\pi c^2 \cos^2 \beta_0} \quad (\text{III. 16})$$

$$\phi_{\text{compresseur}}^{(3)} = \frac{3LN^2 \lambda_0^4 (1 + \sin \alpha \sin \beta_0)}{2 c^3 \pi^2 \cos^4 \beta_0} \quad (\text{III. 17})$$

où $\beta_0 = \beta(\lambda_0)$ l'angle réfracté à la longueur d'onde centrale λ_0 et $L = D/\cos \beta_0$ la distance de propagation entre les deux réseaux.

D'après les deux équations III.16 et III.17, et les valeurs de dispersions accumulées par l'étireur et l'amplificateur (tableau III.1), une compression optimale de la durée d'impulsion correspond à un angle d'incidence α de 50,89° et une distance entre les deux réseaux D de 50,35 cm. Nous remarquons que la valeur de l'angle d'incidence est très éloignée de celle de l'étireur (41,5°). Ce grand écart est dû aux caractéristiques des réseaux du compresseur (nombre de traits/mm), qui sont adaptés pour fonctionner à 800 nm (pour le Ti:saphir). Cela entraîne une baisse de la réflectivité des réseaux. En effet, la réflectivité des réseaux est maximale à l'angle de Littrow, pour lequel le faisceau diffracté au premier ordre est confondu avec le faisceau incident. Cet angle peut être calculé à partir de l'équation III.14 en égalisant α et β , et vaut 38,1° dans notre cas. La réflectivité des réseaux diminue quand l'écart par rapport à cet angle augmente. L'angle de 50,89° de notre compresseur entraîne ainsi une baisse d'efficacité. En effet, l'énergie d'impulsion mesurée en sortie du compresseur est de 0,3 mJ, ce qui correspond à une efficacité de 30%, alors que l'efficacité des compresseurs est généralement entre 50% et 70%. Une

efficacité plus élevée peut être obtenue en utilisant des réseaux plus adaptés. La figure III.19 montre le montage expérimental du compresseur à réseaux en double passages.

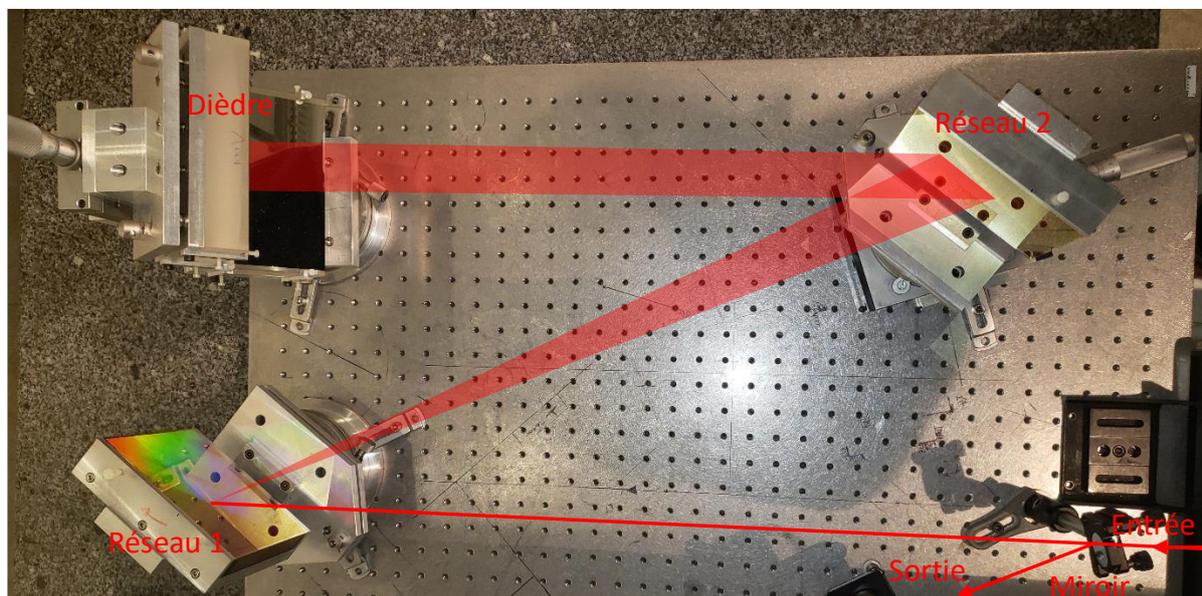


Figure III.19: Photo du montage expérimental du compresseur d'impulsions.

Afin de mesurer la durée des impulsions après la compression, le faisceau en sortie du compresseur est envoyé dans un autocorrélateur mono-coup (ou « *single-shot autocorrelator* »). Ce dispositif est adapté pour la mesure de durée des impulsions énergétiques à des basses cadences. En effet, il permet de mesurer la trace d'autocorrélation à partir d'une seule impulsion, contrairement aux autocorrélateurs classiques. La figure III.20 montre la trace d'autocorrélation des impulsions comprimées. La largeur à mi-hauteur est d'environ 154 fs. Cela correspond à une durée d'impulsion de 100 fs pour des impulsions de forme sech^2 . Cette valeur correspond à la durée d'impulsion la plus courte que nous avons pu obtenir en optimisant le réglage du compresseur. Étant donné que le spectre des impulsions après l'amplification et la compression est inchangé, l'écart entre cette durée obtenue et la durée initiale de l'oscillateur (90 fs) peut être attribué à une phase spectrale résiduelle d'ordres supérieures. Ce résidu de la phase spectrale pourrait être compensé à l'aide de systèmes de gestion de la phase spectrale comme les filtres acousto-optiques dispersifs programmables (Dazzler) [Verluisé 00].

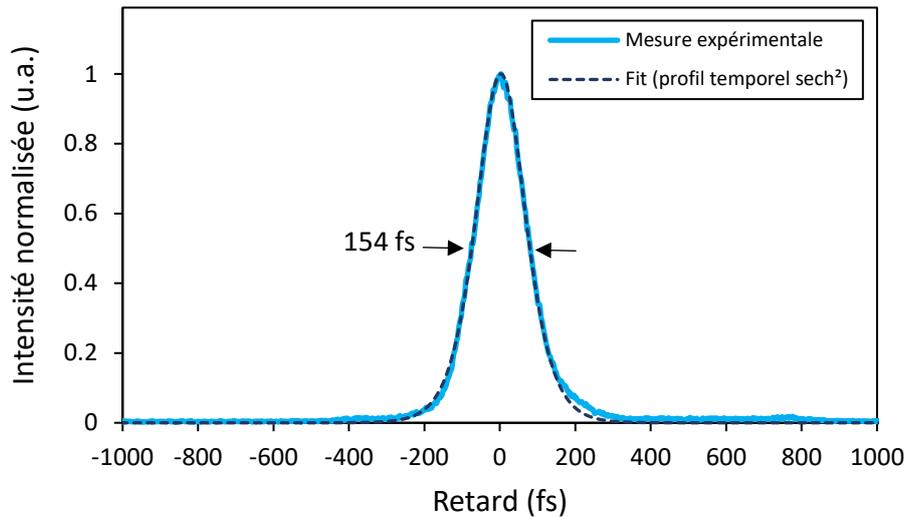


Figure III.20 : Trace d'autocorrélation des impulsions en sortie du compresseur.

3.5 Mesure d'accordabilité

Les résultats que nous venons de présenter ont été obtenus à une longueur d'onde de 835 nm, qui correspond à la longueur d'onde centrale de l'émission du Cr:LiSAF. Cependant, il est intéressant d'étudier l'accordabilité de l'amplificateur dans l'infrarouge proche.

Afin de réaliser cette étude, la longueur d'onde de l'oscillateur femtoseconde Ti:saphir est modifiée. Pour des raisons de simplicité, seule la longueur d'onde de l'oscillateur est modifiée, et l'alignement de tout le système (étireur, système afocal, amplificateur...) reste inchangé. Le changement de la longueur d'onde de l'oscillateur engendre une déviation du faisceau réfléchi sur le réseau de diffraction de l'étireur. Ainsi, la plage d'accordabilité est limitée par l'ouverture du réseau de diffraction et s'étend entre 820 nm et 875 nm. L'étude de l'accordabilité est réalisée en sortie de l'amplificateur régénératif Cr:LiSAF. L'énergie par impulsion en sortie ainsi que le temps de création de l'impulsion sont mesurés pour différentes longueurs d'ondes sur la plage 820 nm-875 nm, avec un pas de 5 nm. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure III.21.

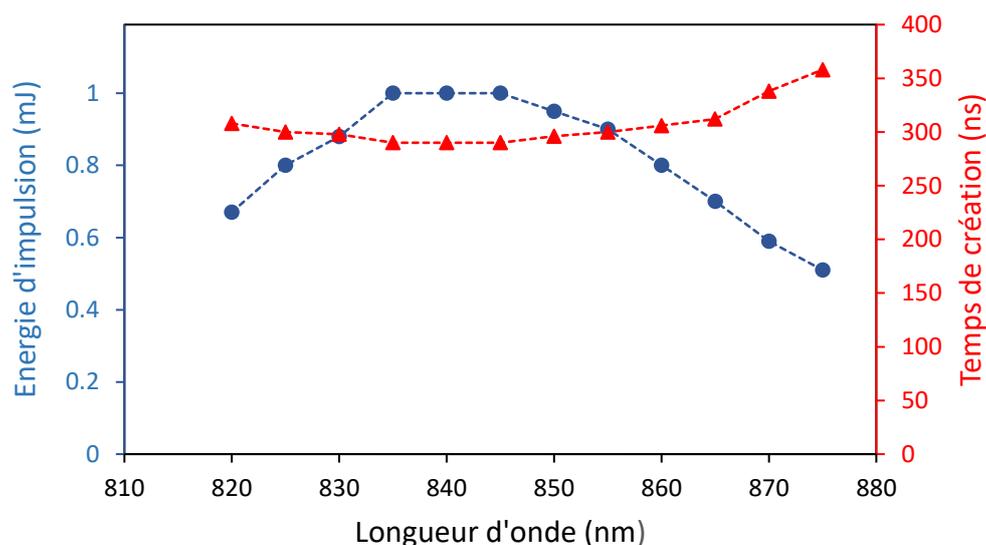


Figure III.21 : Énergie des impulsions amplifiées et temps de création de l'amplificateur en fonction de la longueur d'onde.

L'énergie maximale d'impulsion en sortie de l'amplificateur qui vaut 1 mJ, est obtenue entre 835 nm et 845 nm, la région qui correspond au maximum de la section efficace d'émission du Cr:LiSAF. Le temps de création est constant sur cet intervalle, et vaut 290 ns. L'énergie d'impulsion diminue progressivement en s'éloignant de part et d'autre de cette région, et le temps de création augmente. L'énergie diminue jusqu'à 0,67 mJ à 820 nm, et 0,51 mJ à 875 nm. Le temps de création atteint des valeurs de 308 ns et 358 ns, à 820 nm et 875 nm respectivement. Cela correspond à une augmentation du temps de création de moins de 25% aux bornes de la plage d'accordabilité.

L'accordabilité sur les amplificateurs régénératifs Cr:LiSAF n'a été présentée que par Hyde et al. [Hyde 95]. Dans ce travail, un amplificateur régénératif Cr:LiSAF pompé par diodes et un autre pompé par un laser argon sont accordés entre 805 nm et 875 nm. Des énergies de quelques μJ ont été obtenues avec une cadence allant jusqu'à 20 kHz et un temps de création relativement long, de 1,36 μs . La durée d'impulsion après compression est limitée à 200 fs (pour une durée initiale de 80 fs). Ainsi, nous avons développé le premier amplificateur régénératif Cr:LiSAF accordable, fonctionnant dans le régime mJ.

La deuxième partie de l'étude de l'accordabilité consiste à regarder l'évolution des spectres des impulsions amplifiées en sortie de l'amplificateur, en fonction de la longueur d'onde. En effet, la largeur de la bande de gain du milieu amplificateur et sa forme peuvent engendrer certains phénomènes au niveau du spectre après l'amplification. Si la bande de gain du milieu à gain n'est pas suffisamment large, un phénomène de rétrécissement spectral par le gain a lieu (ou « *gain narrowing* »). Ce phénomène limite ainsi la durée des impulsions après compression, durée qui a tendance à augmenter quand le spectre devient plus étroit. Dans le cas d'une bande de gain quadratique de largeur $\Delta\lambda_{\text{gain}}$, l'effet du rétrécissement spectral par le gain G_0 dans le cas d'un spectre gaussien est donné par [Koechner 99]:

$$\Delta\lambda' = \frac{\Delta\lambda}{\sqrt{1 + 4\ln(2)\ln(G_0)\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{gain}}\right)^2}} \quad (\text{III. 18})$$

où $\Delta\lambda$ et $\Delta\lambda'$ sont les largeurs spectrales à mi-hauteur des impulsions avant et après l'amplification respectivement.

La figure III.22 regroupe les spectres des impulsions avant et après l'amplification pour différentes longueurs d'ondes. Le processus de l'amplification préserve la forme et la largeur du spectre des impulsions sur la plage d'accordabilité étudiée, et préserve ainsi la durée initiale des impulsions.

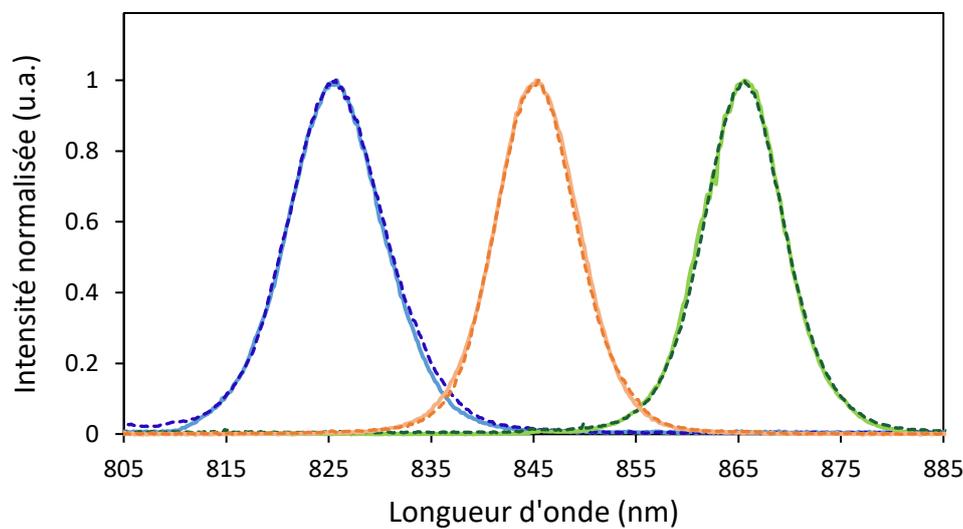


Figure III.22 : Spectres des impulsions avant l'amplification (en trait pointillé) et après l'amplification (en trait plein) pour différentes longueurs d'onde.

Etant donné que l'énergie des impulsions reste supérieure à 0,5 mJ (50% de l'énergie maximale) aux bornes de la plage d'accordabilité 820 nm – 875nm, et que aucun rétrécissement spectral après l'amplification n'est observé, nous pouvons conclure que notre amplificateur régénératif a une large bande de gain $\Delta\lambda_{gain}$ d'au moins 55 nm (voire plus si l'accordabilité est étudiée sur une plage plus grande). D'après l'équation III.18, pour un gain G_0 de 1,345 et un profil temporel de forme sech^2 , le système permet d'amplifier des impulsions de durées bien inférieures à 100 fs à 835 nm, allant jusqu'à 50 fs sans modification significative de la durée (figure III.23).

L'ensemble des résultats obtenus sur l'amplificateur régénératif femtoseconde Cr:LiSAF pompé par LED ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Optics Letters* [Taleb 21].

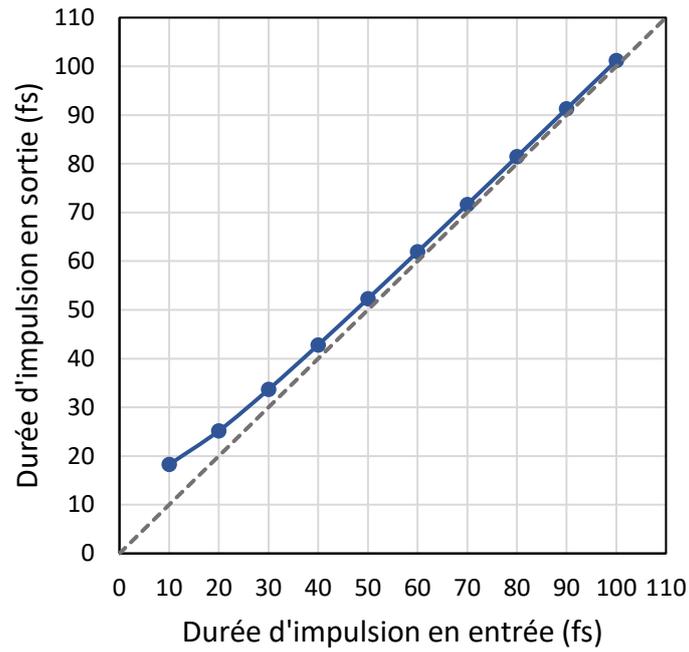


Figure III.23 : Effet du rétrécissement par le gain sur la durée d'impulsion en sortie de l'amplificateur régénératif Cr:LiSAF pompé par LED, pour un gain G_0 de 1,345 et une largeur de bande de gain $\Delta\lambda_{gain}$ de 55 nm. La droite en pointillé présente le cas idéal où la durée d'impulsion est inchangée.

4 Conclusion

Ce chapitre présente la démonstration expérimentale du premier amplificateur régénératif femtoseconde pompé par LED. Cet amplificateur est basé sur un cristal de Cr:LiSAF, pompé par un module du pompage qui comporte 2240 LED et un concentrateur luminescent de Ce:YAG. L'amplificateur a été implémenté dans une chaîne femtoseconde complète en utilisant la technique CPA. Des impulsions issues d'un oscillateur femtoseconde de durée 90 fs ont été étirées temporellement jusqu'à 100 ps et envoyées dans l'amplificateur régénératif. En sortie, une énergie d'impulsion de 1 mJ à 835 nm est obtenue, pour une cadence de 10 Hz. Après compression, une durée d'impulsion de 100 fs est mesurée. L'accordabilité de cet amplificateur a été également étudiée, montrant une large bande spectrale du gain entre 820 nm et 875 nm et le potentiel d'amplifier des impulsions encore plus courtes pouvant descendre jusqu'à 20 fs.

Le tableau III.2 regroupe les meilleures performances obtenues par différents groupes de recherche sur les amplificateurs régénératifs femtosecondes à base de Cr:LiSAF pour différents types de pompage. La durée d'impulsion la plus courte obtenue à l'aide d'un amplificateur régénératif Cr:LiSAF pompé par diodes laser est de 170 fs. Cette durée est limitée par une phase spectrale d'ordre 3 importante non compensée, due au grand nombre d'allers-retours nécessaires dans l'amplificateur (>200). Cet amplificateur étant pompé par des diodes laser de faible puissance (350 mW), l'énergie des impulsions en sortie est limitée à la dizaine de μ J, tandis que la cadence peut aller jusqu'à plusieurs kHz. En revanche, le pompage par lampes flash des amplificateurs régénératifs Cr:LiSAF permet d'obtenir des énergies bien plus importantes de l'ordre du mJ, au prix de la cadence qui est limitée à quelques Hz. L'énergie d'impulsion la plus élevée obtenue en sortie un amplificateur régénératif Cr:LiSAF pompé par flash est de 15 mJ, à une cadence de 6 Hz. Le nombre d'allers-retours dans la cavité de l'amplificateur (35) permet d'obtenir une durée d'impulsion de 135 fs. L'amplification d'impulsions de durée de 100 fs à l'aide d'un pompage par lampes flash a été également réalisée, mais avec une énergie moins élevée de 4,5 mJ, à une cadence de 6 Hz.

Source de pompage	Durée d'impulsion (fs)	Energie avant compression (mJ)	Cadence (Hz)	Référence
Diodes laser	170	0,01	6 000	[Isemann 06]
Lampes flash	135	15	5	[Ditmire 94]
	100	4,5	6	[Beaud 93b]
LED	100	1	10	[Taleb 21]

Tableau III.2: Meilleures performances des amplificateurs régénératifs femtosecondes Cr:LiSAF pour différents types de pompage.

Ainsi, les performances de l'amplificateur régénératif Cr:LiSAF pompé par LED présenté dans ce chapitre sont très proches de celles des amplificateurs pompés par flash. En effet, une durée d'impulsion de 100 fs a été obtenue avec le pompage par LED, pour un nombre similaire d'allers-retours dans l'amplificateur (34). Le pompage par LED a également permis d'atteindre le niveau

du mJ pour l'énergie des impulsions en sortie. Ce premier amplificateur régénératif pompé par LED fonctionne à une cadence de 10 Hz, qui est légèrement supérieure à celles des amplificateurs pompés par flash. Cependant, la montée en cadence sur notre système serait possible grâce à la longue durée de vie des LED. Ainsi, le pompage par LED a le potentiel de développer un système amplificateur qui délivre des énergies de l'ordre du mJ comme les amplificateurs pompés par flash, et qui peut fonctionner à des cadences plus élevées comme les amplificateurs pompés par diodes. Pour que cela soit possible, plusieurs améliorations doivent être néanmoins réalisées sur notre système. En effet, la montée en cadence nécessite un bon contrôle thermique du système et une bonne évacuation de la chaleur au niveau du cristal de Cr:LiSAF qui comme nous l'avons vu est très sensible à ce type d'effets.

En parallèle, l'amélioration de l'efficacité d'extraction d'énergie et l'efficacité optique est un point à ne pas négliger. En effet, l'énergie obtenue de 1 mJ correspond à une efficacité optique de 0,97% entre l'impulsion laser et le concentrateur luminescent. L'efficacité optique de ce dernier par rapport à l'émission des LED est de 15%. Cela limite l'efficacité optique totale du système entre l'impulsion laser et les LED à 0,14%.

Ainsi, une nouvelle architecture de pompage par LED via des concentrateurs luminescent a été développée, qui permet de réaliser un bon refroidissement du Cr:LiSAF et une meilleure extraction d'énergie. Cette nouvelle architecture de pompage, que nous allons décrire dans le chapitre suivant, est plus adaptée à l'amplification multi-passages pour des raisons que nous allons également discuter.

Chapitre IV

Amplificateur multi-passages Cr:LiSAF pompé par LED

Sommaire

1 Développement d'une nouvelle architecture de pompage par LED	100
1.1 La configuration « <i>slab</i> ».....	100
1.1.1 Effet du dopage.....	105
1.1.2 Effet de l'épaisseur de la plaque laser.....	109
1.2 Validation expérimentale du pompage en T	113
1.2.1 Montage expérimental	113
1.2.2 Imagerie de la plaque de Cr:LiSAF.....	114
1.2.3 Mesure de l'absorption	115
2 Développement d'un amplificateur multi-passages Cr:LiSAF pompé par LED.....	121
2.1 Adaptation du module de pompage par LED pour la montée en cadence.....	121
2.1.1 Pompage de la plaque de Cr:LiSAF.....	121
2.1.2 Mesure du gain et choix de l'architecture amplificatrice.....	124
2.2 Montage expérimental de l'amplificateur multi-passages	127
2.3 Performance et résultats.....	131
2.3.1 Oscillateur Cr:LiSAF pompé par LED pour l'injection.....	131
2.3.2 Caractérisation de l'amplificateur à 10 Hz.....	133
2.3.3 Montée en cadence jusqu'à 100 Hz.....	139
3 Conclusion	143

1 Développement d'une nouvelle architecture de pompage par LED

La montée en cadence sur un système amplificateur laser pompé par LED nécessite la conception et le développement d'une nouvelle architecture de pompage qui permet de réaliser un bon refroidissement du cristal laser tout en améliorant l'efficacité optique. Ainsi, nous présentons dans cette partie la nouvelle configuration de pompage qui a été conçue et mise au point dans le cadre de la thèse, basée sur un cristal laser en forme de plaque ou « *slab* » pompé par LED via un concentrateur luminescent.

1.1 La configuration « *slab* »

Le refroidissement du Cr:LiSAF est la principale problématique lors de la montée en cadence, étant donnée la sensibilité de ce cristal à la température, comme nous avons vu dans le chapitre II. Ainsi, il est nécessaire d'assurer une bonne évacuation de la chaleur du cristal. La façon la plus intuitive et pratique est d'utiliser une plaque mince de Cr:LiSAF (ou « *slab* » en anglais). La configuration « *slab* » est connue depuis longtemps pour différents cristaux et pour plusieurs types de pompage. Dans le cas du pompage par flash ou par diodes laser, une grande face du cristal est utilisée pour le pompage et l'autre pour le refroidissement [Brauch 95, Lee 02, Chen 14]. Dans le cas du pompage par diodes, il est aussi possible de pomper les plaques par les tranches [Comaskey 93, Rutherford 01]. Dans ce cas, les deux grandes faces peuvent être utilisées pour le refroidissement. Pour le Cr:LiSAF, la configuration « *slab* » a été utilisée dans le cas du pompage par diodes sur la grande face [Fromzel 01] mais aussi par les tranches [Dergachev 07]. Cela a permis d'augmenter significativement la puissance de pompe dans le cristal (puissance moyenne de plusieurs Watts), tout en maintenant une bonne évacuation de la chaleur.

Dans notre cas, le pompage de la plaque de Cr:LiSAF est réalisé par un concentrateur luminescent de Ce:YAG pompé par LED. Deux géométries de pompage sont possibles (figure IV.1). La première géométrie consiste en une plaque de Cr:LiSAF pompée de façon coplanaire sur la tranche par un concentrateur luminescent. Cette configuration est similaire à celle présentée précédemment, avec la seule différence d'un cristal plus long. Dans ce cas, les dimensions de la face de sortie du concentrateur luminescent sont adaptées à celles de la plaque de Cr:LiSAF. La deuxième géométrie de pompage possible consiste à placer le concentrateur luminescent perpendiculairement au milieu de la grande face de la plaque de Cr:LiSAF, sous forme d'un « T » inversé. Cette configuration de pompage sera ainsi appelée par la suite « pompage en T ».

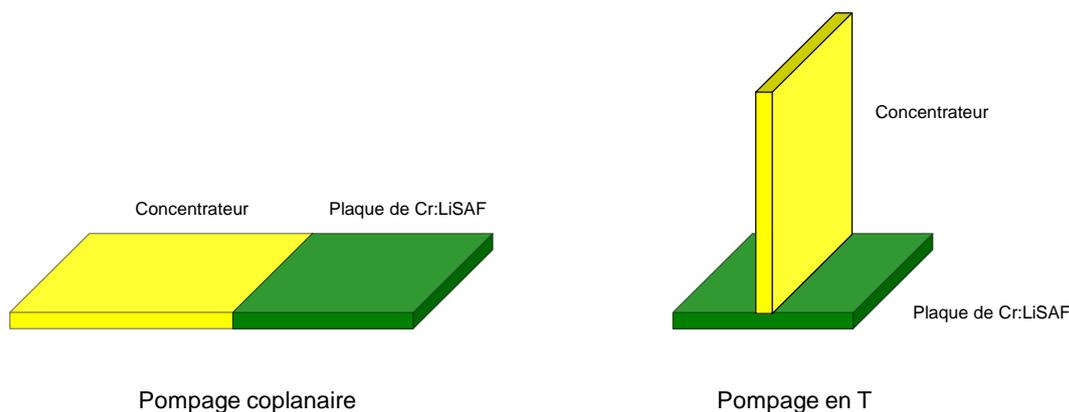


Figure IV.1: Les deux géométries possibles pour la configuration « slab » : le pompage coplanaire par la tranche et le pompage en T sur la grande face.

Afin de choisir une configuration, il est nécessaire de faire une comparaison entre les deux géométries, pour savoir laquelle est mieux adaptée pour atteindre nos deux objectifs : la montée en cadence et l'amélioration de l'efficacité du système.

Le pompage coplanaire se fait par la tranche de la plaque. Ainsi, il est nécessaire d'avoir la même épaisseur pour le concentrateur et la plaque de Cr:LiSAF, afin d'assurer un bon couplage de la lumière de pompe. Le pompage coplanaire par la tranche permet d'utiliser les deux grandes faces de la plaque pour le refroidissement, ce qui n'est pas le cas pour le pompage en T, où une des deux grandes faces est utilisée pour le pompage. En revanche, l'épaisseur de plaque de Cr:LiSAF dans le cas du pompage en T est indépendante de l'épaisseur du concentrateur, étant donné que le pompage se fait sur la grande face. Ainsi, les deux configurations donnent accès à un bon refroidissement et donc la montée en cadence. Le pompage coplanaire permet d'avoir un refroidissement un peu plus efficace, tandis que le pompage en T permet d'éviter la contrainte sur l'épaisseur de la plaque.

Le point qui déterminera le choix de la géométrie est donc l'efficacité optique. Pour cela, il faut maximiser l'extraction de l'énergie du milieu à gain, et donc maximiser le recouvrement entre le faisceau laser et la zone pompée dans la plaque. Même si les dimensions et les caractéristiques du concentrateur et de la plaque laser sont identiques dans les deux configurations de pompage, le recouvrement entre le faisceau laser et la zone pompée n'est pas nécessairement le même. En effet, l'évolution de l'éclairement de pompe dans la plaque varie en fonction de la configuration de pompage utilisée, ce qui affecte l'énergie extractible par le faisceau laser, compte tenu des limites de la diffraction. Afin de valider ce point théoriquement et étudier le recouvrement dans les deux configurations de pompage, des simulations avec le logiciel de tracés de rayons « *LightTools* » ont été réalisées.

La première simulation étudie le pompage d'une plaque de Cr:LiSAF par un concentrateur luminescent pompé par LED, dans les deux configurations, coplanaire et en T (figure IV.2). Lors des simulations, on a essayé de s'approcher le plus possible de la situation réelle. On considère donc un concentrateur luminescent de Ce:YAG qui a les mêmes dimensions que celui dont nous disposons (200x14x1 mm³), pompé par des LED bleues à 450 nm sur ses grandes surfaces. Le concentrateur est collé à la plaque de Cr:LiSAF avec une colle d'indice 1,5 (couche d'épaisseur

100 μm). Pour cette première simulation, les dimensions de la plaque de Cr:LiSAF sont fixées à 14x10x1 mm² pour les deux configurations. La longueur (14 mm) et l'épaisseur (1 mm) ont été choisies pour s'adapter à la face de sortie du concentrateur. Bien que l'épaisseur de la plaque puisse être modifiée dans le cas du pompage en T, elle a été fixée à 1 mm dans un premier temps, pour rester dans les mêmes conditions que le cas du pompage coplanaire. La largeur de 10 mm a été choisie pour assurer à la fois une surface de contact suffisamment large pour le refroidissement, tout en gardant un prix raisonnable (qui augmente avec la dimension du cristal). Le dopage de la plaque en ions Cr³⁺ est fixé à 2%. C'est un dopage intermédiaire entre les valeurs limites de dopage des cristaux Cr:LiSAF commercialisés (0,8% et 5,5%). L'étude en fonction du dopage sera présentée ultérieurement. Il est intéressant de noter que l'orientation des axes du Cr:LiSAF n'est pas la même dans les deux configurations. En effet, elle a été choisie pour assurer un pompage dans le plan des deux axes a et c, et donc une absorption de la lumière de pompe suivant ces deux axes.

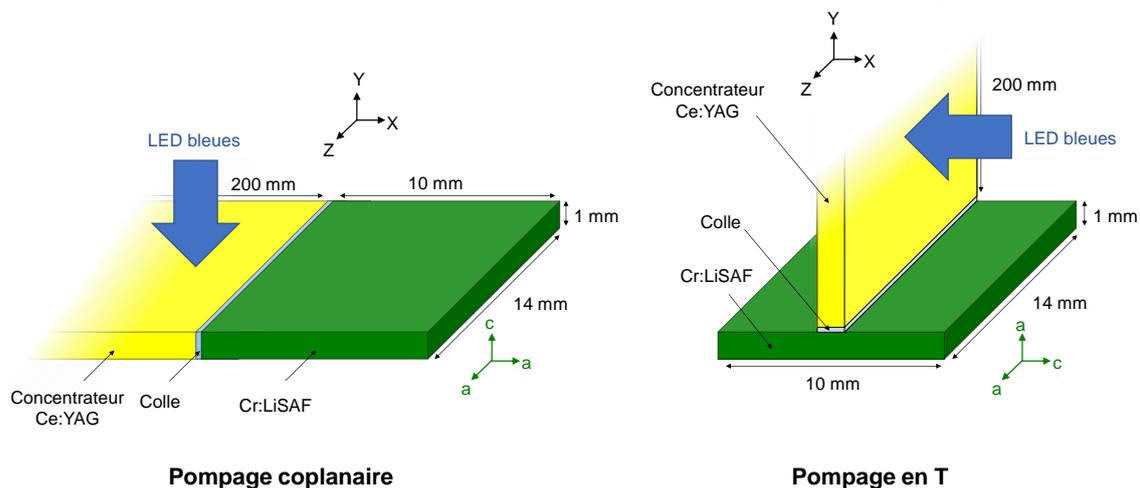


Figure IV.2: Structures et caractéristiques des deux cas de pompage étudiés dans les simulations réalisées par le logiciel de tracés de rayons « LightTools ».

La figure IV.3 montre les cartes d'éclairement de pompe dans le plan (X,Y) moyenné sur toute la longueur du cristal (14 mm) dans les deux configurations. Dans le cas du pompage coplanaire, l'éclairement décroît rapidement dans la direction X lorsqu'on s'éloigne de la tranche pompée par le concentrateur. L'absorption de la lumière de pompe est donc localisée du côté du concentrateur. C'est l'endroit où le gain laser sera maximal. Suivant l'axe Y, l'éclairement de pompe est homogène, en lien avec l'homogénéité de l'émission du concentrateur. Dans le cas du pompage en T, la répartition de l'éclairement de pompe est très différente par rapport au cas coplanaire. L'éclairement présente une forte décroissance dans la direction X, de part et d'autre de la position du concentrateur. Une grande partie de la lumière de pompe est absorbée par la plaque dans la région qui se trouve sous le concentrateur luminescent. La zone de gain est ainsi localisée dans cette partie de la plaque. Etant donné que le pompage se fait sur la grande face et non pas par la tranche, l'éclairement de pompe dans ce cas n'est pas homogène suivant l'axe Y et décroît lorsqu'on s'éloigne de la face de sortie du concentrateur.

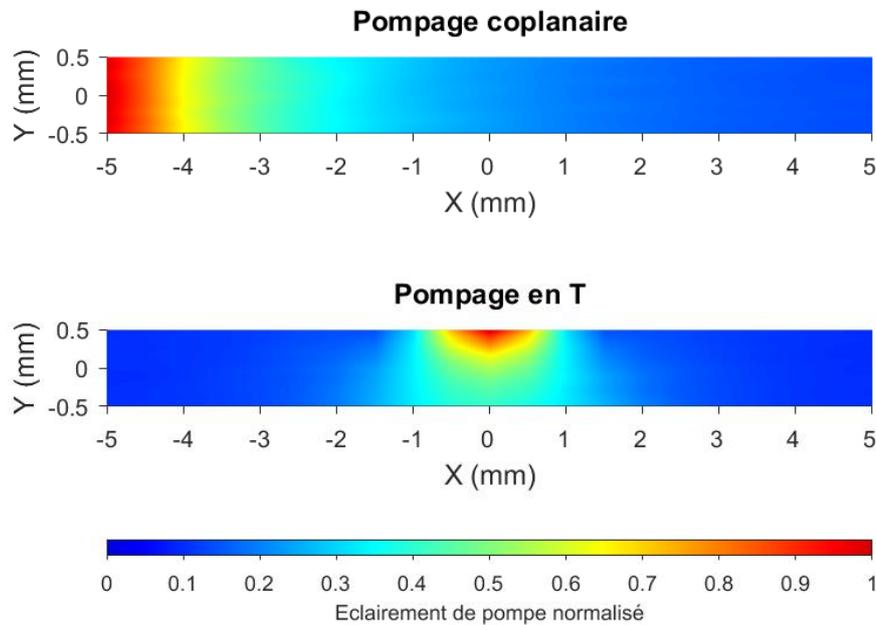


Figure IV.3: Cartes d'éclairement de pompe dans le plan (X,Y) à l'intérieur de la plaque de Cr:LiSAF, dans les deux configurations de pompage. L'éclairement est moyenné sur la longueur de la plaque suivant l'axe Z et le dopage est de 2% dans les deux cas.

La répartition de l'éclairement de pompe dans la plaque joue un rôle essentiel dans l'extraction de l'énergie et donc l'efficacité optique du système. Compte-tenu des limites imposées par la diffraction, la taille du faisceau (supposé gaussien) doit être limitée à la moitié de la taille du cristal, dans le plan transverse à l'axe de propagation du laser. Dans ce plan, la plaque de Cr:LiSAF est de dimensions $10 \times 1 \text{ mm}^2$. La taille du faisceau laser est ainsi limitée à 5 mm suivant l'axe X et 0,5 mm suivant l'axe Y. Pour comprendre les particularités des deux types de pompage, nous nous plaçons dans le cas limite. Nous considérons donc un faisceau laser gaussien elliptique de rayons $w_x = 2,5 \text{ mm}$ et $w_y = 0,25 \text{ mm}$ dans les deux directions X et Y (figure IV.4.a).

Le recouvrement entre la zone pompée et la section du faisceau laser dépend de la répartition de l'éclairement $E(x,y)$ dans le plan (X,Y) , qui dépend à son tour de la configuration de pompage. Ce recouvrement, noté R , s'écrit sous la forme :

$$R = \frac{\int_{-5}^5 \int_{-0,5}^{0,5} E(x,y) \cdot e^{-\left(\frac{2(x-a)^2}{w_x} + \frac{2(y-b)^2}{w_y}\right)} dx dy}{\int_{-5}^5 \int_{-0,5}^{0,5} E(x,y) dx dy} \quad (\text{IV. 1})$$

où a et b sont les coordonnées du centre du faisceau dans les directions X et Y respectivement (les grandeurs sont en mm). Dans notre cas : $(a,b) = (0,0)$.

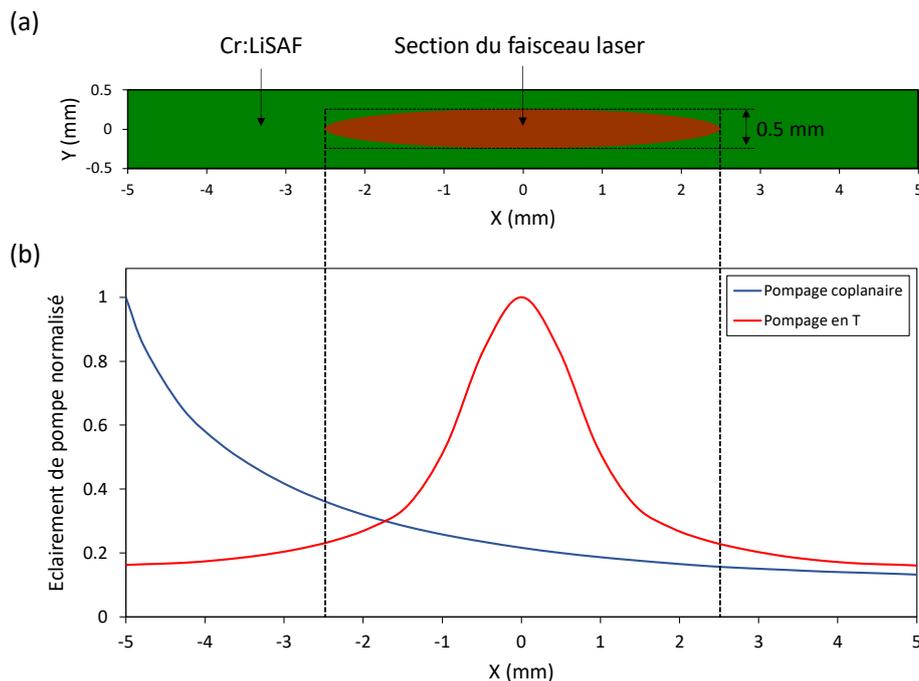


Figure IV.4 : (a) : Dimensions de la section du faisceau laser gaussien dans la plaque de Cr:LiSAF compte-tenu des limites de diffraction. (b) : Eclairement de pompe suivant l'axe X dans les deux configurations de pompage, moyenné sur toute l'épaisseur suivant l'axe Y.

Dans le cas du pompage coplanaire, le faisceau intercepte uniquement une partie de la zone pompée du fait de la diffraction. Il ne peut pas s'approcher du bord de la plaque suivant l'axe X, où il y a le maximum d'absorption de la lumière de pompe et ainsi le maximum d'énergie stockée (figure IV.4.b). Dans le cas du pompage en T, la zone pompée suivant l'axe X est localisée au centre de la plaque, sous le concentrateur luminescent (figure IV.4.b). Cela permet d'avoir un recouvrement bien meilleur avec le faisceau laser. Dans la direction de l'axe Y, le recouvrement entre la zone pompée et le faisceau laser est limité à 50% dans le cas coplanaire, étant donné que l'éclairement de pompe est homogène. Dans le cas du pompage en T, le recouvrement baisse à une valeur inférieure, car l'éclairement de pompe est localisé près du concentrateur. En prenant en compte l'évolution de l'éclairement dans les deux directions X et Y, le recouvrement R entre la zone pompée et le faisceau laser gaussien de dimensions (5 mm et 0,5 mm) calculé à partir de l'expression (IV.1) est de 7,5% dans le cas coplanaire et de 16,5% dans le cas du pompage en T. L'avantage de la configuration du pompage en T est évident : elle permet d'avoir un recouvrement plus que deux fois plus élevé. Cela permet d'avoir une meilleure extraction d'énergie du milieu laser et donc une efficacité optique plus élevée. Ces valeurs de recouvrement correspondent au cas d'une plaque de Cr:LiSAF dopée à 2% en Cr^{3+} et d'épaisseur 1 mm. Il est intéressant de regarder l'effet du dopage ainsi que l'épaisseur de la plaque sur la performance des deux configurations.

1.1.1 Effet du dopage

A partir de l'entrée dans la plaque de Cr:LiSAF, la lumière de pompe subit une absorption exponentielle. Sa transmission T après avoir parcouru une distance L dans le milieu est de la forme :

$$T = e^{-\alpha L} \quad (IV.2)$$

où α est le coefficient d'absorption du Cr:LiSAF.

Le coefficient d'absorption α est donné par le produit de la section efficace d'absorption du Cr:LiSAF σ_{abs} et la densité n_t en ions Cr^{3+} . Un dopage en ions Cr^{3+} plus élevé correspond donc à un coefficient d'absorption α plus élevé. On définit la longueur d'absorption comme la distance telle que la transmission de la lumière de pompe est réduite à $1/e$ du maximum, soit d'après l'équation (IV.2) :

$$L_{abs} = \frac{1}{\alpha} \quad (IV.3)$$

La longueur d'absorption L_{abs} diminue quand le dopage en ions Cr^{3+} augmente. Ainsi, l'évolution de l'éclairement de pompe dans la plaque de Cr:LiSAF dépend du dopage. Il est important de noter que l'équation (IV.2) est vraie dans le cas d'un faisceau de pompe collimaté, ce qui n'est pas vrai dans le cas du pompage par un concentrateur luminescent d'émission lambertienne. Afin de prendre en compte l'émission isotrope du concentrateur, ainsi que la configuration de pompage et l'orientation cristalline du Cr:LiSAF, l'effet du dopage sur la répartition de l'éclairement de pompe et le recouvrement avec le faisceau laser sont étudiés à l'aide du Logiciel « *LightTools* ». Les simulations ont été réalisées pour les dopages de 0,8% et 5,5% en ions Cr^{3+} , qui correspondent aux valeurs limites de dopage commercialisées.

La figure IV.5.a montre les cartes d'éclairement de pompe dans le plan (X,Y), moyenné sur la longueur du cristal (14 mm), pour les deux dopages 0,8% et 5,5% dans la configuration de pompage coplanaire. Dans la direction Y, l'éclairement de pompe est toujours homogène. Dans la direction X, la décroissance de l'éclairement de pompe est plus lente pour le dopage de 0,8% (figure IV.5.b). La zone pompée est plus étalée dans la plaque pour un faible dopage en ions Cr^{3+} , et devient de plus en plus localisée au près du côté du concentrateur quand le dopage augmente, ce qui est cohérent avec la longueur d'absorption L_{abs} .

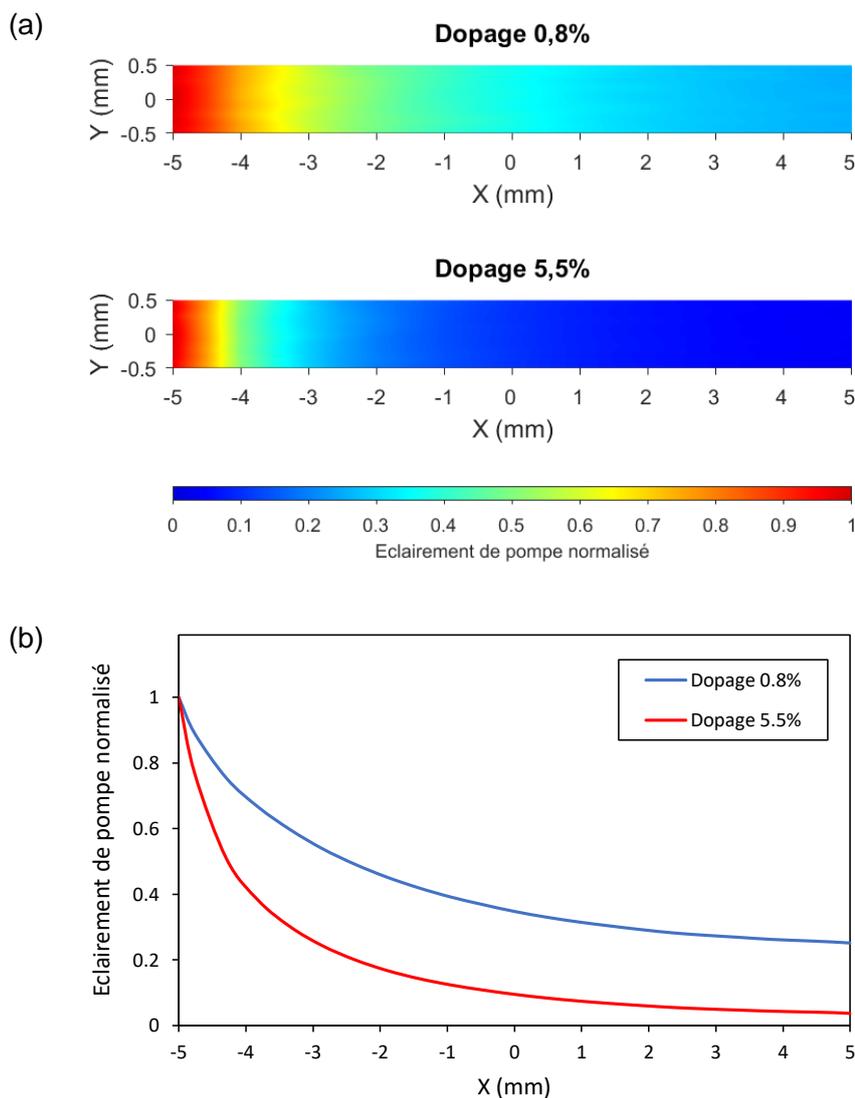


Figure IV.5: (a) Cartes d'éclairement de pompe dans le plan (X,Y) à l'intérieur de la plaque de Cr:LiSAF, dans la configuration coplanaire, pour les dopages 0,8% et 5,5%. (b) Evolution de l'éclairement de pompe suivant l'axe X dans le cas du pompage coplanaire, pour les deux dopages.

La figure IV.6.a montre les cartes d'éclairement de pompe dans la plaque de Cr:LiSAF dans le plan (X,Y) moyenné sur la longueur du cristal (14 mm), pour les deux dopages 0,8% et 5,5% dans le cas du pompage en T. Contrairement au cas du pompage coplanaire, l'éclairement de pompe varie suivant les deux directions X et Y pour les deux dopages. Dans la direction X , l'éclairement de pompe décroît plus rapidement autour de la position du concentrateur quand le dopage en ions Cr^{3+} augmente (figure IV.6.b). En plus, la partie de l'éclairement de pompe transmise vers les bords de la plaque diminue. Il est intéressant de noter qu'une grande partie de la lumière de pompe est absorbée sous le concentrateur, même pour le faible dopage de 0,8. Dans la direction Y , l'éclairement de pompe devient plus homogène quand le dopage diminue. En effet, pour un faible dopage, l'épaisseur de la plaque devient négligeable devant la longueur d'absorption L_{abs} . La variation de l'éclairement de pompe au long de l'épaisseur devient plus faible.

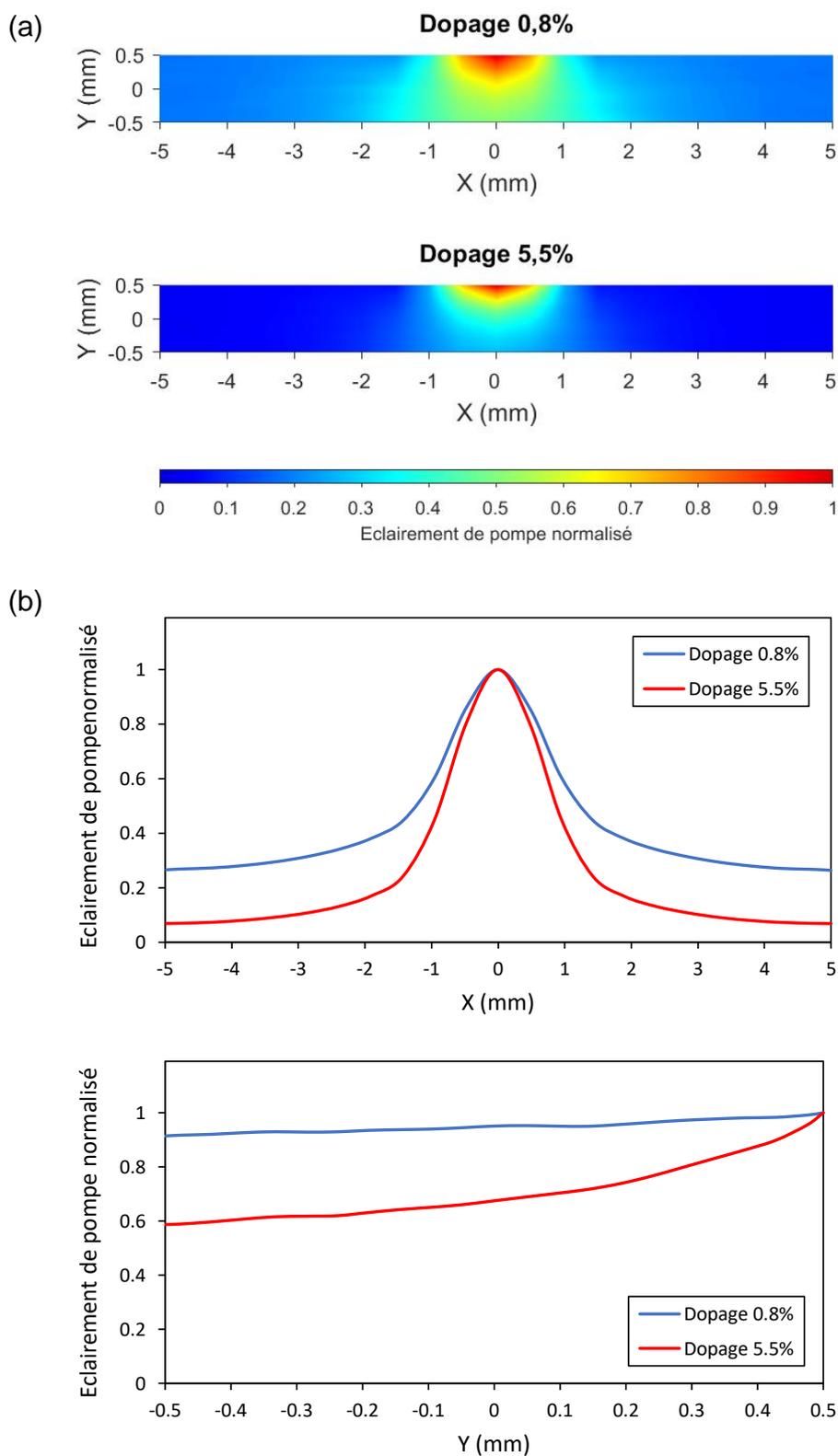


Figure IV.6 : (a) Cartes d'éclairement de pompe dans le plan (X,Y) à l'intérieur de la plaque de Cr:LiSAF, dans la configuration du pompage en T, pour les dopages 0,8% et 5,5%. (b) Evolution de l'éclairement de pompe suivant les deux axes X et Y dans le cas du pompage en T, pour les deux dopages.

Afin de calculer le recouvrement entre la zone pompée et le faisceau laser, on considère à nouveau le même faisceau gaussien elliptique limité par la diffraction de dimensions ($2w_x = 5$ mm et $2w_y = 0.5$ mm). La figure IV.7 montre le recouvrement en fonction du dopage dans les deux configurations de pompage, calculé à l'aide de l'équation IV.1. Dans le cas du pompage coplanaire, le recouvrement est d'environ 8,4% pour un dopage de 0,8%. Il diminue progressivement quand le dopage augmente, et atteint une valeur de 5,7% pour un dopage de 5,5%. En effet, l'éclairement dans la direction Y étant homogène, le recouvrement dépend uniquement de la répartition de l'éclairement dans la direction X. Pour un dopage plus faible, la zone pompée est plus étalée sur la largeur de la plaque, ce qui permet au faisceau d'intercepter une plus grande partie de la lumière de pompe. Dans le cas du pompage en T, l'évolution du recouvrement en fonction du dopage est dans le sens inverse. Le recouvrement est de 14,7% pour un dopage de 0,8% et atteint une valeur de 19% pour un dopage de 5,5%. Bien que les faibles dopages permettent d'avoir un meilleur recouvrement dans la direction Y, c'est la répartition de l'éclairement dans la direction X qui l'emporte. En effet, la zone pompée est de plus en plus localisée au centre de la plaque lorsque le dopage augmente, ce qui permet d'augmenter le recouvrement global malgré l'effet de la décroissance de l'éclairement de pompe suivant la direction Y. Ainsi, l'avantage de la configuration de pompage en T est validé : elle permet d'avoir un recouvrement bien plus important que la configuration coplanaire, quelque soit le dopage en ions Cr^{3+} utilisé dans la plaque de Cr:LiSAF. Le facteur d'amélioration du recouvrement pour un faisceau de taille maximale est d'environ 1,8 pour un dopage de 0,8% et de 3,3 pour un dopage de 5,5%. L'utilisation de la configuration de pompage en T permettra ainsi d'extraire plus d'énergie du milieu à gain et augmenter par la suite l'efficacité optique du système.

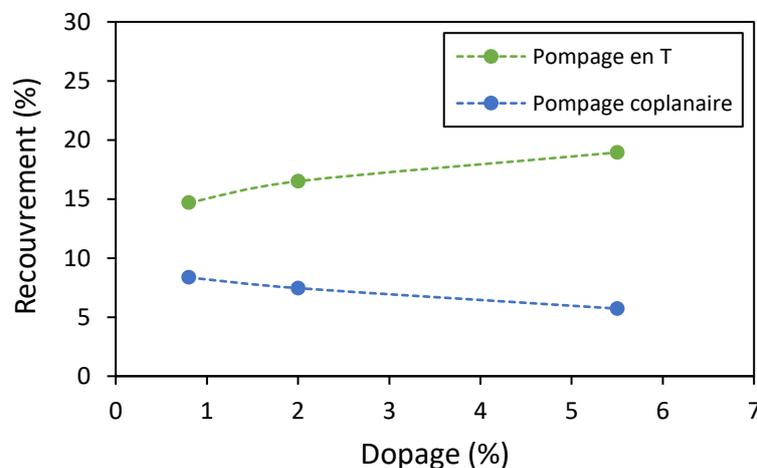


Figure IV.7 : Recouvrement entre la zone pompée et le faisceau laser dans la plaque de Cr:LiSAF en fonction du dopage, pour les deux configurations de pompage.

Il est important de noter que le gain est aussi affecté par le dopage. En effet, le gain dépend de la densité volumique d'inversion de population, et donc du volume pompé. Quand le dopage devient plus faible, la longueur d'absorption L_{abs} augmente et la lumière de pompe devient donc plus « diluée » dans la plaque laser. Ainsi, le gain baisse quand le dopage diminue. C'est pourquoi, il serait préférable d'utiliser un dopage élevé en ions Cr^{3+} dans notre cas. C'est une autre raison

pour considérer l'utilisation de la configuration de pompage en T qui marche très bien à forts dopages.

1.1.2 Effet de l'épaisseur de la plaque laser

Dans cette section, nous étudions l'effet de l'épaisseur de la plaque de Cr:LiSAF sur les performances de la configuration de pompage en T. Dans le cas du pompage coplanaire, l'augmentation de l'épaisseur de la plaque nécessite d'augmenter l'épaisseur du concentrateur luminescent. Cependant, l'épaisseur des concentrateurs luminescents que nous utilisons est fixe et optimisée pour assurer une forte densité de puissance de pompe. C'est pourquoi l'étude de l'effet de l'épaisseur de la plaque sera limitée au cas du pompage en T. L'étude sera réalisée pour les deux dopages 0,8% et 5,5%. La figure IV.8 (simulation « *LightTools* ») montre les cartes d'éclairement de pompe dans le plan (X,Y) en fonction de l'épaisseur de la plaque de Cr:LiSAF dans la configuration de pompage en T, pour les deux dopages 0,8% et 5,5%. On constate que plus l'épaisseur de la plaque est faible et plus l'éclairement est important. Ceci est dû au piégeage des rayons lumineux de pompe dans la plaque par réflexions totales internes. En effet, pour des faibles épaisseurs, le volume du cristal diminue, et la densité volumique de puissance de pompe augmente grâce aux réflexions totales internes. L'effet de la diminution de l'épaisseur peut être donc vu comme une façon de replier l'éclairement sur lui-même.

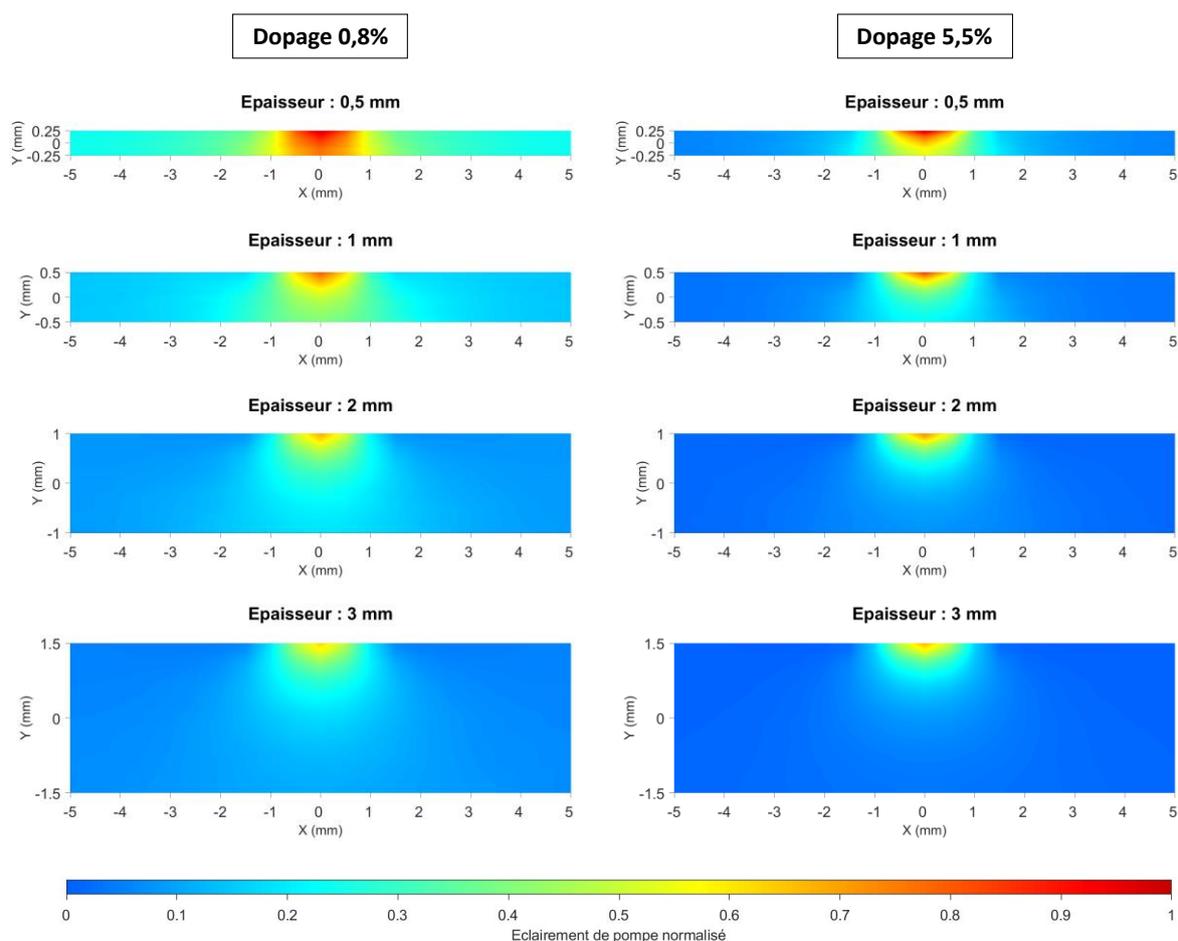


Figure IV.8 : Cartes d'éclairement de pompe dans le plan (X,Y) à l'intérieur de la plaque de Cr:LiSAF dans la configuration du pompage en T, pour différentes épaisseurs et pour les dopages 0,8% et 5,5%. La normalisation est réalisée par rapport à l'éclairement maximal de la plus faible épaisseur.

La figure IV.9 montre l'évolution des éclairements de pompe pour les différentes épaisseurs dans la direction X, pour les deux dopages. Les courbes sont normalisées par rapport à l'éclairement maximal de la plus faible épaisseur. Nous remarquons que la décroissance de l'éclairement est de la même forme quelle que soit l'épaisseur de la plaque, pour chacun des deux dopages. L'augmentation de l'épaisseur n'a donc pas d'effet sur la localisation de la zone pompée sous le concentrateur. C'est l'évolution de l'éclairement dans la direction Y qui affecte le recouvrement. En effet, les cartes d'éclairement de la figure IV.8 montrent que l'éclairement continue à décroître suivant la direction Y lorsqu'on s'éloigne de la face pompée. L'augmentation de l'épaisseur signifie donc que l'éclairement de la zone interceptée par le faisceau laser au centre de la plaque est plus faible.

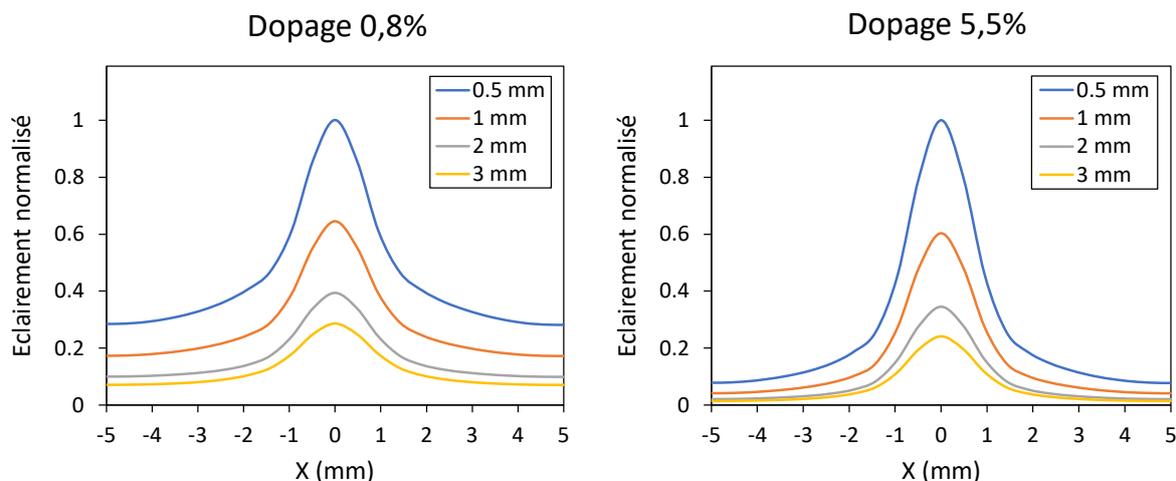


Figure IV.9 : Evolution de l'éclairement de pompe suivant l'axe X pour différentes épaisseurs de la plaque de Cr:LiSAF dans le cas du pompage en T, pour les dopages 0,8% et 5,5%. L'éclairement est normalisé par rapport à la plaque la plus fine.

La figure IV.10 montre le recouvrement entre la zone pompée et le faisceau laser en fonction de l'épaisseur de la plaque pour les deux dopages. La dimension du faisceau laser elliptique selon la direction Y est adaptée à l'épaisseur de la plaque compte tenu des limites de diffraction : $w_y = 0,125$ mm pour une épaisseur de 0,5 mm, $w_y = 0,5$ mm pour une épaisseur de 2 mm, et $w_y = 0,75$ mm pour une épaisseur de 3 mm. Pour le dopage de 0,8%, le recouvrement est relativement constant autour de 14,5%. Cela est dû au fait que l'épaisseur de la plaque à faible dopage est beaucoup plus faible que la longueur d'absorption L_{abs} qui est de l'ordre du cm (figure IV.5). Pour le dopage de 5,5%, l'effet de l'épaisseur dans la direction Y est plus important à cause d'une longueur d'absorption plus courte (de l'ordre du mm). On voit donc une baisse de recouvrement de 19,4% à 15,4% en passant de 0,5 mm à 3 mm d'épaisseur.

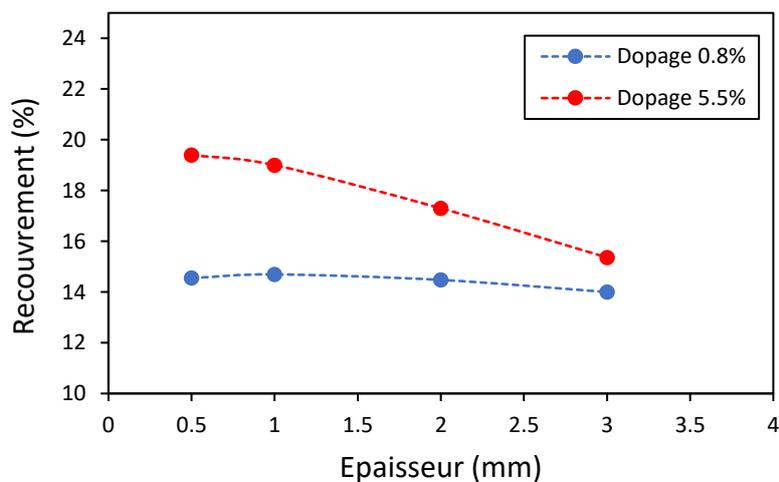


Figure IV.10 : Recouvrement entre la zone pompée et le faisceau laser en fonction de l'épaisseur de la plaque de Cr:LiSAF dans le cas du pompage en T, pour les dopages 0,8% et 5,5%.

L'épaisseur de la plaque a donc deux effets principaux dans le cas du pompage en T. L'effet le plus important est la densité volumique de pompe qui augmente quand l'épaisseur diminue. Cela entraîne une augmentation du gain, ce qui est contre-intuitif étant donné que l'épaisseur de la plaque devient très inférieure à la longueur d'absorption L_{abs} . Cet effet contre-intuitif est lié au piégeage des rayons lumineux de pompe dans la plaque par réflexions totales internes. Ensuite, l'augmentation de l'épaisseur a pour conséquence la baisse du recouvrement entre la zone pompée et le faisceau laser pour les dopages élevés. Il est donc plus convenable d'utiliser une plaque de Cr:LiSAF de faible épaisseur, pour avoir à la fois un gain élevé et un bon recouvrement.

Pour conclure, nous avons étudié la configuration « *slab* » qui consiste à pomper une plaque de Cr:LiSAF à l'aide d'un concentrateur luminescent pompé par LED. Cette configuration permet de réaliser un refroidissement efficace sur la grande face de la plaque et ainsi de monter en cadence. En utilisant une plaque de Cr:LiSAF, deux géométries de pompage sont possibles : le pompage coplanaire par la tranche ou le pompage en T sur la grande face. Les simulations réalisées montrent que le pompage en T est plus avantageux. Il permet d'avoir un recouvrement entre la zone pompée et le faisceau laser bien meilleur que celui du pompage coplanaire, surtout pour des forts dopages. Cela permet d'augmenter l'extraction d'énergie du milieu à gain et d'améliorer l'efficacité optique. Les effets du dopage en ions Cr^{3+} et de l'épaisseur de la plaque sur l'éclairement de pompe et le recouvrement ont été également étudiés. Tout d'abord, plus le dopage augmente et plus l'absorption est localisée, et donc plus le gain laser est élevé. L'augmentation du dopage a pour conséquence l'augmentation du recouvrement dans le cas du pompage en T, et sa baisse dans le cas du pompage coplanaire. La configuration de pompage en T est donc la plus adaptée pour les forts dopages où des gains élevés sont recherchés. En parallèle, l'augmentation de l'épaisseur de la plaque de Cr:LiSAF entraîne d'une part la baisse du gain à cause de la densité volumique de pompe qui diminue, et d'autre part la baisse du recouvrement à forts dopages. Il est donc convenable d'utiliser une plaque de Cr:LiSAF de faible épaisseur, pour avoir à la fois un gain élevé et un bon recouvrement. C'est un autre avantage du pompage en T qui permet de choisir l'épaisseur de la plaque laser sans la modification de celle du concentrateur luminescent. Ainsi, les résultats de l'étude menée dans cette partie convergent vers un choix de configuration de pompage : le pompage en T d'une plaque de Cr:LiSAF fine. L'épaisseur doit être minimisée au maximum, et le dopage doit être le plus élevé possible. Cela correspond à une plaque d'épaisseur 1 mm et un dopage de 5,5% en ions Cr^{3+} . La longueur de la plaque doit être égale à celle de la face de sortie du concentrateur de Ce:YAG utilisé. Elle est ainsi fixée à 14 mm. Le pompage en T est tolérant au niveau du choix de la largeur de la plaque grâce à la localisation de la zone pompée sous le concentrateur. Toutefois, il ne faut pas choisir une largeur trop petite pour garder un bon recouvrement compte tenu des limites de diffraction et pour avoir une grande surface de contact pour le refroidissement. Il ne faut pas utiliser une plaque trop large, pour des raisons économiques d'une part, et pour maintenir une forte densité volumique de lumière de pompe (et donc avoir un gain élevé) d'autre part. Une plaque de largeur 10 mm semble être un bon choix pour un concentrateur luminescent d'épaisseur 1 mm.

Il est important de noter que le pourcentage d'absorption de la lumière de pompe par la plaque est un critère important, car il contribue à l'efficacité optique du système. Il faut donc vérifier que dans la configuration de pompage en T, une grande partie de la lumière de pompe est absorbée, malgré la faible épaisseur de la plaque. La validation expérimentale du pompage en T et la mesure d'absorption seront présentées dans la partie suivante.

1.2 Validation expérimentale du pompage en T

L'objectif de cette partie est de valider expérimentalement le fonctionnement du pompage en T en regardant la fluorescence de la plaque de Cr:LiSAF. L'absorption de la plaque dans cette configuration de pompage sera ensuite mesurée. Les mesures sont réalisées pour les deux dopages de 0,8% et 5,5%.

1.2.1 Montage expérimental

La figure IV.11 montre le montage expérimental du pompage en T réalisé. Une plaque de Cr:LiSAF de dimensions ($14 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$) dopée à 0,8% ou 5,5% en ions Cr^{3+} est pompée par un concentrateur luminescent de Ce:YAG d'épaisseur 1 mm. Le concentrateur est collé à l'aide d'une colle UV perpendiculairement au milieu de la grande face de la plaque de Cr:LiSAF. Le concentrateur est ensuite éclairé par des LED bleues sur sa grande face. Un miroir est placé sur la petite surface de sortie non utilisée du concentrateur pour recycler la lumière de pompe émise dans le concentrateur dans ce sens. L'évolution de l'absorption de la lumière de pompe dans la plaque de Cr:LiSAF peut être visualisée en regardant la fluorescence, à l'aide d'un système d'imagerie formé d'une caméra CCD infrarouge et d'une lentille convergente. La lentille convergente et la caméra CCD sont placés pour avoir un optimal champ d'observation/résolution bien adapté à la surface du cristal de Cr:LiSAF visualisée. La mise au point de la lentille est réalisée pour imager la face du cristal et avoir l'image la plus nette possible. La fluorescence du Cr:LiSAF étant dans l'infrarouge proche, un filtre infrarouge est placé sur la caméra pour éviter toute lumière parasite dans le visible.

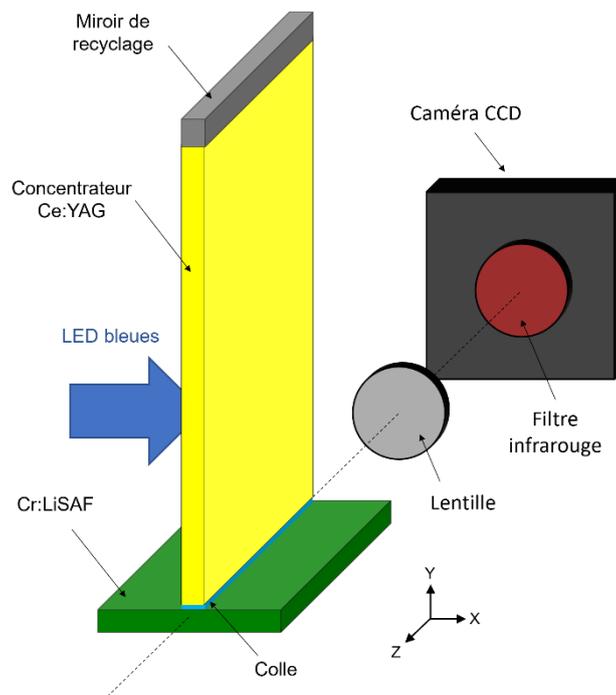


Figure IV.11 : Montage expérimental réalisé pour la validation de la configuration du pompage en T.

1.2.2 Imagerie de la plaque de Cr:LiSAF

L'absorption de la lumière de pompe dans le Cr:LiSAF et la fluorescence de ce dernier sont deux phénomènes correspondants. Ainsi, l'extension spatiale de la zone pompée (où l'énergie est stockée) peut être mesurée à partir de l'évolution de la fluorescence de la plaque de Cr:LiSAF. La figure IV.12 montre les cartes de fluorescence de la plaque de Cr:LiSAF mesurées à l'aide de la caméra CCD pour les deux dopages 5,5% et 0,8%. Elle présente également une comparaison entre l'évolution suivant la direction X de la fluorescence mesurée expérimentalement et celle prévue par les simulations de la partie précédente.

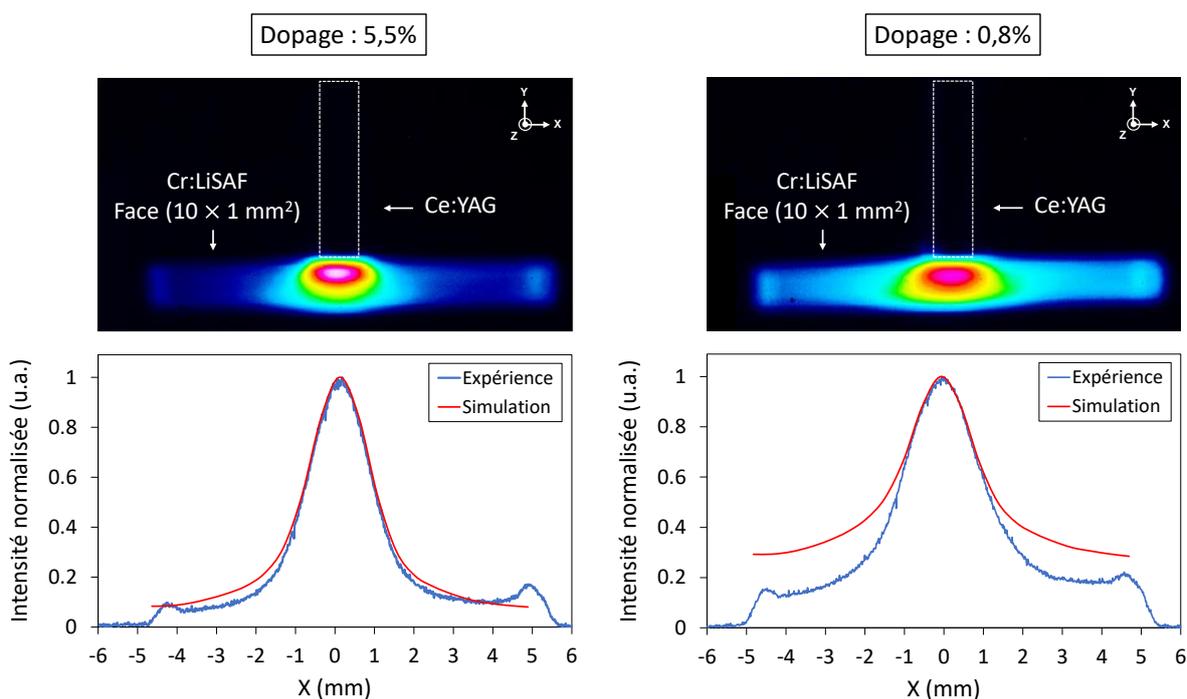


Figure IV.12 : En haut : cartes de fluorescence de la plaque de Cr:LiSAF dans le plan (X,Y) pour les dopages 5,5% et 0,8% mesurées à l'aide d'une caméra CCD. En bas : comparaison entre la mesure expérimentale de fluorescence et le résultat des simulations.

L'évolution de la fluorescence de la plaque de Cr:LiSAF est assez bien en accord avec les simulations réalisées. Pour le dopage de 5,5%, la zone pompée est localisée sous le concentrateur avec peu de lumière arrivant aux bords de la plaque. Pour le dopage de 0,8%, la décroissance de la fluorescence est plus lente. La zone pompée reste localisée sous le concentrateur mais elle est plus étalée dans la plaque avec plus de lumière de pompe aux bords de la plaque. L'écart entre la mesure expérimentale et le résultat de la simulation peut être attribué à une incertitude sur le dopage. Bien que le fournisseur précise que le dopage est de 0,8%, il est possible qu'il soit en réalité légèrement supérieur à cette valeur. En effet, les coefficients d'absorption à 638 nm des deux plaques de Cr:LiSAF ont été mesurés à l'aide d'un laser He-Ne. Le rapport retrouvé entre les deux coefficients d'absorption est de 3,3. Cela signifie que le rapport entre les dopages en ions Cr^{3+} des deux plaques est aussi égal à 3,3. En considérant que le dopage de 5,5% est correct

(d'après la figure IV.12) et qu'on néglige les autres sources d'absorption, le dopage de la deuxième plaque est estimé à 1,6% au lieu de 0,8%. Il est intéressant de noter que la mise au point de la lentille convergente est réalisée sur la face avant du cristal mais on collecte néanmoins toute la fluorescence émise le long de la plaque. L'image est ainsi légèrement floutée par la fluorescence accumulée tout au long de la plaque (14 mm). La distance entre la caméra et la lentille a été optimisée expérimentalement pour avoir l'image la plus nette possible. Toutefois, cet effet peut être à l'origine d'un léger écart entre la mesure expérimentale et les simulations.

D'après cette mesure de fluorescence, le fonctionnement du pompage en T est donc validé : la zone pompée est localisée sous le concentrateur luminescent. L'effet du dopage a été également observé, montrant que l'extension spatiale de la zone pompée dans la plaque augmente quand le dopage diminue. L'étape suivante est de mesurer le pourcentage de puissance de pompe absorbée par la plaque pour chaque dopage dans la configuration de pompe en T.

1.2.3 Mesure de l'absorption

L'absorption des deux plaques de Cr:LiSAF dopées à 0,8% et 5,5% est mesurée à l'aide d'une sphère intégrante associée à un spectromètre dans un montage similaire à celui de la section précédente. Le principe consiste à mesurer, dans un premier temps, la puissance de pompe émise par le concentrateur luminescent dans l'air notée P_{air} (sans coller la plaque de Cr:LiSAF) en le plaçant à l'entrée de la sphère intégrante. Ensuite, une mesure comparative est réalisée avec la plaque de Cr:LiSAF collée au concentrateur, en mesurant la puissance de pompe transmise par les faces de la plaque à l'aide de la même sphère intégrante. A partir de la transmission de la plaque de Cr:LiSAF, nous pouvons remonter à la valeur de l'absorption pour les deux dopages de 0,8% et 5,5%.

Cependant, la transmission n'est pas simplement le rapport entre les deux puissances mesurées avec et sans la plaque de Cr:LiSAF. En effet, l'émission du concentrateur par la face de sortie dépend de l'indice du milieu extérieur. Ainsi, la puissance de pompe mesurée dans l'air n'est pas égale à la puissance émise dans la plaque de Cr:LiSAF. Nous allons donc commencer par expliquer l'origine de cette différence et calculer le rapport η entre la puissance de pompe émise par le concentrateur dans l'air, et celle émise dans le Cr:LiSAF.

Considérons un concentrateur luminescent de Ce:YAG d'indice 1,83 placé dans l'air (figure IV.13.a). Un rayon lumineux se propageant à l'intérieur du concentrateur peut être défini par deux angles α et β dans le repère (X,Y,Z), L'émission à l'intérieur du concentrateur est isotrope dans un angle solide de 4π stéradians. Elle peut être donc représentée comme une sphère (figure IV.13.b). Un rayon se propageant à l'intérieur du concentrateur peut s'échapper si son angle d'incidence sur l'une des faces est inférieur à l'angle limite des réflexions totales internes. Il existe ainsi six cônes d'échappement correspondant aux six faces du concentrateur, qui sont présentés en vert sur la sphère de la figure IV.13.b.

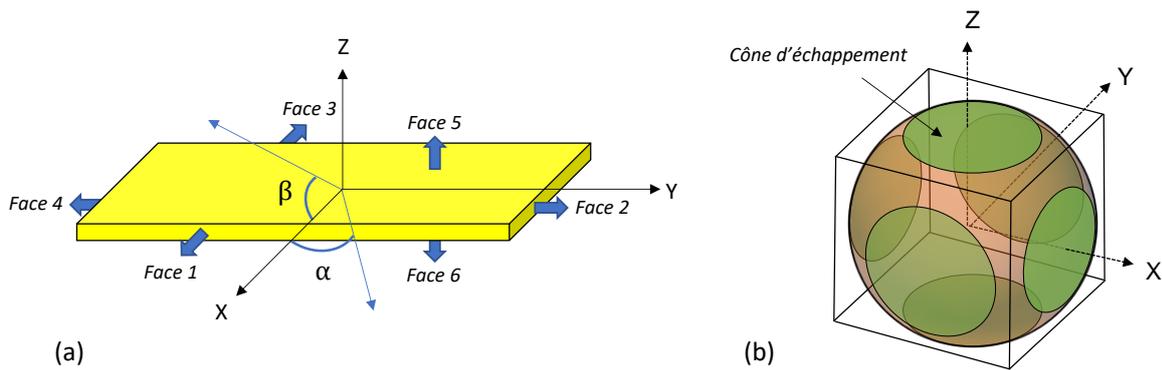


Figure IV.13 : (a) Schéma de base d'un concentrateur luminescent. Un rayon se propageant à l'intérieur est défini par les angles α et β . (b) Sphère représentant l'émission isotrope à l'intérieur du concentrateur luminescent. Les cônes d'échappement des différentes faces du concentrateur sont présentés en vert.

Pour une meilleure compréhension, nous allons considérer la représentation planaire de la sphère en fonction des angles α et β (figure IV.14). Etant donné que les faces du concentrateur sont perpendiculaires, les cônes d'échappement sont séparés d'un angle de 90° . Le concentrateur étant entouré par l'air sur toutes les faces, tous les cônes d'échappement ont le même angle, qui correspond à l'angle limite des réflexions totales internes pour une interface concentrateur/air. Les cônes vert et rouge sur la figure IV.14 montrent l'effet de placer un milieu d'indice n sur la face 2 du concentrateur : l'angle du cône correspondant à cette face augmente quand l'indice n du milieu de sortie augmente. Dans ce cas, le nombre de rayons qui peuvent sortir par le cône augmente et la puissance lumineuse émise par cette face devient plus importante. Nous comprenons ainsi pourquoi la puissance de pompe émise par la petite face de sortie du concentrateur de Ce:YAG n'est pas la même pour une émission dans l'air ou une émission dans le Cr:LiSAF.

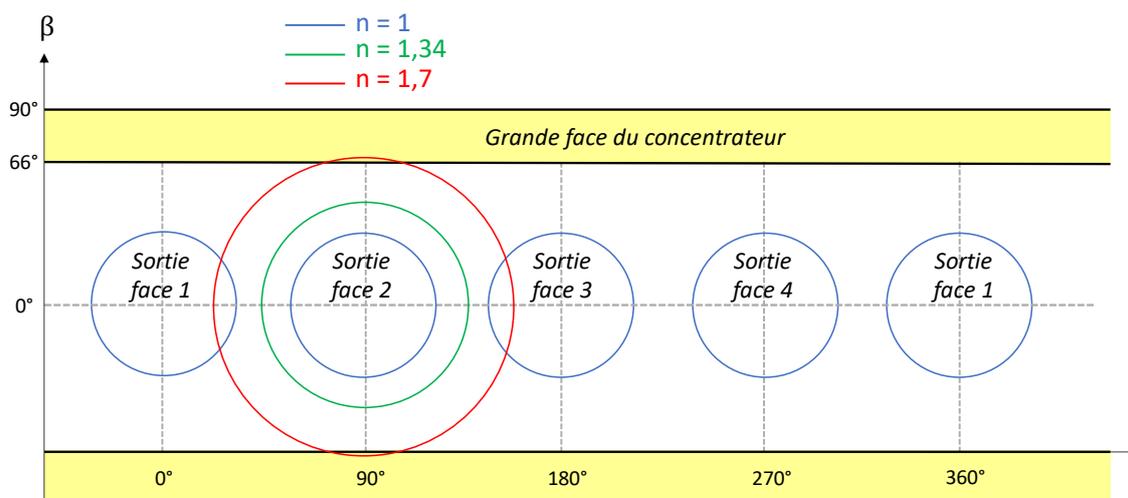


Figure IV.14 : Visualisation planaire des cônes d'échappement des différentes faces du concentrateur en fonction des angles α et β .

Les réflexions de Fresnel aux interfaces représentent un point important qu'il faut prendre en compte lors de l'étude de la transmission de la lumière de pompe dans les deux cas. Dans le cas de l'émission dans l'air, les réflexions de Fresnel ont lieu à l'interface concentrateur/air. Dans le deuxième cas, la plaque de Cr:LiSAF (d'indice $n'' = 1,4$) est collée au concentrateur (d'indice $n = 1,83$) avec de la colle UV (d'indice $n' = 1,5$). La lumière de pompe émise à l'intérieur du Ce:YAG doit traverser deux interfaces avant d'arriver dans la plaque : interface concentrateur/colle et interface colle/Cr:LiSAF (figure IV.15).

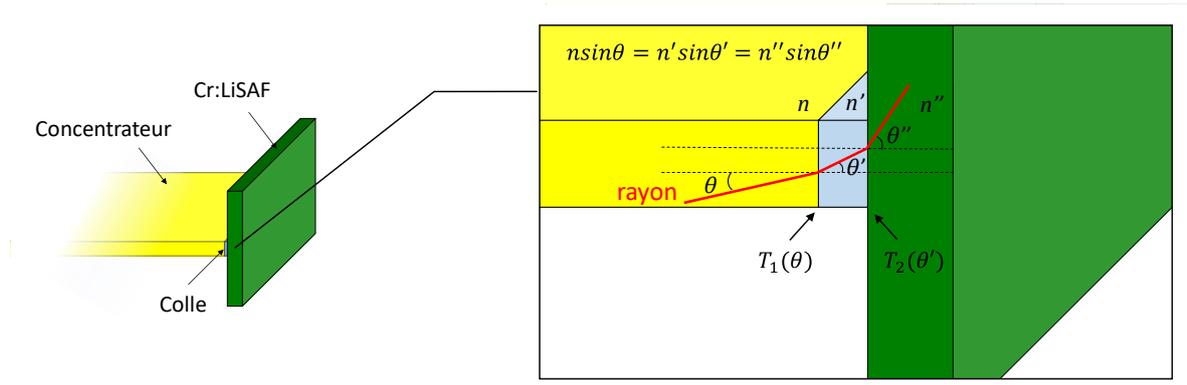


Figure IV.15 : Propagation d'un rayon du concentrateur vers la plaque de Cr:LiSAF à travers la colle. $T_1(\theta)$ et $T_2(\theta')$ sont les transmissions des deux interfaces compte-tenu des réflexions de Fresnel.

Les réflexions de Fresnel à l'interface entre deux milieux d'indices n et n' pour les deux polarisations TE et TM sont données par :

$$R_{TE}(\theta) = \left(\frac{n \cos \theta - n' \cos \theta'}{n \cos \theta + n' \cos \theta'} \right)^2 \quad (IV.4)$$

$$R_{TM}(\theta) = \left(\frac{n \cos \theta' - n' \cos \theta}{n \cos \theta' + n' \cos \theta} \right)^2 \quad (IV.5)$$

où θ l'angle d'incidence du rayon dans le milieu d'indice n par rapport à la normale de l'interface, et θ' l'angle réfracté dans le milieu d'indice n' .

Ainsi, la transmission d'un rayon arrivant à l'interface s'écrit en faisant la moyenne sur les deux polarisations :

$$T_1(\theta) = 1 - \frac{1}{2} (R_{TE}(\theta) + R_{TM}(\theta)) \quad (IV.6)$$

De la même manière, la transmission d'un rayon arrivant à l'interface entre les deux milieux d'indices n' et n'' est :

$$T_2(\theta') = 1 - \frac{1}{2} (R_{TE}(\theta') + R_{TM}(\theta')) \quad (IV.7)$$

où :

$$R_{TE}(\theta') = \left(\frac{n' \cos \theta' - n'' \cos \theta''}{n' \cos \theta' + n'' \cos \theta''} \right)^2 \quad (IV.8)$$

$$R_{TM}(\theta') = \left(\frac{n' \cos \theta'' - n'' \cos \theta'}{n' \cos \theta'' + n'' \cos \theta'} \right)^2 \quad (IV.9)$$

En prenant en compte les réflexions de Fresnel et la symétrie de révolution autour de la normale aux interfaces, la puissance de pompe transmise dans la plaque laser s'exprime en intégrant sur tous les angles solides :

$$P_{laser} = P_0 \int_0^{\theta_{lim}} T_1(\theta) \cdot T_2(\theta') \cdot 2\pi \cdot \sin(\theta) d\theta \quad (IV.10)$$

où P_0 est la puissance initiale de l'émission isotrope du concentrateur, et θ_{lim} l'angle limite des réflexions totales internes sur la face de sortie.

L'angle limite des réflexions totales internes est fixé par l'indice le plus faible. La borne d'intégration peut donc s'écrire sous la forme:

$$\theta_{lim} = \text{Min} \left[\text{Asin} \left(\frac{n'}{n} \right), \text{Asin} \left(\frac{n''}{n} \right) \right] \quad (IV.11)$$

Dans notre cas, l'indice de la colle UV est supérieur à celui du Cr:LiSAF. C'est donc ce dernier qui fixe la borne d'intégration, qui vaut :

$$\theta_{Cr:LiSAF} = \text{Asin} \left(\frac{1,4}{1,83} \right) \approx 50^\circ \quad (IV.12)$$

Dans le cas de l'émission dans l'air, la puissance de pompe transmise par la face du concentrateur est :

$$P_{air} = P_0 \int_0^{\theta_{air}} T_1(\theta) \cdot 2\pi \cdot \sin(\theta) d\theta \quad (IV.13)$$

avec :

$$\theta_{air} = \text{Asin} \left(\frac{1}{1,83} \right) \approx 33^\circ \quad (IV.14)$$

Le rapport η entre les puissances de pompe émises dans la plaque de Cr:LiSAF et dans l'air est donc donné par :

$$\eta = \frac{P_{laser}}{P_{air}} = \frac{\int_0^{\theta_{Cr:LiSAF}} T_1(\theta) \cdot T_2(\theta') \cdot 2\pi \cdot \sin(\theta) d\theta}{\int_0^{\theta_{air}} T_1(\theta) \cdot 2\pi \cdot \sin(\theta) d\theta} \approx 2,45 \quad (IV.15)$$

Le facteur η étant introduit, nous pouvons maintenant calculer l'absorption de la plaque à l'aide des résultats des mesures réalisées. La figure IV.16 montre les différents spectres mesurés à l'aide de la sphère intégrante pour les deux plaques dopées à 5,5% et 0,8%. Le spectre en gris correspond à l'émission du concentrateur dans l'air (P_{air}), multiplié par le facteur η . Il est donc équivalent au spectre de toute la lumière de pompe injectée dans la plaque de Cr:LiSAF (P_{air}). Le spectre en rouge correspond à la transmission de la lumière de pompe par toutes les faces de la plaque de Cr:LiSAF (placée entièrement dans la sphère intégrante). Le spectre en bleu correspond à la transmission de la lumière de pompe par la grande face de la plaque de Cr:LiSAF uniquement (sans la transmission des faces latérales). La transmission totale de la plaque pour chaque dopage peut être calculée en faisant le rapport entre les intégrales du spectre en rouge et du spectre en gris : elle vaut 19% pour la plaque dopée à 5,5% et 34% pour la plaque dopée à 0,8%. Ainsi, en supposant que toute la lumière non transmise par la plaque est absorbée, l'absorption vaut 81% pour le dopage de 5,5% et 66% pour le dopage de 0,8%. Comme attendu, l'absorption augmente avec le dopage. De plus, en regardant la différence entre les spectres rouges et bleus pour chacun des deux dopages, nous remarquons que la partie de la lumière de pompe transmise par les faces latérales de la plaque est moins importante dans le cas du dopage à 5,5%. Cela résultat est prévu par les simulations réalisées. En effet, quand le dopage augmente, la longueur d'absorption L_{abs} augmente, et le nombre de rayons lumineux qui arrivent aux faces latérales de la plaque diminue. La transmission de la lumière de pompe par les faces latérales est donc moins importante pour les forts dopages.

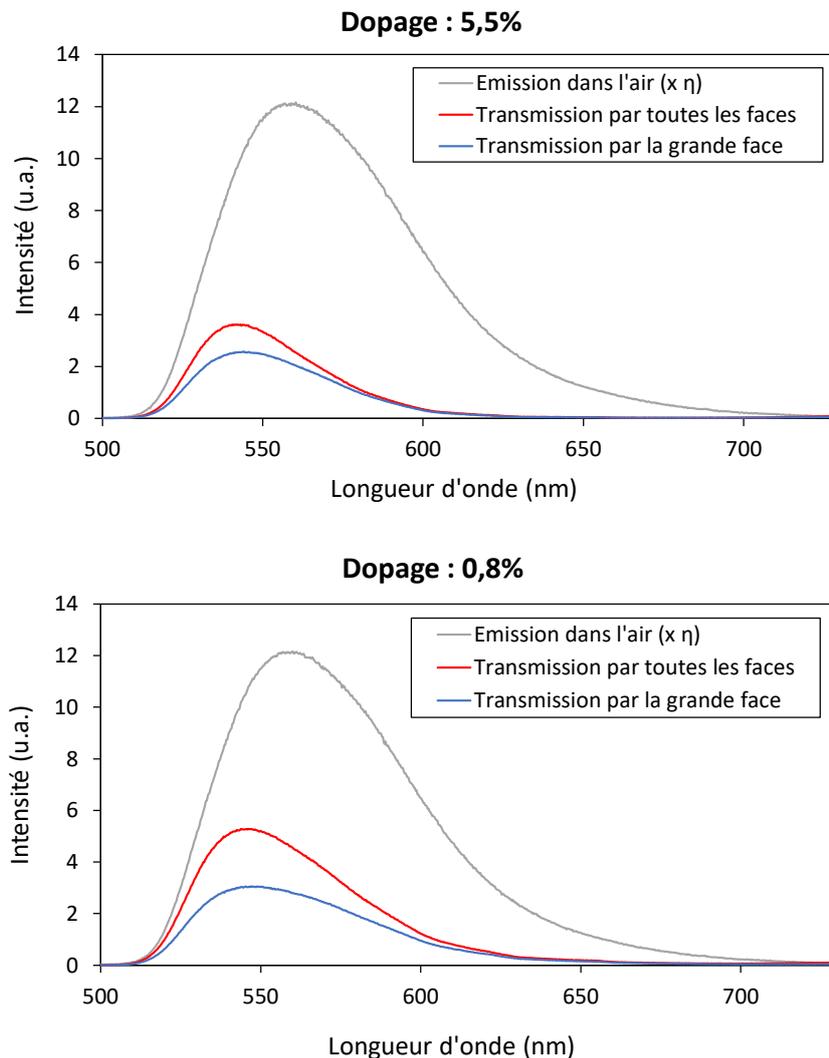


Figure IV.16 : Spectres mesurés par la sphère intégrante de l'émission du concentrateur de Ce:YAG et de la transmission de la plaque de Cr:LiSAF, pour les dopages 5,5% et 0,8%.

Pour conclure, les résultats des mesures d'absorption valident le fonctionnement du pompage en T. En effet, malgré la faible épaisseur de la plaque, une grande partie de la lumière de pompe est absorbée (81% pour un dopage de 5,5%) grâce à l'émission isotrope du concentrateur et au piégeage de la lumière de pompe dans la plaque de Cr:LiSAF. En plus, cette géométrie de pompage permet d'avoir une absorption relativement forte même pour des faibles dopages (absorption de 66% pour un dopage de 0,8%). Cela signifie que grâce au pompage en T, l'absorption de la lumière de pompe reste élevée même quand l'épaisseur de la plaque est très inférieure à la longueur d'absorption du matériau. Cette caractéristique, couplée avec les autres avantages présentés précédemment tels que la possibilité de réaliser un refroidissement efficace et d'avoir un bon recouvrement avec la zone de gain, rendent la configuration de pompage en T très adaptée pour l'amélioration de l'efficacité des systèmes amplificateur laser pompés par LED, et la montée en cadence.

2 Développement d'un amplificateur multi-passages Cr:LiSAF pompé par LED

Cette partie présente la conception et le développement d'un amplificateur multi-passages Cr:LiSAF pompé par LED grâce à la configuration de pompage en T. Les résultats obtenus sur cet amplificateur seront ensuite présentés, y compris sa performance vis-à-vis à la montée en cadence jusqu'à 100 Hz.

2.1 Adaptation du module de pompage par LED pour la montée en cadence

2.1.1 Pompage de la plaque de Cr:LiSAF

Pour pouvoir monter en cadence, une nouvelle tête de pompage par LED a été développée, avec les modifications nécessaires par rapport à la tête précédente. Tout d'abord, un module de refroidissement Peltier a été inséré dans la base de la nouvelle tête de pompage, sur lequel la plaque de Cr:LiSAF sera déposée. Ensuite, des changements au niveau de l'électronique ont été effectués. Grâce à ces modifications, il est maintenant possible d'activer les LED pour des durées allant jusqu'à 200 μ s avec des cadences élevées pouvant aller jusqu'à 200 Hz. En plus, la compacité du module de pompage a été améliorée. En effet, comme déjà mentionné dans le chapitre I, la compacité des systèmes de pompage est un critère important pour les systèmes laser amplificateurs, et c'est l'endroit où le pompage par LED a un vrai potentiel. Grâce aux modifications électroniques effectuées (réalisation d'une alimentation dédiée), le boîtier de l'alimentation électrique des LED dans la nouvelle tête de pompage est 15 fois plus compacte de celui de l'ancienne tête (50x45x18 cm³ contre 140x100x40 cm³) et considérablement plus léger. Toutefois, toutes ces améliorations au niveau de la montée en cadence, le refroidissement et la compacité viennent au prix du courant maximal qui peut être livré aux LED. En effet, le courant aux bornes d'une LED est limité à 3,2 A, ce qui a pour conséquence une diminution de la puissance de pompe et du gain.

La figure IV.18 montre le montage expérimental du pompage en T de la plaque de Cr:LiSAF dans la nouvelle tête. Le concentrateur de Ce:YAG (200x14x1 mm³) est collé perpendiculairement au milieu de la plaque de Cr:LiSAF (14x10x1 mm³) avec de la colle UV d'indice de réfraction 1,5 (NOA 61, Norland Product). Les grandes faces du concentrateur sont éclairées par un nombre total de 2112 LED bleues (Luxeon Z) déposées sur des cartes de circuit imprimé (PCB) et émettant à 450 nm. Un miroir diélectrique de haute réflectivité est déposé sur la petite face du haut du concentrateur pour recycler la lumière de pompe. L'orientation des axes du Cr:LiSAF est la même que celle des simulations : le pompage est réalisé sur les deux axes a et c, permettant de profiter de la forte émission laser suivant l'axe c. D'après les simulations et les mesures précédentes, nous avons vu que le pompage en T est plus performant pour des dopages élevés. Ainsi, le dopage en ions Cr³⁺ choisi pour la plaque est 5,5%. Les deux faces laser de la plaque (10x1 mm²) sont traitées anti-reflet (R<0,5%) entre 800 nm et 900 nm. La grande face de la plaque est mise en contact avec une pièce métallique en aluminium par l'intermédiaire d'une couche fine de graisse thermique en silicone, afin d'assurer une meilleure conductivité thermique. La pièce métallique est à son tour

en contact avec un élément Peltier qui permet d'évacuer la chaleur et de contrôler la température. Le refroidissement des LED est assuré par un circuit d'eau circulant dans les blocs métalliques de la tête sur lesquels les cartes de circuit imprimé (*PCB*) sont fixées. La figure IV.19 montre les photos du montage expérimental du pompage en T.

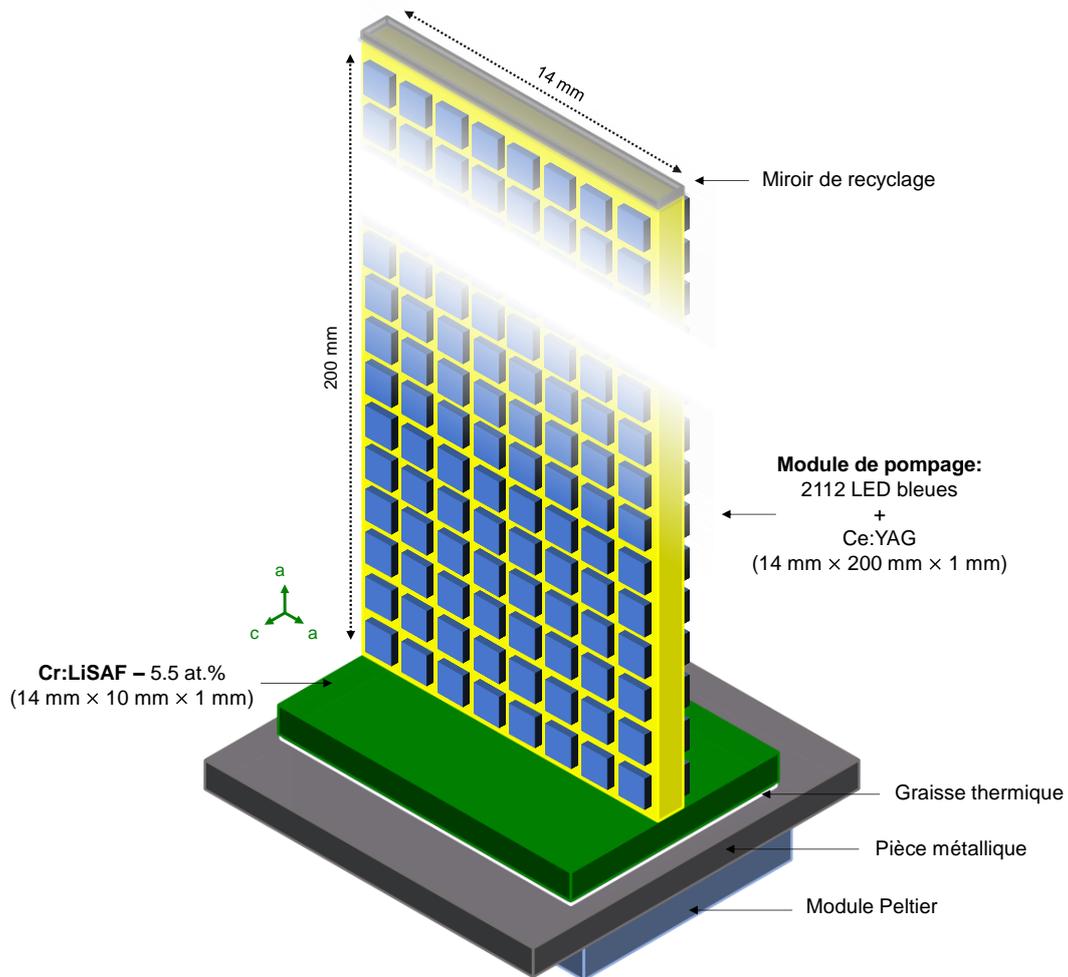


Figure IV.18: Montage expérimental du pompage en T d'une plaque de Cr:LiSAF via un concentrateur luminescent de Ce:YAG pompé par LED.

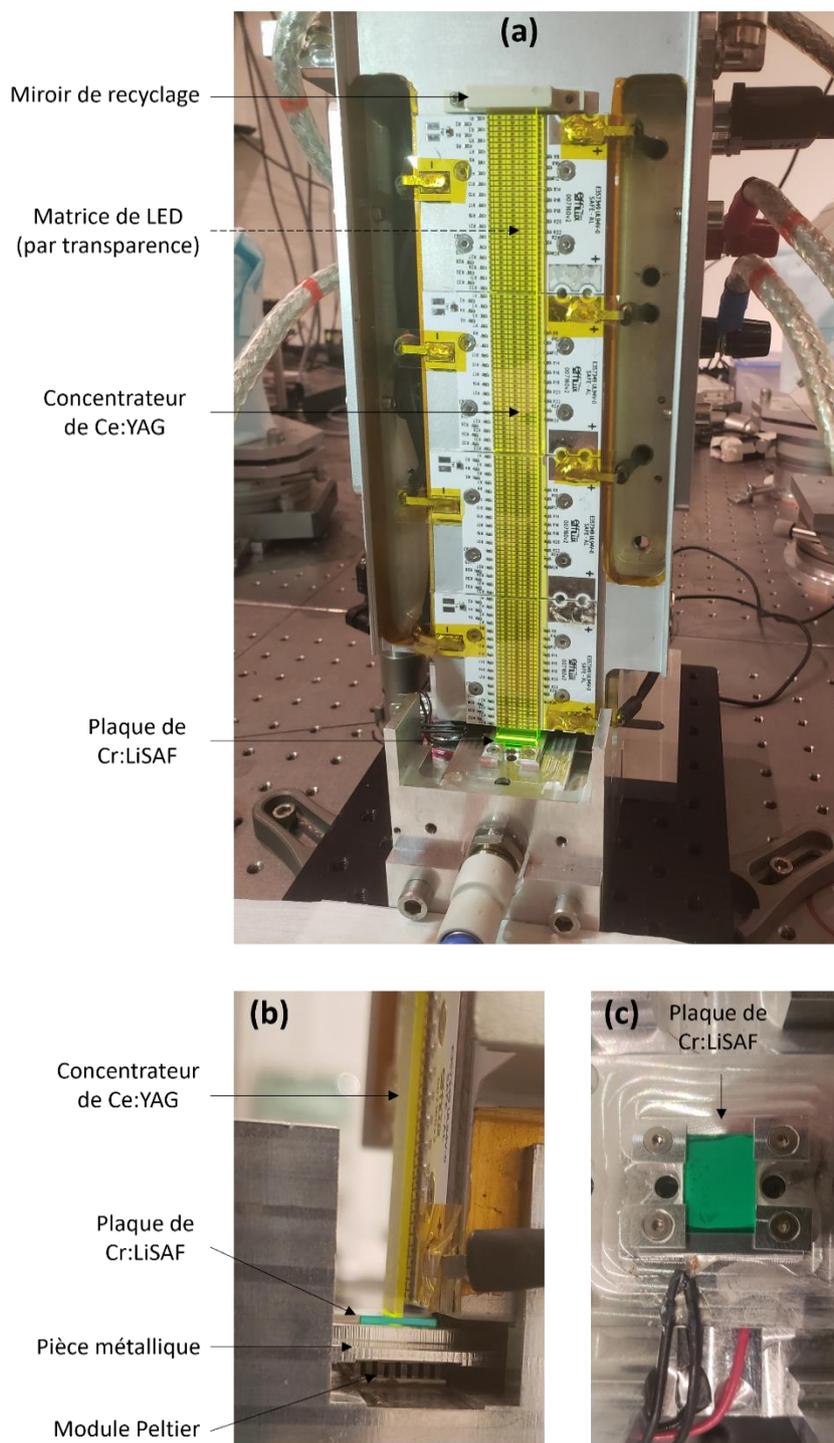


Figure IV.19: (a) Photo de la nouvelle tête de pompage par LED ouverte (vue de face), montrant les différents éléments mis en place. (b) Vue de côté de la tête de pompage : la grande face de la plaque de Cr:LiSAF est en contact avec une pièce métallique en aluminium refroidie par un module Peltier. (c) Vue de dessus de la plaque de Cr:LiSAF avant le collage du concentrateur lumineux. La plaque est fixée à la pièce métallique et déposée sur une couche fine de graisse thermique (visible par transparence).

2.1.2 Mesure du gain et choix de l'architecture amplificatrice

Les simulations réalisées montrent que l'utilisation de larges faisceaux elliptiques est bien adaptée à la configuration de pompage en T, car elle permet de maximiser le recouvrement entre le faisceau laser et la zone de gain. Cependant, bien que le recouvrement augmente avec la taille du faisceau, le gain laser diminue du fait que les extrémités du faisceau passent dans une zone où le gain laser est faible. Ainsi, il est important de quantifier la valeur du gain maximal atteignable dans la plaque de Cr:LiSAF, afin de choisir une taille de faisceau convenable et concevoir l'architecture du système amplificateur.

Dans la configuration de pompage en T, la zone de gain est localisée en-dessous du concentrateur luminescent. Ainsi, pour un concentrateur d'épaisseur 1 mm, on peut estimer que la taille du faisceau qui permet d'avoir un gain maximal est limitée à 1 mm dans la direction horizontale (figure IV.20). Au-delà de cette valeur, le gain commence à diminuer. Dans la direction verticale, la taille du faisceau est limitée par la diffraction à la moitié de l'épaisseur de la plaque de Cr:LiSAF, soit à 500 μm .

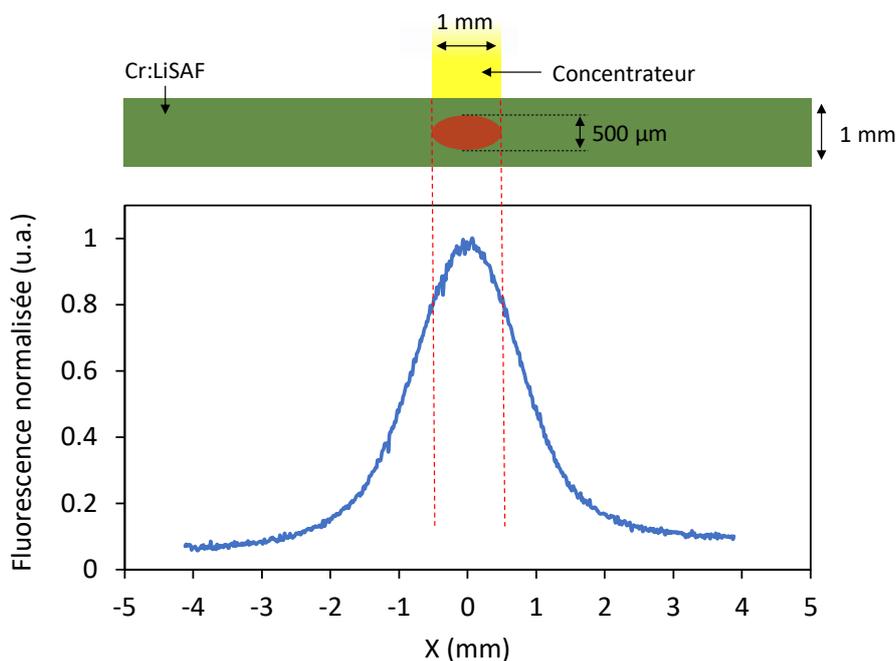


Figure IV.20: La taille limite du faisceau elliptique à utiliser (en rouge) dans la configuration de pompage en T permettant d'avoir un gain maximal. La courbe du dessous correspond à la fluorescence de la plaque de Cr:LiSAF dopée à 5,5% mesurée expérimentalement (dans une coupe effectuée au milieu du cristal), qui est un indicateur de l'évolution de l'absorption et du gain dans la plaque.

Les faisceaux elliptiques sont généralement obtenus en utilisant des miroirs ou lentilles cylindriques. Afin de mesurer le gain maximal, nous avons construit autour de la tête de pompage

une cavité permettant d'avoir un faisceau elliptique de la bonne taille au niveau de la plaque de Cr:LiSAF. L'ellipticité du faisceau est obtenue grâce à l'astigmatisme introduit par les miroirs sphériques de la cavité placés hors axe. La cavité est montrée dans la figure IV.21.a. Elle est en forme de Z, constituée de 2 miroirs sphériques de part et d'autre du cristal, et deux bras faisant un angle de 40° par rapport l'axe défini par les deux miroirs sphériques. Cela correspond à un angle d'incidence de 20° du faisceau sur les miroirs sphériques. Les distances entre les miroirs, leurs rayons de courbures, et les angles d'incidence ont été choisis à l'aide du logiciel « *reZonator* » de sorte de l'astigmatisme créée au niveau de la plaque un faisceau de rayons $250\ \mu\text{m}$ et $420\ \mu\text{m}$ dans les deux directions verticale et horizontale respectivement (figure IV.21.b).

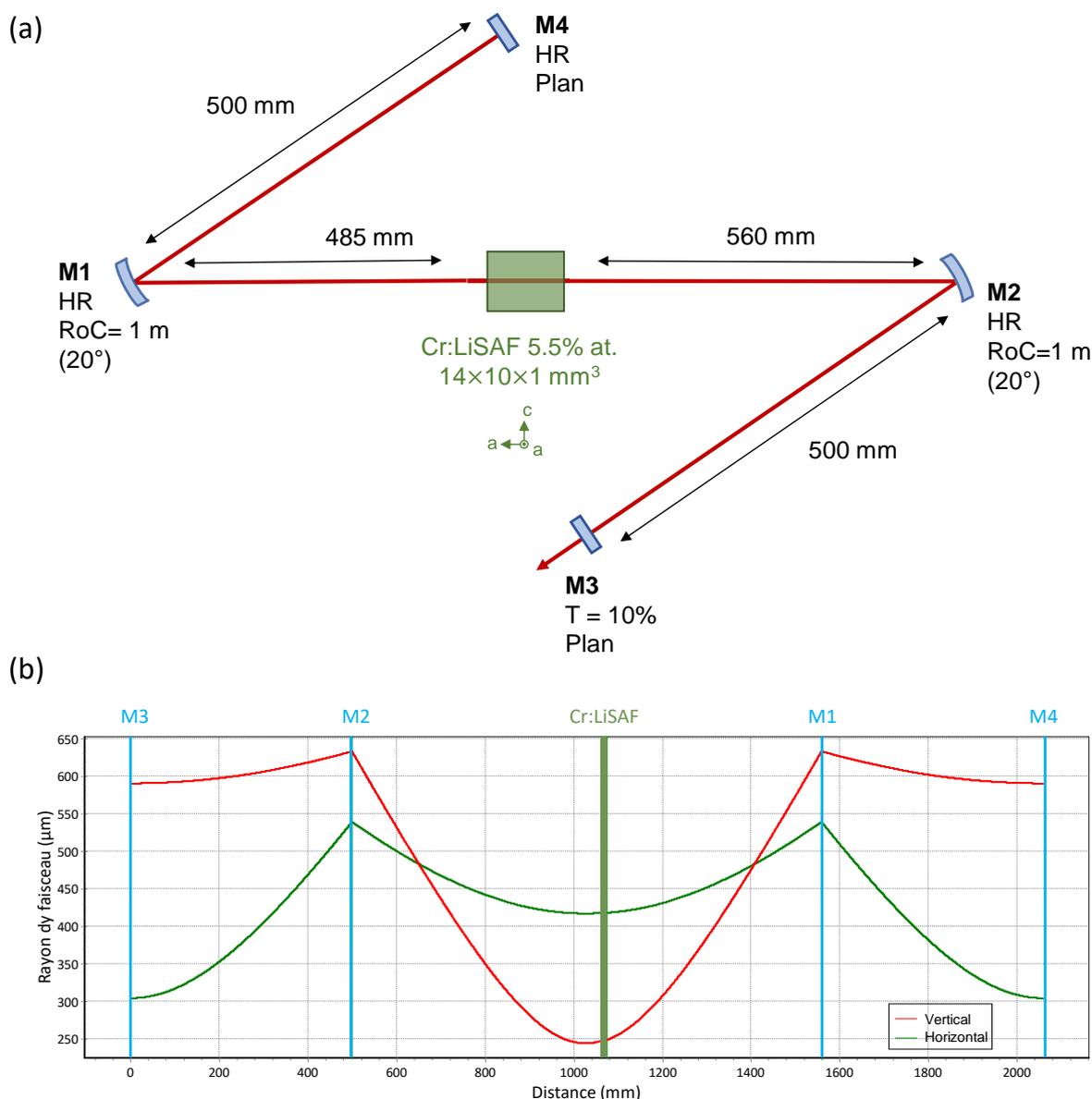


Figure IV.21: (a) Montage expérimental de la cavité en forme de Z permettant d'avoir un faisceau elliptique dans le Cr:LiSAF. (b) Evolution du rayon du mode laser de la cavité.

Ensuite, le faisceau a été bien centré au milieu de la zone de gain et la tête de pompage a été réglée pour délivrer le maximum de puissance de pompe, en fixant le courant aux bornes des LED à sa valeur maximale de 3,2A. Le gain petit signal a été ensuite mesuré en introduisant des pertes calibrées dans la cavité, à l'aide d'une lame de verre à faces parallèles. En effet, en faisant varier l'angle entre les faces de la lame et l'axe de la cavité, on fait varier les pertes de Fresnel introduites par la lame. Ainsi, il est possible de remonter à la valeur du gain petit signal en double passages en se plaçant au seuil laser de la cavité (quand le gain et les pertes sont égaux). Le gain petit signal en double passages mesurée à l'aide de cette technique est égal à 1,32. Cela correspond à un gain petit signal par passage dans le Cr:LiSAF de 1,15. Cette valeur correspond au gain maximal utilisable dans la plaque de Cr:LiSAF. Cette baisse de gain par rapport à l'amplificateur régénératif (où le gain petit signal simple passage était de 1,34) est due à deux raisons. D'abord, le courant aux bornes des LED est plus faible, et la puissance de pompe est moins importante. Ensuite, la densité volumique de puissance de pompe est plus faible car le volume du cristal de Cr:LiSAF est plus grand par rapport à celui utilisé dans l'amplificateur régénératif ($1 \times 1 \times 14 \text{ mm}^3$). Cette baisse de gain a deux conséquences concernant la conception du système amplificateur. D'abord, il est inutile d'utiliser un faisceau de section plus grande, car le gain deviendra encore plus faible. Le faisceau doit être donc limité à 1 mm dans la direction horizontale et située en dessous du concentrateur. Ensuite, il est nécessaire de construire un système amplificateur avec de très faibles pertes pour préserver la valeur du gain « net » raisonnable. Ainsi, le développement d'un amplificateur multi-passages semble être plus adéquat qu'un amplificateur régénératif. En effet, comme nous avons vu dans le chapitre précédent, l'insertion d'éléments de polarisation dans la cavité régénérative, comme la cellule de Pockels et les polariseurs, introduit des pertes supplémentaires. L'amplification régénérative est donc un choix défavorable compte-tenu de la valeur de gain mesurée de 1,15. En revanche, les amplificateurs multi-passages permettent de limiter les pertes à des valeurs bien plus faibles. Le principe de fonctionnement de ce type d'amplificateurs ne consiste pas à piéger les impulsions dans une cavité, mais à faire passer le faisceau un grand nombre de fois dans le milieu à gain à l'aide d'un jeu de miroirs successifs. Les pertes du système sont donc données par les pertes des miroirs de transport utilisés et peuvent donc être très faibles. Un autre avantage de l'amplification multi-passages dans le cas du pompage en T est qu'elle permet d'utiliser des faisceaux ronds et de couvrir la zone de gain grâce aux différents passages multiplexés angulairement dans la direction horizontale, contrairement à l'amplification régénérative qui nécessiterait une cavité avec un mode laser elliptique (plus contraignant à réaliser).

Toutefois, il est intéressant de regarder si le pompage en T garde son utilité et ses avantages par rapport au pompage coplanaire dans le cas de l'amplification multi-passages avec des faisceaux de forme ronde. En effet, les simulations de la partie précédente ont montré l'avantage du pompage en T pour des gros faisceaux proches de la taille donnée par la limite de diffraction. Or dans le cas d'un amplificateur multi-passages où des faisceaux ronds sont utilisés, il est possible de faire passer le faisceau plus proche du bord de la plaque, typiquement à une distance égale à son rayon. Il est donc légitime de se demander si le pompage coplanaire ne devient pas plus avantageux dans ce cas. La réponse à cette question est simple : d'après les simulations « *LightTools* » et l'équation IV.1, le pompage en T permet d'avoir un recouvrement égal à celui du pompage coplanaire, pour des faisceaux ronds de petite taille. Cependant, il est plus facile de réaliser un multiplexage angulaire avec un grand nombre de passages dans la plaque pour une

géométrie de pompage en T grâce à la localisation de la zone de gain au milieu de la plaque, contrairement à la géométrie coplanaire où la zone de gain est localisée au bord, ce qui rend la réalisation de plusieurs passages compliquée. Ainsi, le pompage en T reste la configuration la plus convenable pour le pompage par LED, même pour une architecture d'amplification multi-passages avec des faisceaux ronds de petites tailles.

2.2 Montage expérimental de l'amplificateur multi-passages

L'objectif est de construire un amplificateur multi-passages qui fait passer un faisceau laser plusieurs fois dans la plaque de Cr:LiSAF. Etant donné que le gain est relativement faible (de valeur 1,15), un grand nombre de passages dans la plaque est nécessaire pour extraire l'énergie d'une manière efficace. Quant à la taille du faisceau dans la plaque, nous avons fait le choix de travailler avec un faisceau rond de diamètre 400 μm . En effet, bien que la taille du faisceau dans la direction verticale puisse aller jusqu'à 500 μm (la moitié de l'épaisseur de la plaque), un diamètre de faisceau de 400 μm permet de réaliser plus facilement les différents passages sans le risque d'introduire des pertes par diffraction. Dans la direction horizontale, les faisceaux liés aux différents passages dans la plaque doivent tous être localisés sur une largeur de 1 mm sous le concentrateur, pour maintenir la valeur maximale du gain pour tous les passages. Une façon de réaliser un grand nombre de passages en respectant ces conditions est l'architecture « papillon », basée sur le multiplexage angulaire des faisceaux dans la zone de gain. Le montage expérimental réalisé est montré dans la figure IV.22.

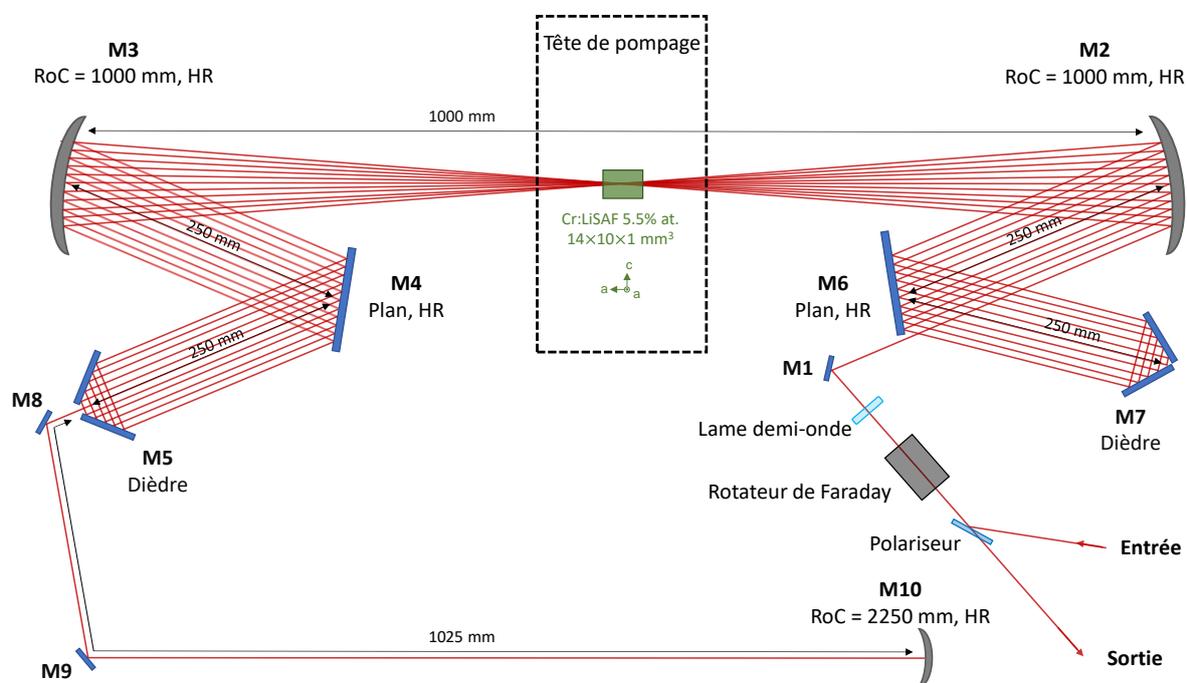


Figure IV.22: Montage expérimental de l'amplificateur multi-passages Cr:LiSAF pompé par LED.

Deux miroirs concaves identiques M2 et M3 ($R_oC = 1\text{ m}$) sont placés à une distance égale à la moitié de leur rayon de courbure (distance focale $f = 0,5\text{ m}$) de part et d'autre de la plaque de Cr:LiSAF. Le multiplexage angulaire est réalisé à l'aide de deux dièdres (M5 et M7) qui introduisent un décalage sur la position du faisceau au niveau des deux miroirs concaves, dans le plan horizontal. Ainsi, le faisceau traverse la plaque de Cr:LiSAF avec un angle différent à chaque passage, après une réflexion sur le dièdre. Afin de préserver un diamètre du faisceau de $400\ \mu\text{m}$ au niveau du Cr:LiSAF pour tous les passages, l'amplificateur est construit avec une imagerie $4f$. Cela veut dire que la distance entre le miroir concave et le dièdre de chaque côté est exactement égale à la distance entre le miroir concave et la plaque de Cr:LiSAF, et vaut $f = 0,5\text{ m}$. Dans ce cas, *le waist* du faisceau se situe toujours au niveau du Cr:LiSAF et vaut $200\ \mu\text{m}$. L'angle d'incidence du faisceau sur les miroirs concaves est minimisé à 10° pour limiter l'astigmatisme. Deux miroirs plans de repli M4 et M6 sont utilisés pour replier les deux bras de l'amplificateur, pour des raisons d'encombrement liées à la taille de la tête de pompage.

Pour rentrer dans l'amplificateur, le faisceau passe d'abord tout près du miroir de repli M6 et se réfléchit sur le bord du miroir concave M2. Le faisceau réalise ensuite un premier passage dans la plaque de Cr:LiSAF avant d'arriver à l'autre bord du deuxième miroir concave M3. Ensuite, le faisceau est réfléchi sur le miroir de repli M4 et arrive sur les miroirs du dièdre M5. Après la réflexion sur le dièdre, le faisceau fait le trajet inverse mais décalé : il est réfléchi sur le bord opposé du miroir concave M3, et réalise un deuxième passage dans la plaque de Cr:LiSAF avant d'arriver de nouveau au miroir concave M2. Le faisceau réfléchi est décalé au niveau du miroir de repli M6, il se réfléchit donc au lieu de sortir, et se dirige vers le dièdre M7. Le cycle venant d'être décrit correspond à un tour complet dans l'amplificateur, constituée de 2 passages dans le Cr:LiSAF. Les angles des passages suivants par rapport à l'axe optique sont plus petits que les angles des deux premiers passages : les faisceaux se rapprochent alors progressivement de l'axe. Les faisceaux s'intersectent dans un seul point au milieu de la plaque de Cr:LiSAF avec des angles différents, sous forme d'un «papillon», d'où le nom de cette architecture d'amplification. Il est intéressant de noter que les miroirs concaves M2 et M3 sont réglés de sorte que les deux premiers passages traversent la plaque de Cr:LiSAF en restant entièrement dans la zone de gain sous une largeur de 1 mm , suivant la diagonale (figure IV.23). Les deux premiers passages étant ceux du bord, tous les passages suivants sont garantis de passer dans la zone de gain (en bleu).

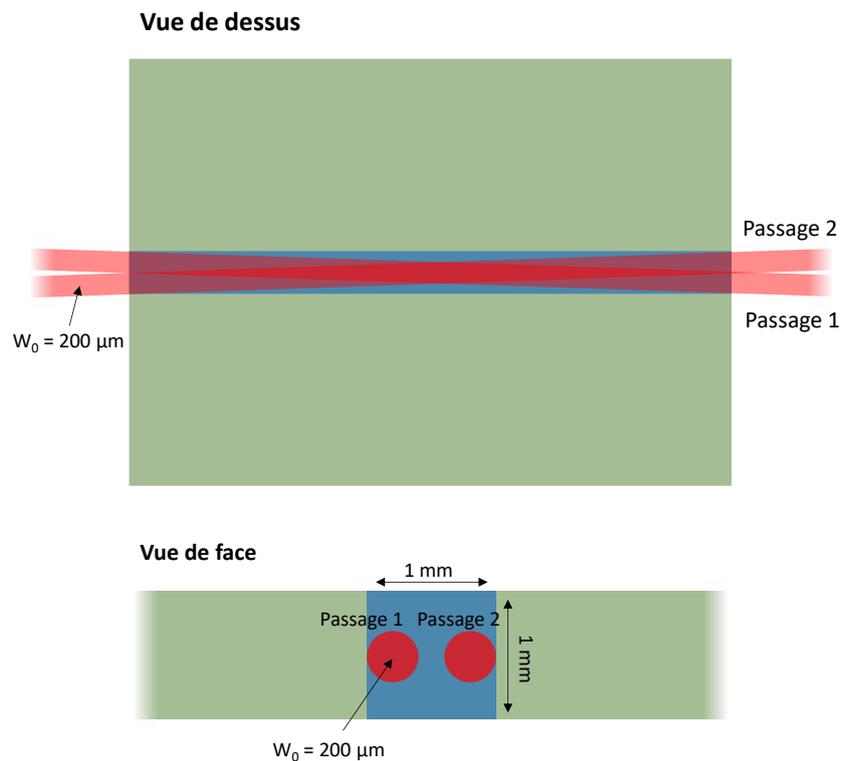


Figure IV.23: Vue de dessus et de face de la zone de gain (en bleu) de la plaque de Cr:LiSAF montrant le recouvrement avec les deux premiers passages dans l'amplificateur. Les faisceaux ont ici un rayon w_0 de $200 \mu\text{m}$ et passent entièrement dans les 1 mm de la zone de gain suivant les diagonales.

Le nombre maximal de passages possibles dépend de la taille du faisceau au niveau des miroirs concaves et des dimensions de ces derniers. L'évolution du rayon du faisceau pour un tour complet dans l'amplificateur est présentée dans la figure (IV.24). Pour un rayon de $200 \mu\text{m}$ dans le Cr:LiSAF, le diamètre du faisceau au niveau des miroirs concaves est d'environ 1,5 mm. Le diamètre des miroirs concaves utilisés étant de 5,08 cm (2 pouces), il est possible de réaliser 11 passages dans l'amplificateur, en laissant un espacement de deux fois la taille du faisceau entre deux impacts juxtaposés au niveau des miroirs concaves. Cet espacement permet d'extraire facilement le faisceau amplifié et limite la diffraction du faisceau sur les différentes optiques du système.

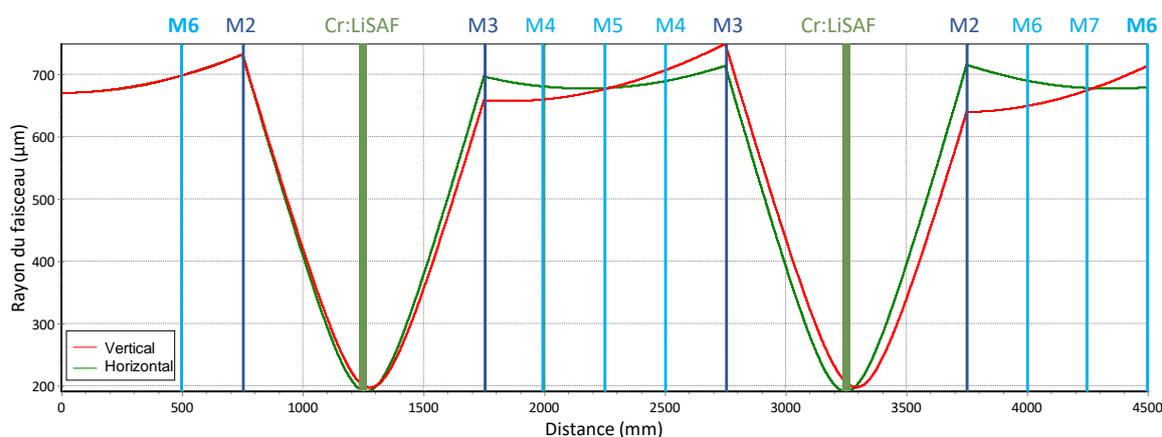


Figure IV.24: Evolution du rayon du faisceau pour un tour complet dans l'amplificateur, comprenant deux passages dans la plaque de Cr:LiSAF.

L'évolution du rayon du faisceau à l'intérieur de l'amplificateur pour 11 passages est montrée dans la figure IV.25. Un léger astigmatisme apparaît à cause de l'angle d'incidence de 10° sur les miroirs concaves. L'astigmatisme augmente avec le nombre de passages dans l'amplificateur. Cependant, il n'affecte pas l'amplification, car la taille du faisceau dans le plan vertical reste inférieure à 260 μm pour tous les passages. En plus, l'astigmatisme ne devient perceptible qu'à partir du 8^{ème} passage, ce qui n'est pas grave étant donné que les derniers passages passent au milieu de la zone de gain. Ainsi, même si la taille du faisceau au niveau du Cr:LiSAF augmente légèrement dans le plan horizontal à cause de l'astigmatisme pour les derniers passages, le faisceau est toujours situé entièrement dans la zone de gain fixée à 1 mm.

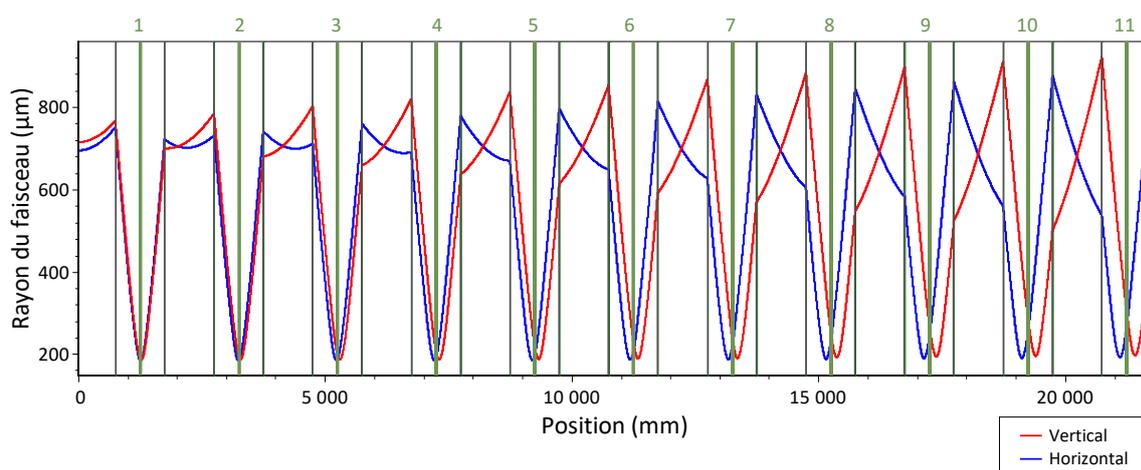


Figure IV.25 : Evolution du rayon du faisceau dans l'amplificateur pour les 11 premiers passages dans le Cr:LiSAF.

Après le 11^{ème} passage, le faisceau sort de l'amplificateur à travers un petit espace entre les deux miroirs du dièdre M5. Dans le but de doubler le nombre de passages, le faisceau est renvoyé dans l'amplificateur à l'aide d'un miroir concave M10 de rayon de courbe 2250 mm. Le rayon de

courbure du miroir et sa position ont été soigneusement calculés pour adapter la divergence du faisceau réinjecté et préserver la taille et la position du *waist* au niveau du Cr:LiSAF. En effet, un miroir de rayon de courbure 2250 mm permet d'avoir le *waist* du faisceau réinjecté à la même position et de la même valeur que le faisceau sortant à une distance égale à la moitié de son rayon de courbure (1125 mm). La différence entre cette valeur théorique et la distance dans le montage (1025 mm) est due à l'optimisation expérimentale réalisée en minimisant les pertes par diffraction en sortie après 22 passages. L'évolution du rayon du faisceau réinjecté dans l'amplificateur à l'aide du miroir de retour M10 est montée dans la figure IV.26. Après avoir réalisé 22 passages, le faisceau sortant de l'amplificateur est confondu avec le faisceau rentrant. Ainsi, un isolateur optique constitué d'un rotateur de Faraday, une lame demi-onde et un polariseur a été rajouté pour séparer l'entrée et la sortie de l'amplificateur. Il est intéressant de noter que tous les miroirs du système sont de très haute réflectivité ($R > 99,95\%$ entre 760 nm et 840 nm) afin de limiter les pertes. En plus, dans la perspective d'amplifier des impulsions femtosecondes, tous les miroirs utilisés sont de faible dispersion ($GDD < 20 \text{ fs}^2$). La procédure de réglage de l'amplificateur multi-passages est décrite dans l'annexe B.

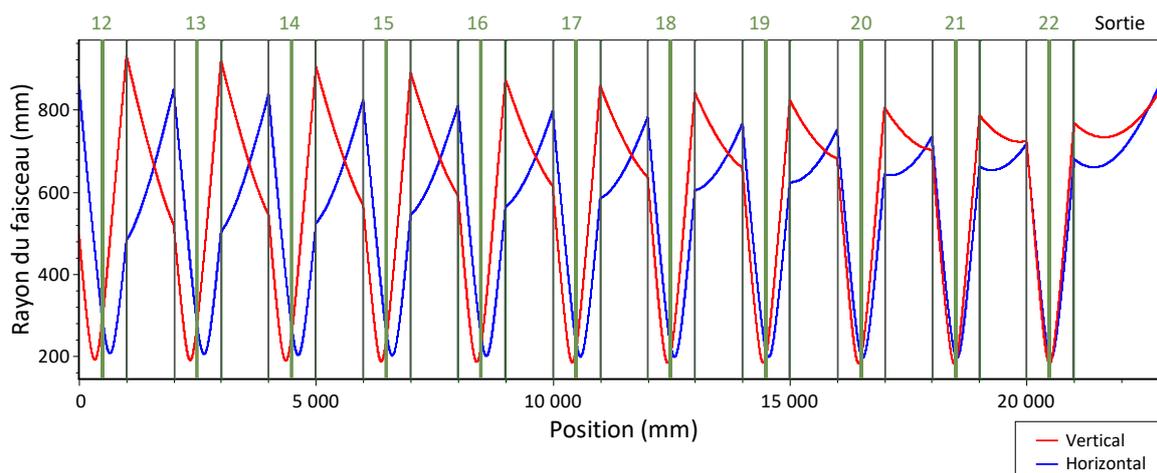


Figure IV.26 : Evolution du rayon du faisceau réinjecté dans l'amplificateur à l'aide du miroir M10, lors de son trajet de retour (les passages 12 à 22).

2.3 Performance et résultats

Après avoir présenté le module de pompage du Cr:LiSAF et le montage expérimental de l'amplificateur multi-passages, nous allons présenter les performances et les résultats obtenus. Une caractérisation de l'amplificateur en termes de gain et d'énergie à la cadence de 10 Hz sera d'abord présentée, suivie par la montée en cadence sur l'amplificateur jusqu'à 100 Hz .

2.3.1 Oscillateur Cr:LiSAF pompé par LED pour l'injection

Pour un gain de 1,15 par passage et un nombre total de 22 passages possibles, l'amplificateur multi-passages doit être injecté par un faisceau assez énergétique pour extraire le maximum

d'énergie de la plaque de Cr:LiSAF. Le cas idéal serait d'injecter les impulsions étirées et amplifiées dans l'amplificateur régénératif pompé par LED présenté précédemment, avec une énergie d'impulsion de 1 mJ. Cependant, cela n'a pas pu être réalisé pour deux raisons. Tout d'abord, une panne sur les diodes de pompe de l'oscillateur femtoseconde Ti:saphir nous a empêché de l'utiliser pour injecter l'amplificateur régénératif. En plus, la tête de pompage de l'amplificateur régénératif ne permet pas de refroidir le cristal de Cr:LiSAF et de monter en cadence au-delà de 10 Hz. Elle n'est pas donc adaptée à l'injection de l'amplificateur multi-passages, où une étude de la montée en cadence sera menée. Ainsi, une nouvelle tête de pompage identique à la tête utilisée dans l'amplificateur multi-passages a été développée et utilisée pour pomper le cristal de Cr:LiSAF de $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$ (précédemment utilisé dans l'amplificateur régénératif). Cette tête contient également un module Peltier de refroidissement et permet de monter en cadence jusqu'à 100 Hz sur ce petit cristal. Un oscillateur laser en régime relaxé a été construit en montant une cavité autour de la tête (figure IV.27). La cavité est similaire à celle de l'amplificateur régénératif, avec un coupleur de transmission 2% à la place du miroir plan, et sans les éléments de polarisation (cellule de Pockels et polariseur).

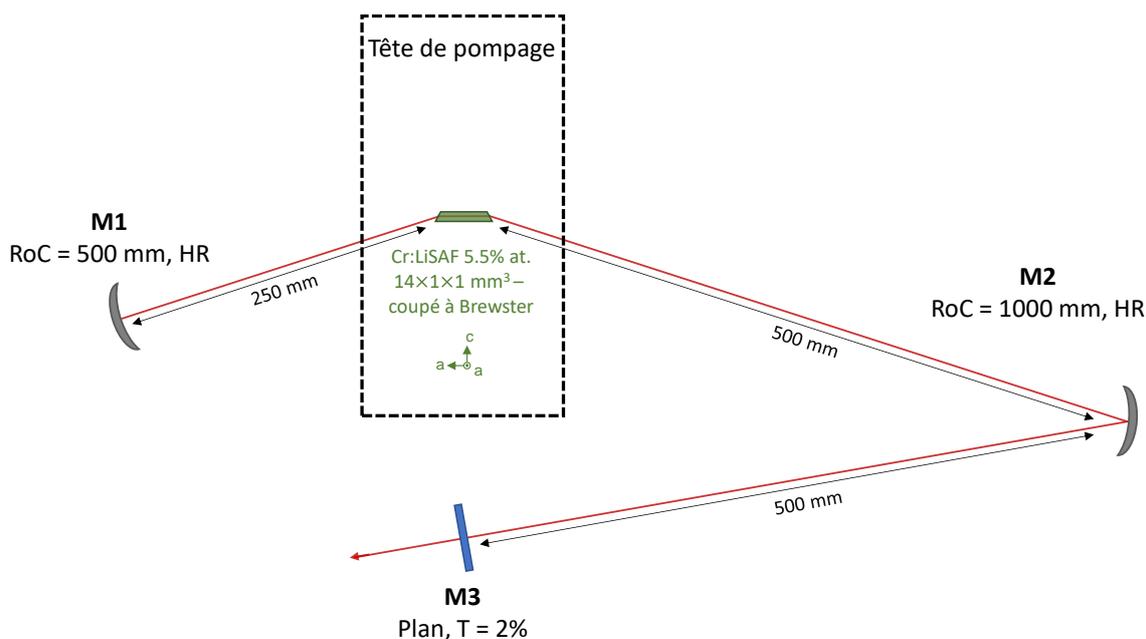


Figure IV.27 : Montage expérimental de l'oscillateur Cr:LiSAF pompé par LED développé pour l'injection de l'amplificateur multi-passages.

La figure IV.28 présente les deux régimes de fonctionnement de cet oscillateur Cr:LiSAF. Le régime A consiste à allumer la tête de pompage pendant une durée relativement courte ($45 \mu\text{s}$) pour sélectionner uniquement la première impulsion du régime relaxé. L'intérêt de ce régime est la possibilité de monter à une cadence de 100 Hz grâce à la courte durée de pompage qui minimise les effets thermiques. Dans ce régime, l'impulsion a une durée d'environ 800 ns et une énergie de $17 \mu\text{J}$ à 825 nm. Ce régime sera donc privilégié pour la mesure du gain petit signal de l'amplificateur multi-passages pour éviter toute saturation, ainsi que pour l'étude de la montée en cadence. Le régime B correspond au régime relaxé où la tête de pompage est allumée pendant

une durée bien supérieure au temps de vie du Cr:LiSAF. Dans ce régime, les impulsions s'étendent sur une durée totale d'environ 110 μs , avec une énergie de 550 μJ à 825 nm. Ce régime sera utilisé pour l'amplification à injection maximale.

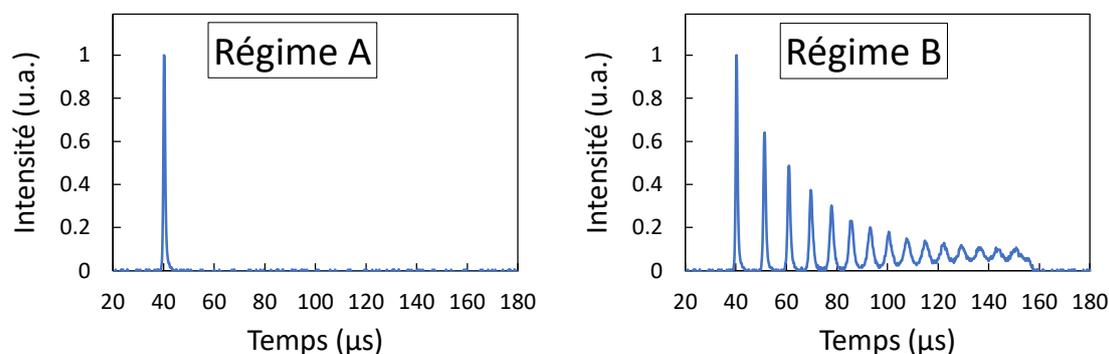


Figure IV.28 : Les deux régimes de fonctionnement A et B de l'oscillateur Cr:LiSAF pompé par LED en régime relaxé.

En sortie de l'oscillateur, le faisceau traverse un système afocal composé de deux lentilles convergentes de distances focales $F'1$ et $F'2$ égales à 750 mm et 1000 mm (figure IV.29). Le système afocal permet d'obtenir un *waist* de 200 μm au niveau de la plaque de Cr:LiSAF, après une première réflexion sur le miroir concave M2.

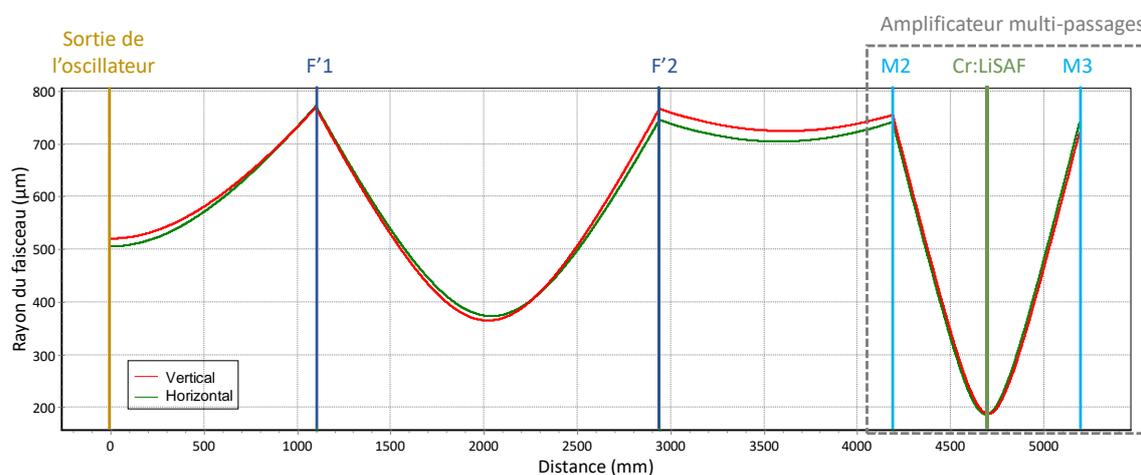


Figure IV.29 : Mise en forme du faisceau issu de l'oscillateur Cr:LiSAF à l'aide d'un système afocal formé de deux lentilles $F'1$ et $F'2$, avant de l'injecter dans l'amplificateur multi-passages.

2.3.2 Caractérisation de l'amplificateur à 10 Hz

L'amplificateur multi-passages est caractérisé d'abord à une cadence de 10 Hz, en injectant le faisceau issu de l'oscillateur Cr:LiSAF pompé par LED venant d'être décrit. Le courant aux bornes des LED dans la tête de pompage de l'amplificateur est fixé à sa valeur maximale de 3,2 A. La durée de l'allumage des LED a été choisie en optimisant le gain petit signal simple passage de

l'amplificateur. Pour cela, l'oscillateur est réglé pour fonctionner dans le régime A et l'énergie de l'impulsion en sortie a été suffisamment atténuée avec des densités optiques pour être loin de toute saturation dans l'amplificateur multi-passages. L'impulsion injectée est polarisée horizontalement ($//$ à l'axe c du Cr:LiSAF) et est synchrone avec la fin du créneau de pompage, quand l'inversion de population dans le cristal est maximale. Dans l'amplificateur, la plaque de Cr:LiSAF est refroidie à l'aide du module Peltier, qui régule la température à une valeur fixe de 10°C. La figure IV.30 montre le gain petit signal simple passage en fonction de la durée de pompage. Il est mesuré à l'aide d'une photodiode rapide placée dans le trajet du faisceau avant et après le passage dans le Cr:LiSAF. Le gain augmente avec la durée de pompage et atteint son maximum de 1,15 pour une durée de 170 μs . Au-delà de cette valeur, le gain commence à diminuer légèrement. En effet, pour des durées de pompage supérieures à 170 μs , les phénomènes thermiques délétères dans le Cr:LiSAF prennent le dessus (voir chapitre II). Ainsi, la durée de pompe est fixée à 170 μs tout au long de la caractérisation de l'amplificateur à 10 Hz. Pour cette durée de pompe, et pour un courant de 3,2 A aux bornes des LED, le concentrateur luminescent délivre environ 740 W de puissance crête de lumière au Cr:LiSAF, ce qui correspond à une énergie de 126 mJ. La partie absorbée par la plaque de Cr:LiSAF est estimée d'après les mesures d'absorption à 81%, soit 102 mJ environ.

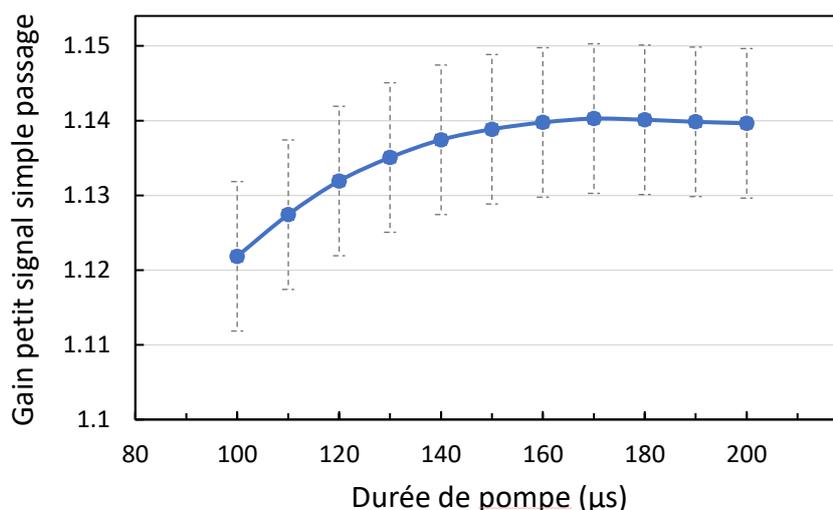


Figure IV.30 : Gain petit signal simple passage de l'amplificateur Cr:LiSAF en fonction de la durée de pompage.

La première étape de la caractérisation de l'amplificateur est la mesure du gain petit signal en fonction du nombre de passages dans le Cr:LiSAF. Le nombre de passages peut être facilement modifié en translatant le dièdre M7. En effet, la translation du dièdre dans le plan perpendiculaire au faisceau permet de modifier le décalage introduit par le dièdre et de modifier ainsi l'écart entre les différents passages (figure IV.31). Le nombre de cycles réalisé par le faisceau dans l'amplificateur avant de sortir par l'espace entre les deux miroirs du dièdre M5 est donc modifié. Il est intéressant de noter que les impacts des deux premiers passages sur les miroirs concaves ne changent pas de position : ils sont toujours localisés aux extrémités du miroir, et ce sont les passages suivants qui se déplacent et deviennent plus ou moins espacés (figure IV.31). Cela veut

dire que, quel que soit le nombre de passages réalisés dans l'amplificateur, l'extension spatiale des faisceaux dans la plaque de Cr:LiSAF est fixe et donnée par les deux premiers passages, ce qui permet d'avoir toujours un bon recouvrement avec la zone de gain. C'est pour cette raison que l'injection du faisceau en entrée est réalisée au bord du miroir concave et non pas au centre.

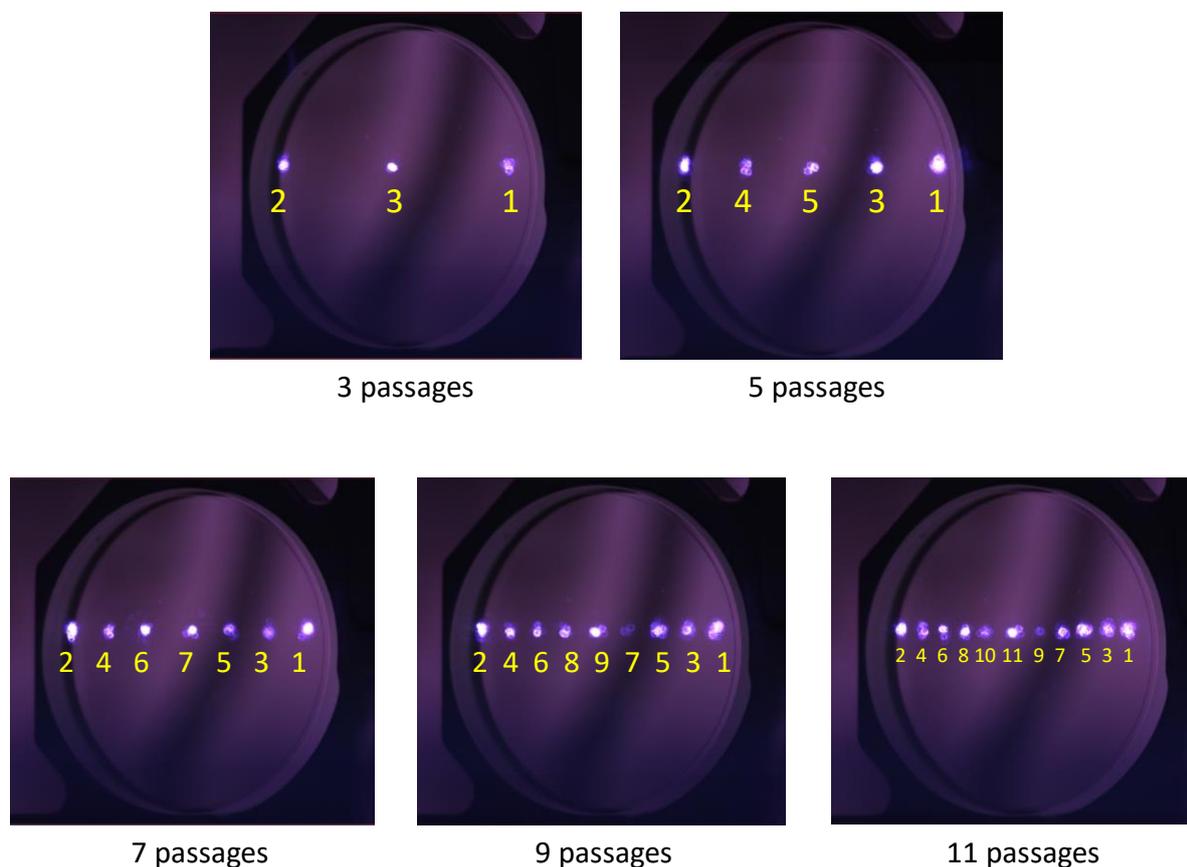


Figure IV.31 : Changement du nombre de passages dans l'amplificateur, visualisé au niveau du miroir concave M3 à l'aide d'une caméra infrarouge. La position des deux premiers passages est fixe quel que soit le nombre de passages réalisés. La modification du nombre de passages se fait par modifiant l'espacement entre les passages par translation du dièdre M7.

La figure IV.32 montre l'évolution du gain petit signal G en fonction du nombre de passages dans la plaque de Cr:LiSAF. Etant donné que chaque cycle d'amplification comprend deux passages, le nombre de passages varie avec un pas de 2 (nombres impairs). Le gain petit signal G vaut 1.15 pour le premier passage (correspond à G_0) et augmente pour atteindre une valeur de 4,52 après 11 passages.

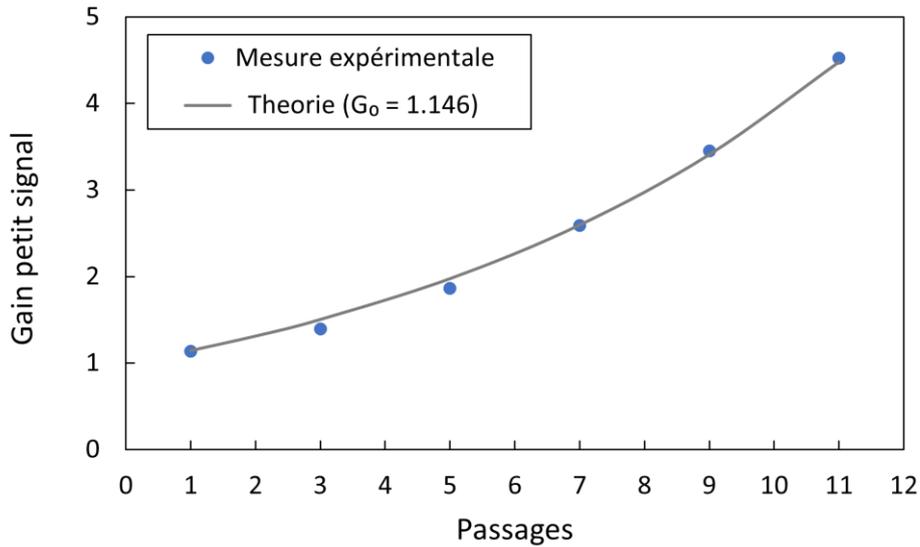


Figure IV.32 : Evolution du gain petit signal en fonction du nombre de passages dans l'amplificateur.

L'évolution de G en fonction du nombre de passages N est de la forme :

$$G = G_{0,eff}^N \quad (IV.16)$$

où $G_{0,eff}$ est le gain petit signal simple passage effectif dans l'amplificateur.

La courbe théorique donnée par l'équation IV.16 montre un très bon accord avec la mesure expérimentale du gain, pour une valeur du gain petit simple passage effectif $G_{0,eff}$ de 1,146 (figure IV.32). Cela montre que l'amplificateur multi-passages fonctionne en régime petit signal loin de la saturation. A partir de la valeur de $G_{0,eff}$, il est possible d'estimer les pertes par cycle dans l'amplificateur. En effet, le gain G_0 prend uniquement en compte les pertes passives de la plaque de Cr:LiSAF. Le gain $G_{0,eff}$ correspond au gain G_0 pondéré par les pertes p par passage liées à la propagation du faisceau dans l'amplificateur :

$$G_{0,eff} = (1 - p) G_0 \quad (IV.17)$$

Pour un gain $G_{0,eff}$ de 1,146 et un gain G_0 de 1,15, les pertes p par passage dans l'amplificateur sont égales à 0,35%.

Pour un cycle dans l'amplificateur, le faisceau se réfléchit sur 12 miroirs. Un passage correspond donc à 6 réflexions sur les miroirs. A partir de la réflectivité des miroirs utilisés dans l'amplificateur ($R > 99,95\%$), les pertes $p_{miroirs}$ par passage liées uniquement à ces réflexions sont :

$$p_{miroirs} = 1 - 0,9995^6 = 0,30\% \quad (IV.18)$$

Ainsi, les pertes par passage p sont principalement liées aux réflexions sur les miroirs. Ceci montre que l'amplificateur est bien réglé et que toutes les autres pertes, comme les pertes par la diffraction du faisceau, sont négligeables. Cela valide le choix de l'amplification multi-passages,

qui permet de conserver la valeur du gain grâce aux très faibles pertes, contrairement à l'amplification régénérative où les pertes atteignent quelques pourcents par passage.

L'étape suivante consiste en une amplification avec une injection à énergie maximale. L'énergie de l'impulsion de l'oscillateur Cr:LiSAF dans le régime A étant limitée à $17 \mu\text{J}$, l'oscillateur est donc maintenant réglé pour fonctionner dans le régime B délivrant une énergie d'injection maximale de $550 \mu\text{J}$. La figure IV.33.a montre l'évolution de l'énergie mesurée en sortie de l'amplificateur en fonction de l'énergie injectée, pour 11 et 22 passages. L'évolution des gains correspondants pour 11 et 22 passages est montrée dans la figure IV.33.b. Pour 11 passages dans l'amplificateur, l'énergie en sortie évolue d'une façon quasi-linéaire et atteint $1,8 \text{ mJ}$ pour l'injection maximale de $550 \mu\text{J}$. Le gain présente une légère saturation pour 11 passages : il diminue de 4,52 pour une injection de $17 \mu\text{J}$ à 3,27 pour une injection de $550 \mu\text{J}$. Pour 22 passages, la saturation du gain est plus prononcée, avec un gain qui diminue de 17,33 pour une énergie injectée de $17 \mu\text{J}$ à 4,36 pour une énergie injectée de $550 \mu\text{J}$. L'énergie maximale en sortie après 22 passages dans l'amplificateur est d'environ $2,4 \text{ mJ}$, obtenue à l'injection maximale d'énergie.

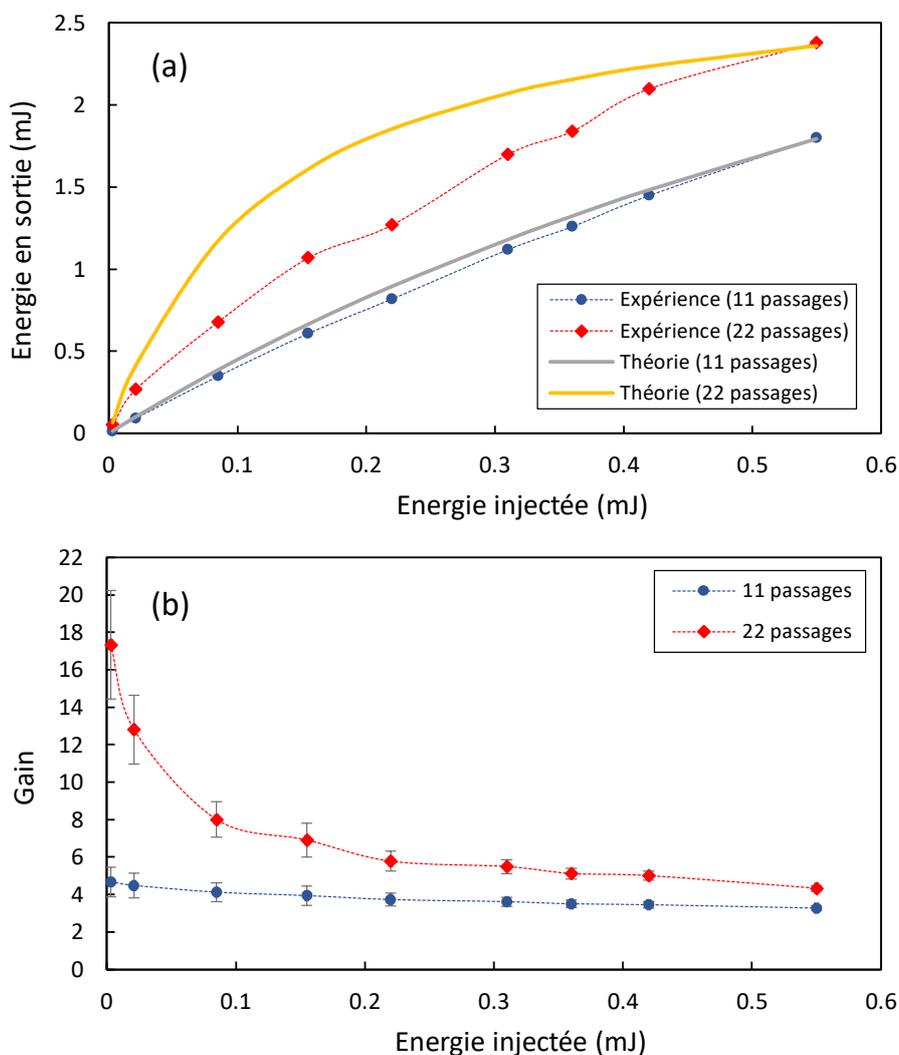


Figure IV.33 : (a) Énergie en sortie de l'amplificateur en fonction de l'énergie injectée, pour 11 et 22 passages. (b) Gain de l'amplificateur en fonction de l'énergie injectée, pour 11 et 22 passages.

Le temps séparant deux passages successifs dans le Cr:LiSAF est d'environ 7 ns. Cette valeur est bien inférieure à la durée des impulsions injectées (110 μ s). Cela signifie la présence d'un recouvrement temporel entre les différents passages dans le Cr:LiSAF pendant l'amplification. Toutefois, étant donné que cet amplificateur multi-passages doit être injecté par des impulsions femtosecondes étirées dans le cas idéal, nous allons, dans une première approximation, négliger ce recouvrement temporel pour simuler l'amplification. Dans ce cas, le processus d'amplification peut être décrit par le modèle de Frantz-Nodvik, déjà présenté dans le chapitre III. Les courbes théoriques calculées à partir des équations III.6, III.7 et III.8, de l'énergie en sortie de l'amplificateur après 11 et 22 passages en fonction de l'énergie injectée sont montrées dans la figure IV.33.a. Pour 11 passages, la mesure expérimentale se superpose bien avec la courbe théorique. Cela montre que le recouvrement temporel entre les passages peut être effectivement négligé, et donc l'effet de la saturation de l'amplificateur est faible pour 11 passages. Pour 22 passages, la saturation de l'amplificateur devient plus significative. Un écart entre la courbe théorique et les mesures expérimentales apparaît. La simulation de l'amplification par le modèle de Frantz-Nodvik est donc moins pertinente. Cependant, la forme de l'évolution de l'énergie en sortie est la même. Une simulation plus précise de l'amplification pourrait être réalisée en considérant le recouvrement temporel et spatial partiel entre les passages, ce qui permettrait de mieux décrire la saturation de l'amplificateur. Cependant, cette simulation est complexe dans notre cas, étant donnée la forme structure temporelle de l'impulsion composée des différents pics du régime relaxé (figure IV.28).

A partir du gain G_0 mesuré et du recouvrement entre les faisceaux et la zone de gain, l'énergie accessible est estimée à 3,4 mJ en utilisant les équations III.12 et III.13. Ainsi, l'énergie nette de 1,85 mJ obtenue après 22 passages en sortie de l'amplificateur correspond à une efficacité d'extraction de 54%. En prenant en compte l'allure de la courbe d'évolution de l'énergie après 22 passages, une meilleure efficacité d'extraction pourrait être atteinte en injectant plus d'énergie dans l'amplificateur.

Pour conclure la caractérisation, la figure IV.34 montre les profils spatiaux et spectraux du faisceau avant et après l'amplification. La qualité spatiale du faisceau est préservée après 11 et 22 passages dans l'amplificateur, avec un mode gaussien proche du mode TEM₀₀. Le faisceau amplifié après 22 passages est légèrement elliptique. Ceci peut être attribué à l'astigmatisme non-compensé introduit par les miroirs concaves inclinés et travaillant hors axe. La qualité du faisceau a été mesurée à l'aide d'une caméra CCD, en sortie de l'amplificateur après 11 et 22 passages. Le facteur M^2 est de 1,1 dans les deux directions horizontale et verticale après 11 passages et garde la même valeur après 22 passages. Le spectre des impulsions est également préservé après l'amplification, sans aucun rétrécissement. Il est centré autour de 825 nm avec une largeur spectrale à mi-hauteur d'environ 6 nm.

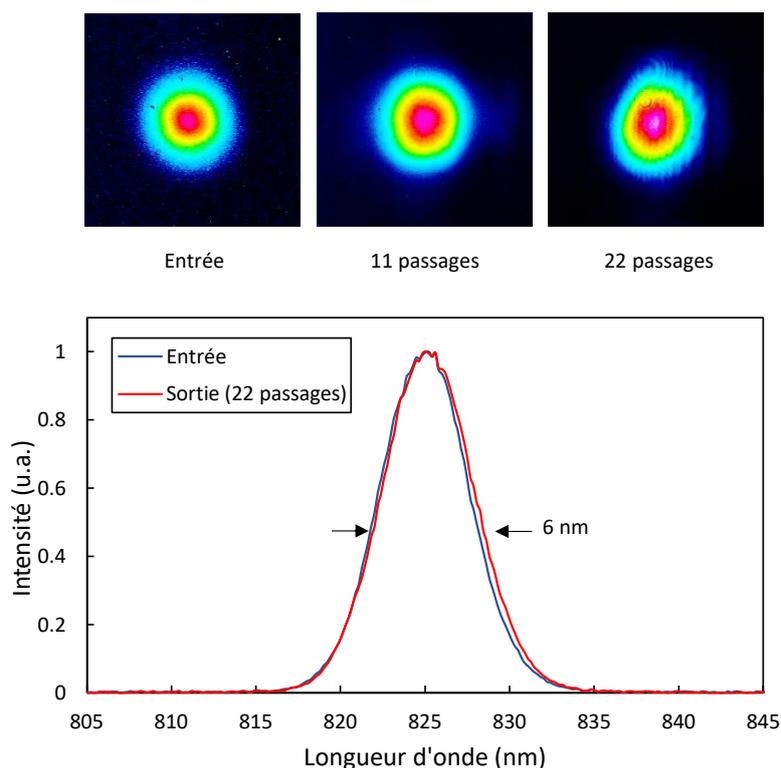


Figure IV.34 : Spectres et profils spatiaux du faisceau en entrée et en sortie de l'amplificateur multi-passages.

2.3.3 Montée en cadence jusqu'à 100 Hz

Après avoir caractérisé l'amplificateur multi-passages à 10 Hz, il est important d'étudier ses performances en termes de gain lors la montée en cadence jusqu'à 100 Hz. Pour cette étude, deux réglages ont été effectués. D'abord, l'oscillateur Cr:LiSAF pompé par LED est réglé de nouveau pour un fonctionnement dans le régime A, étant donné que c'est le régime de l'oscillateur capable d'atteindre une cadence de 100 Hz. Ensuite, la durée de pompage de la plaque de Cr:LiSAF dans l'amplificateur multi-passages a été réduite de 170 μs à 100 μs , afin de limiter les effets thermiques. En effet, il est à noter que le module Peltier doit réguler la température à 10°C en évacuant à travers la plaque de Cr:LiSAF toute la chaleur du montage y compris celle du concentrateur luminescent. Il est donc bienvenu de diminuer la durée de pompage. Une durée de pompage de 100 μs reste un bon compromis qui permet de limiter les effets thermiques tout en ayant un gain relativement proche du gain maximal de 1,15 (figure IV.30). Lors de la montée en cadence, la température de la plaque de Cr:LiSAF a été mesurée à l'aide d'une caméra thermique infrarouge (FLIR A655sc). La figure IV.35.a montre l'exemple de la mesure de température réalisée pour différentes cadences. La caméra thermique affiche la température sur une ligne de pixels traversant les différents éléments : concentrateur, Cr:LiSAF et plaque métallique. Comme attendu, la température du concentrateur de Ce:YAG et de la plaque de Cr:LiSAF augmente avec la cadence. La température est quasiment constante tout au long du concentrateur et diminue en s'approchant du module Peltier (figure IV.35.b). Il est intéressant de noter que pour des cadences élevées, la température commence à augmenter au niveau de l'interface entre le concentrateur et la plaque de Cr:LiSAF et atteint son maximum dans la plaque, avant de rediminuer dans la pièce

métallique. Ceci est dû à la faible conductivité thermique du Cr:LiSAF. En effet, comme dit précédemment, l'évacuation de la chaleur se fait uniquement du côté du module Peltier. Les charges thermiques, qui deviennent de plus en plus importantes quand la cadence augmente, doivent donc traverser la plaque de Cr:LiSAF qui ne conduit pas bien la chaleur.

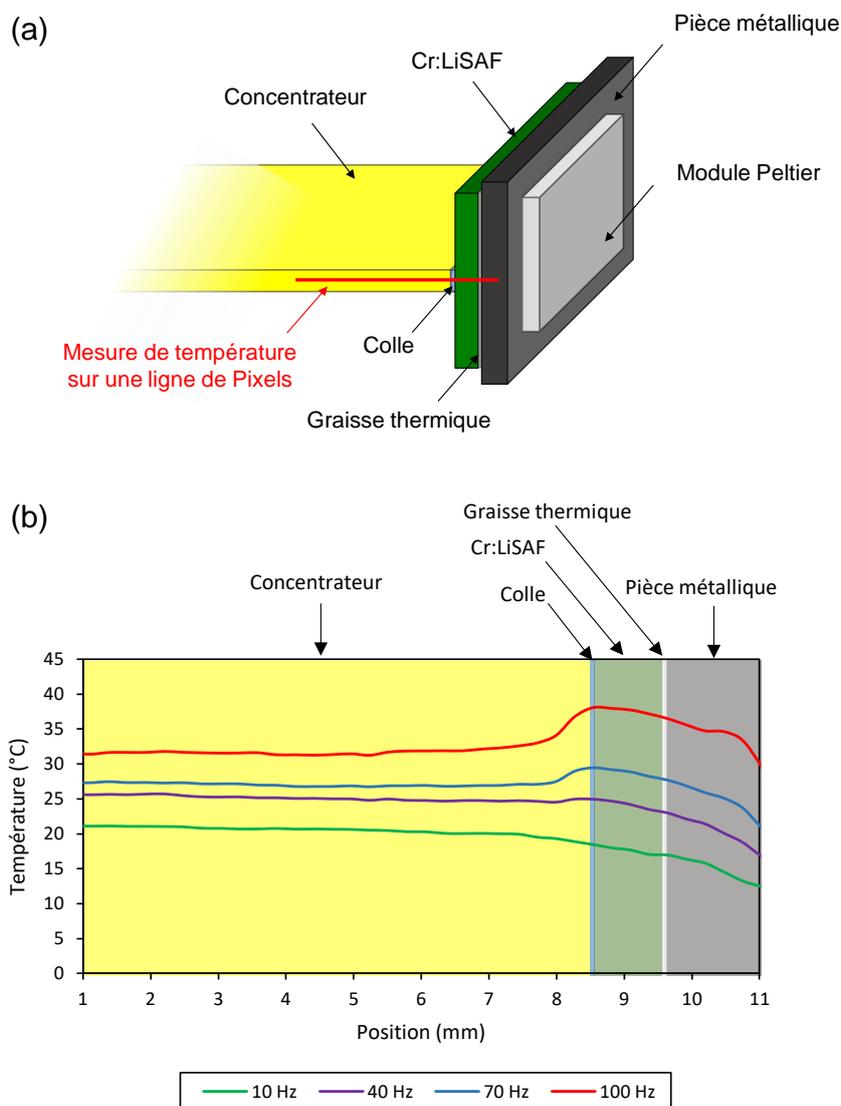


Figure IV.35 : (a) Mesure de la température à l'aide d'une caméra thermique. (b) : Température mesurée sur une ligne de pixels pour différentes cadences.

La figure IV.36 montre le gain petit signal de l'amplificateur en fonction de la cadence pour 11 et 22 passages, ainsi que la température de la plaque de Cr:LiSAF mesurée à l'aide de la caméra thermique. Pour une cadence de 10 Hz, le Cr:LiSAF est à une température de 10°C. Le gain pour 11 passages dans l'amplificateur est égal à 3,5. Pour 22 passages, le gain de l'amplificateur est égal à 10, à la cadence de 10 Hz. Quand la cadence de l'amplificateur augmente à 100 Hz, la puissance moyenne de pompe atteint 6 W. Cette valeur correspond à l'une des puissances moyennes les plus élevées qui ont jamais été utilisées pour pomper du Cr:LiSAF. La température de la plaque

augmente ainsi jusqu'à 38°C. Malgré cette augmentation, la température reste en-dessous de la valeur critique pour laquelle les propriétés spectroscopiques du Cr:LiSAF s'écroulent. Ainsi, à la cadence de 100 Hz, l'amplificateur préserve sa performance pour 11 passages, avec un gain constant de 3,5. Pour 22 passages, le gain diminue à 9,3, ce qui correspond à une baisse d'environ 7% de la performance de l'amplificateur. Cela est dû à la baisse du temps de vie du Cr:LiSAF avec la température. En effet, la variation du gain G entre deux températures T_1 et T_2 peut être décrite par le modèle suivant [Zhang 93] :

$$G(T_2) = \exp \left[\ln G(T_1) \frac{\tau(T_2) \left[1 - e^{-\frac{t_p}{\tau(T_2)}} \right]}{\tau(T_1) \left[1 - e^{-\frac{t_p}{\tau(T_1)}} \right]} \right] \quad (\text{IV.19})$$

où $\tau(T_1)$ et $\tau(T_2)$ les temps de vie du Cr:LiSAF pour les températures T_1 et T_2 , et t_p la durée de pompage.

La figure IV.36 montre que l'évolution du gain mesuré expérimentalement en fonction de la cadence (et donc de la température), est en accord avec la courbe théorique de l'équation IV.19, pour 11 et 22 passages dans l'amplificateur.

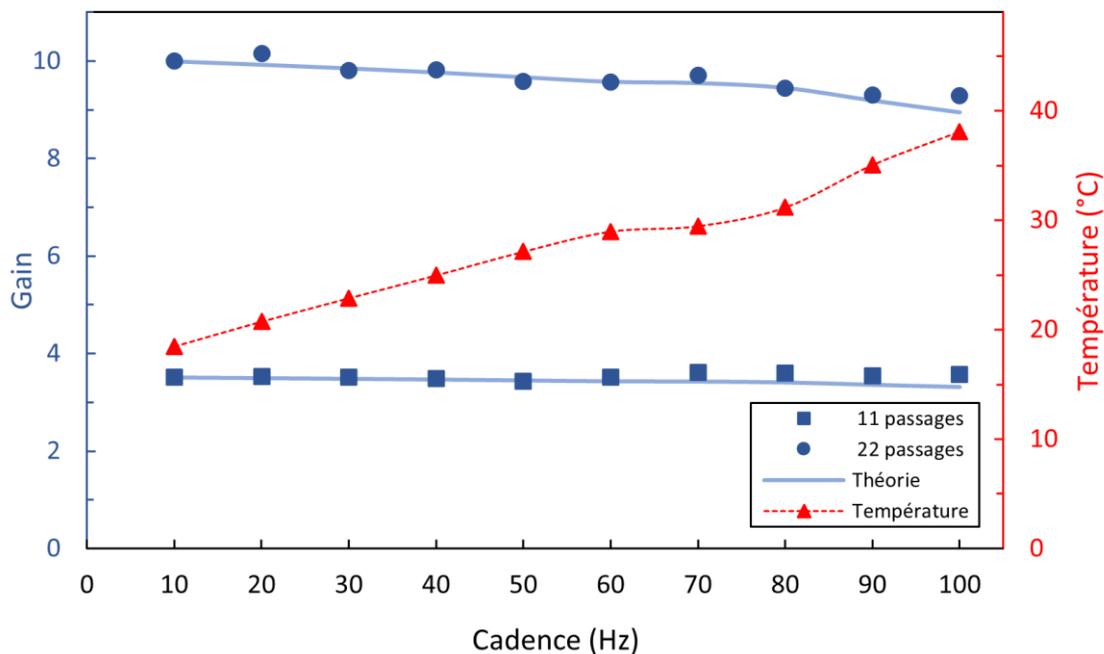


Figure IV.36 : Gain de l'amplificateur pour 11 et 22 passages, ainsi que la température du Cr:LiSAF en fonction de la cadence.

Finalement, il est important de noter que la qualité spatiale du faisceau et son profil spectral sont préservés après l'amplification à 100 Hz, pour 11 et 22 passages. De plus, la cadence peut être modifiée entre 10 Hz et 100 Hz sans avoir besoin de retoucher aux distances entre les miroirs

de l'amplificateur pour maximiser le gain. Seule une optimisation de l'orientation du miroir de retour M10 est nécessaire. Cela indique l'absence d'une lentille thermique ou d'un fort gradient thermique, ce qui est un avantage du Cr:LiSAF en pompage transverse.

L'ensemble des résultats obtenus sur l'amplificateur multi-passages Cr:LiSAF pompé par LED ont fait l'objet d'une publication dans la revue scientifique *Optics Letters* [Taleb 22].

3 Conclusion

Dans la perspective de monter en cadence sur les amplificateurs Cr:LiSAF pompés par LED et d'améliorer leur efficacité optique, nous avons développé une nouvelle configuration de pompage dite « pompage en T ». Une étude détaillée basée sur des simulations de tracés de rayons a permis de valider le principe et le fonctionnement de cette architecture de pompage : elle permet d'avoir à la fois un refroidissement efficace du Cr:LiSAF et un bon recouvrement avec la zone de gain. Elle est donc bien adaptée à la montée en cadence et permet d'augmenter l'efficacité optique grâce à une bonne extraction d'énergie.

Grâce à la configuration du pompage en T, un amplificateur multi-passages pompé par LED qui consiste à réaliser 22 passages (11x2) dans une plaque de Cr:LiSAF a été développé. Après 22 passages, l'amplificateur délivre des impulsions d'énergie 2,4 mJ à une cadence de 10 Hz, avec un gain de 4,36. Une bonne gestion thermique à l'aide d'un élément Peltier a permis d'augmenter la cadence de l'amplificateur à 100 Hz, en préservant les performances. Cet amplificateur est le premier amplificateur Cr:LiSAF capable de fonctionner à 100 Hz et délivrer des énergies de l'ordre du mJ. En plus, tous ces résultats ont été obtenus par l'injection d'un faisceau issu d'un oscillateur Cr:LiSAF pompé par LED en régime relaxé, émettant à 825 nm. Ainsi, ce travail présente la première démonstration d'un système laser complet pompé par LED à base de Cr:LiSAF, formé d'un oscillateur et d'un amplificateur multi-passages ou MOPA (pour « *Master Oscillator Power Amplifier* »).

L'amplificateur multi-passages présente également une amélioration de l'efficacité optique grâce à la configuration de pompage en T. L'énergie nette de 1,85 mJ obtenue en sortie après 22 passages correspond à une efficacité optique de 1,47% entre l'impulsion laser et le concentrateur luminescent. Cela correspond à une amélioration d'un facteur 1,5 par rapport à l'amplificateur régénératif (efficacité optique de 0,97%). De même, l'efficacité globale du système entre l'impulsion laser et l'émission des LED a été améliorée d'un facteur 1,5, pour atteindre une valeur de 0,2%. Il est important de noter que cette amélioration a été obtenue sans profiter de tout le potentiel du pompage en T en termes de recouvrement. En effet, tous les passages dans la plaque de Cr:LiSAF ont été réalisés sur une petite zone de 1 mm. L'utilisation de faisceaux plus gros sur des têtes de pompage plus puissantes dans la configuration de pompage en T, permettrait d'extraire plus d'énergie et d'augmenter encore plus l'efficacité optique. En plus, les résultats obtenus correspondent à une injection maximale de 550 μ J, limitée par notre oscillateur Cr:LiSAF pompé par LED. L'injection de l'amplificateur avec des énergies plus élevées permettrait également d'extraire plus d'énergie rendant ainsi le système plus efficace.

Cet amplificateur peut être utilisé dans une chaîne femtoseconde pour augmenter l'énergie en sortie d'un amplificateur régénératif. Il peut également être utile dans le domaine des LiDAR, pour amplifier des impulsions microsecondes monofréquence dans cette plage de longueurs d'onde (autour de 850 nm) qui correspond à des bandes d'absorption de l'eau.

Conclusion générale

Bilan des travaux

Cette thèse est réalisée dans le cadre du projet du pompage par LED au Laboratoire Charles Fabry. Elle présente les premiers travaux réalisés sur le développement de systèmes amplificateurs laser femtosecondes pompés par LED. Le chapitre I présente, dans un premier temps, l'état de l'art des systèmes laser femtosecondes actuels. Le Ti:saphir trouve sa place dans les systèmes amplificateurs de haute énergie, où le pompage est réalisé avec de lampes flash qui limitent la cadence de ces systèmes laser à la dizaine de Hz à cause de leur courte durée de vie. En parallèle, l'Yb:YAG est utilisé pour développer des systèmes laser de haute puissance moyenne, grâce à ses bonnes propriétés spectroscopiques et thermiques. Le pompage dans ce cas est réalisé avec des diodes laser infrarouges, ce qui rend la montée en énergie sur ces systèmes plus chère. Ainsi, le chapitre I présente le potentiel et l'intérêt du pompage par LED pour les lasers femtosecondes. Grâce à leurs grandes avancées technologiques pendant les 20 dernières années, les LED présentent de nombreux avantages au niveau de la durée de vie, la compacité et le coût, qui permettent d'affranchir les limitations liées aux sources de pompage des systèmes femtosecondes actuels. Couplés avec des concentrateurs luminescents, les LED permettent d'obtenir des éclaircissements de lumière allant jusqu'à 10 kW/cm^2 dans le visible, ouvrant la possibilité au pompage des cristaux dopés aux métaux de transitions qui sont au cœur de la technologie femtoseconde, comme le Ti:saphir, l'alexandrite et le Cr:LiSAF.

Pour la réalisation expérimentale d'un système laser femtoseconde pompé par LED, le choix du cristal se porte sur le Cr:LiSAF, qui est présenté dans le chapitre II. Ce cristal possède des propriétés optiques intéressantes qui le rendent très bien adapté à une première démonstration expérimentale d'un système amplificateur femtoseconde pompé par LED. En effet, ce cristal possède à la fois une large bande d'émission qui permet d'amplifier des impulsions ultracourtes sub-100 fs, et un produit « temps de vie x section efficace d'émission » élevé qui permet d'avoir un gain laser élevé et un bon stockage d'énergie. Cependant, les propriétés spectroscopiques et thermiques de ce cristal limitent ses performances : plusieurs phénomènes physiques ont lieu, comme les phénomènes de « *upconversion* », de « *quenching* » et de l'absorption par l'état excité. Ceci rend le Cr:LiSAF très sensible à la température et limite la montée en puissance moyenne sur ce cristal.

La démonstration expérimentale du premier amplificateur régénératif femtoseconde pompé par LED est présentée dans le chapitre III. Cet amplificateur est basé sur un cristal de Cr:LiSAF de dimensions ($14 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$), pompé par une tête de pompage constituée de 2240 LED bleues et un concentrateur luminescent de Ce:YAG. L'amplificateur a été implémenté dans une chaîne femtoseconde d'amplification à dérive de fréquence (CPA) qui a été mise en place. Cette chaîne est constituée d'un oscillateur Ti:saphir délivrant des impulsions de durée 90 fs, d'un étireur d'impulsions de type Offner, de l'amplificateur régénératif pompé par LED et d'un compresseur d'impulsions à deux réseaux de diffraction. L'amplificateur a permis d'obtenir une énergie d'impulsion de 1 mJ à la cadence de 10 Hz, pour une longueur d'onde de 840 nm. Après

compression, une durée d'impulsion de 100 fs est retrouvée. L'accordabilité de l'amplificateur a été également étudiée, montrant une large bande de gain entre 820 nm et 875 nm et le potentiel d'amplifier des impulsions de durée descendant jusqu'à 20 fs. Ce travail présente ainsi le premier amplificateur régénératif femtoseconde pompé par LED, et le premier amplificateur à base de Cr:LiSAF accordable, fonctionnant dans le régime mJ.

Ces travaux de thèse ont également permis de monter en cadence à 100 Hz sur le Cr:LiSAF, dans une architecture d'amplification multi-passages. Pour cette réalisation, deux nouveaux éléments technologiques ont été mis au point. Le premier élément est une nouvelle architecture de pompage par LED appelée « pompage en T ». La première partie du chapitre IV présente l'étude et la conception de cette nouvelle architecture à l'aide de simulations de tracés de rayons. Cette configuration de pompage transverse est basée sur l'utilisation d'une plaque de Cr:LiSAF (« *slab* ») qui donne accès à un bon refroidissement du cristal et permet ainsi la montée en cadence. Grâce à un processus de piégeage de la lumière de pompe dans la plaque de Cr:LiSAF par réflexions totales internes, la configuration de pompage en T permet d'avoir un meilleur recouvrement avec la zone de gain dans la plaque de Cr:LiSAF. Elle permet ainsi d'augmenter l'extraction d'énergie et d'améliorer l'efficacité optique du système. Une étude de l'effet du dopage de la plaque de Cr:LiSAF ainsi que son épaisseur a été menée, suivie par une validation expérimentale du pompage en T et une mesure d'absorption. Les résultats montrent que le pompage en T permet d'avoir une forte absorption de la lumière de pompe malgré la faible épaisseur de la plaque, et même pour des faibles dopages en ions Cr³⁺. Le deuxième élément est une nouvelle tête de pompage plus compacte et adaptée à la montée en cadence grâce à des améliorations au niveau de l'électronique, ainsi qu'à l'insertion d'un module Peltier pour refroidir le Cr:LiSAF. Grâce à ces deux éléments, un amplificateur multi-passages pompé par LED a été développé autour d'une plaque de Cr:LiSAF de dimensions (14x10x1 mm³). Une architecture amplificatrice utilisant le multiplexage angulaire à l'aide de deux miroirs concaves placés dans une configuration 4f permet de réaliser 22 passages (2 x 11 passages) dans la plaque de Cr:LiSAF. Injecté par des impulsions d'énergie 550 µJ issues d'un oscillateur Cr:LiSAF pompé par LED fonctionnant en régime relaxé à 825 nm, l'amplificateur multi-passages permet d'obtenir une énergie d'impulsion de 2,4 mJ après 22 passages avec un gain de 4,36, à une cadence de 10 Hz. La bonne gestion thermique du Cr:LiSAF a permis d'augmenter la cadence à 100 Hz, en préservant les performances de l'amplificateur. Nous avons ainsi développé le premier système amplificateur à base de Cr:LiSAF capable de fonctionner à une cadence de 100 Hz dans le régime mJ. En plus, ce travail présente le premier système laser MOPA (pour « *Master Oscillator Power Amplifier* ») pompé entièrement par LED. L'amplificateur multi-passages développé peut être utilisé comme un étage d'amplification dans une chaîne femtoseconde pour augmenter l'énergie, mais également pour amplifier des impulsions monofréquence de durée µs dans le domaine des LiDAR.

Ainsi, ces travaux de thèse ont montré d'abord que le pompage par LED des amplificateurs femtosecondes est possible, grâce aux résultats expérimentaux obtenus sur un amplificateur régénératif, qui sont similaires aux performances des amplificateurs régénératifs Cr:LiSAF pompés par lampes flash dans le régime mJ. Le développement de l'amplificateur Cr:LiSAF multi-passages fonctionnant à une cadence de 100 Hz vient ensuite valider l'avantage du pompage par LED qui permet donc de monter en cadence en restant dans le régime d'énergie mJ. En plus, tout

cela a été réalisé d'une façon innovante à l'aide d'une source de pompage par LED compacte, robuste et moins chère.

Perspectives

Les résultats obtenus dans ces travaux de thèse sont prometteurs. L'étape suivante se concentre sur la montée en cadence et en énergie, ainsi que l'amélioration de l'efficacité optique du système. Pour cette réalisation, nous croyons que le Cr:LiSAF n'est pas le cristal le plus adapté. En effet, les résultats obtenus correspondent à la limite de ce que pourrait être atteint sur ce cristal. Comme précédemment dit, le Cr:LiSAF a été choisi car il facilite la conception et la réalisation d'un premier système amplificateur femtoseconde pompé par LED grâce à son gain élevé. L'utilisation du Cr:LiSAF a ainsi permis de valider la possibilité du pompage par LED et d'évaluer son potentiel en explorant différentes architectures de pompage. Les travaux sur le Cr:LiSAF ont également permis de concevoir et de développer une nouvelle configuration de pompage par LED (pompage en T). En plus, ces travaux ont permis de revisiter le Cr:LiSAF qui a été abandonné pendant les années 1990 et de le pousser jusqu'à la limite.

Pour les prochains travaux, il est donc nécessaire d'utiliser des cristaux mieux adaptés pour la montée en cadence. L'alexandrite semble être un bon choix parmi les cristaux dopés aux métaux de transition pour la réalisation des nouveaux systèmes amplificateurs femtosecondes. En effet, ce cristal possède de bonnes propriétés spectroscopiques à haute température qui permettent d'augmenter la cadence au-delà de 100 Hz. En plus, la plage d'émission de ce cristal centrée autour de 750 nm est de grand intérêt pour les applications médicales, spécifiquement en dermatologie, ainsi que dans le domaine des LiDARs pour la détection à distance de gaz atmosphériques.

La montée en énergie sur les systèmes amplificateurs pompés par LED s'appuie sur deux points : l'augmentation de la puissance de pompe fournie par la tête de pompage, et l'amélioration de l'efficacité optique du système.

Une puissance de pompe plus élevée peut être obtenue en augmentant le nombre de LED qui pompent le concentrateur luminescent dans la tête de pompe. Cela nécessite l'utilisation d'un concentrateur de plus grandes dimensions, pour pouvoir déposer un plus grand nombre de LED. En plus, les performances des LED sont toujours en train d'évoluer. Il est donc possible d'utiliser un nouveau modèle de LED plus avancé permettant d'avoir une puissance par LED plus élevée. Il est intéressant de noter qu'il est également possible de monter en énergie en multipliant le nombre de têtes de pompage.

L'efficacité optique globale du système repose, d'une part, sur le rendement du concentrateur luminescent, et, d'autre part, sur l'extraction de l'énergie du cristal laser. A l'heure actuelle, le rendement des concentrateurs de Ce:YAG est limité autour de 14%. Cette valeur peut être améliorée en augmentant le taux de remplissage sur les grandes faces du concentrateur en utilisant des LED plus compactes (voir Annexe A). Le rendement du concentrateur dépend aussi de l'effet de l'absorption par l'état excité (*ESA*) du matériau choisi. Ainsi, de nouveaux matériaux concentrateurs présentant un faible effet d'*ESA* sont à explorer. Finalement, l'utilisation des concentrateurs dans de nouvelles géométries permet d'augmenter leur rendement. Une nouvelle géométrie de concentration de la lumière appelée « concentration en 3D » a démonté

expérimentalement un rendement de 30% sur les concentrateurs luminescents de Ce:YAG [Pichon 21]. D'un autre côté, il est important de maximiser l'extraction d'énergie du milieu à gain afin d'augmenter l'efficacité optique globale du système. Cela peut être réalisé en profitant de tout le potentiel de la configuration de pompage en T : il faut utiliser des faisceaux de diamètre plus grand pour maximiser le recouvrement avec la zone de gain, et extraire plus d'énergie.

Ainsi, la suite du projet de pompage par LED se dirige vers le développement d'amplificateurs à base d'alexandrite. Une nouvelle tête de pompage est en cours de développement, avec une nouvelle architecture électronique adaptée au refroidissement à air et permettant d'augmenter le rapport cyclique des LED. Cette tête comporte 3000 LED présentant un très bon taux de remplissage et une puissance de pompe plus importante. Grâce à cette nouvelle tête de pompage, des plaques d'alexandrite seront utilisés dans la configuration de pompage en T, pour développer des systèmes amplificateurs femtosecondes dans différentes architectures, pour monter en énergie et atteindre des cadences de l'ordre du kHz. Ainsi, le pompage par LED ouvre la porte pour le développement d'une nouvelle génération de systèmes laser industriels compacts, robustes et peu onéreux, qui facilitera la diffusion de la technologie femtoseconde dans les différents domaines.

Annexe A

Facteur de concentration d'un concentrateur luminescent pompé par LED

On considère un concentrateur luminescent de dimensions $L \times l \times h$ (figure A.1). Dans le cas où la grande face d'un concentrateur luminescent S_{pompe} est éclairée, nous pouvons définir un facteur de concentration C comme le rapport entre les deux éclairements de sortie E_{sortie} et de pompe E_{pompe} qui peut s'écrire :

$$C = \frac{E_{sortie}}{E_{pompe}} = \frac{P_{sortie}}{P_{pompe}} \cdot \frac{S_{pompe}}{S_{sortie}} = \eta_{optique} \cdot G \quad (A.1)$$

où $\eta_{optique}$ est l'efficacité optique définie comme le rapport entre les puissances de sortie P_{sortie} et de pompe P_{pompe} , et G est le facteur géométrique défini comme le rapport entre les surfaces de pompage S_{pompe} et de sortie S_{sortie} .

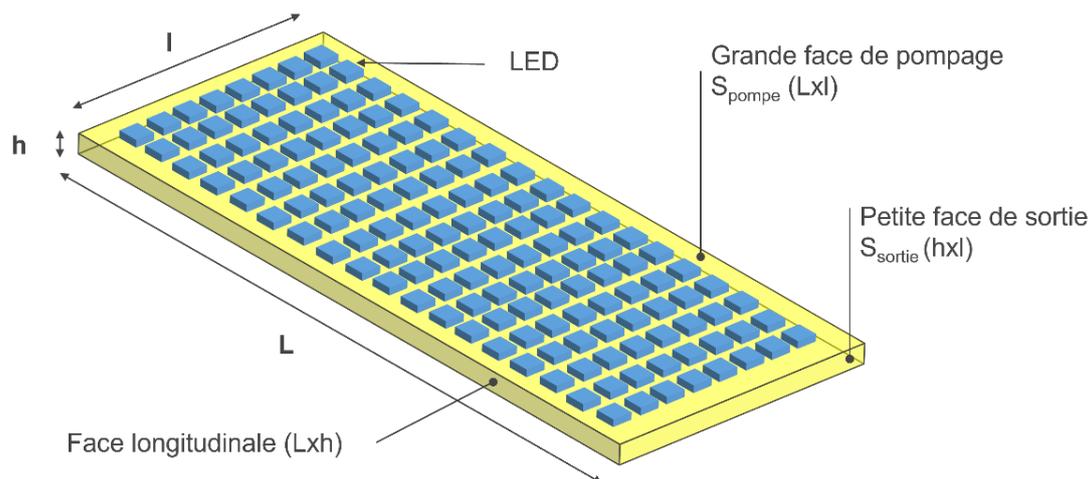


Figure A.1 – Schéma d'un concentrateur luminescent éclairé par LED.

L'équation (A.1) est correcte dans le cas où la grande face du concentrateur est complètement éclairée et d'une manière uniforme. Cependant, cela n'est pas vrai dans le cas d'un pompage par LED. En effet, la surface totale d'émission des LED est inférieure à celle de la face du

concentrateur. De plus, lors du dépôt des LED, il faut garder un espacement entre elles. Nous pouvons ainsi définir un taux de remplissage des LED :

$$\eta_{fill} = n_{LED} \cdot \frac{S_{LED}}{S_{pompe}} \quad (A.2)$$

où n_{LED} est le nombre total des LED et est S_{LED} la surface émettrice d'une LED.

En prenant en compte le taux de remplissage, l'expression du facteur de concentration dans le cas d'un pompage par LED devient :

$$C_{LED} = \frac{E_{sortie}}{E_{LED}} = \eta_{fill} \cdot \eta_{optique} \cdot G \quad (A.3)$$

Il est donc clair que C_{LED} dépend de trois paramètres principaux : le taux de remplissage des LED, l'efficacité optique du concentrateur et le facteur géométrique. Afin d'augmenter l'éclairement sur la face de sortie, nous cherchons à augmenter la valeur de C_{LED} , et donc à maximiser les valeurs de chacun de ces termes.

La maximisation du taux de remplissage revient à utiliser les LED les plus avancées, qui présentent le meilleur rapport de surface émettrice sur surface totale. De plus, il faut minimiser l'espacement entre les LED. Alors que le taux de remplissage ne dépend que de la technologie de fabrication et de dépôt des LED, l'efficacité optique et le facteur géométrique dépendent du concentrateur lui-même. L'efficacité optique quant à elle dépend de plusieurs grandeurs et peut être décomposée en produit de plusieurs efficacités suivant la forme :

$$\eta_{optique} = \eta_{transmission} \cdot \eta_{absorption} \cdot \eta_Q \cdot \eta_{RTI} \cdot \eta_{pertes} \cdot \eta_{extraction} \quad (A.4)$$

Dans cette expression :

- $\eta_{transmission}$ représente la partie de la lumière des LED qui arrive sur la face du concentrateur et qui est transmise à l'intérieur, en prenant en compte les réflexions de Fresnel.
- $\eta_{absorption}$ représente le coefficient d'absorption de la lumière à l'intérieur du concentrateur par les luminophores.
- η_Q est le rendement quantique du processus absorption/émission.
- η_{RTI} représente la partie des rayons émis dans le concentrateur qui sont guidés par réflexions totales internes.
- η_{pertes} représente toutes les pertes que peuvent subir les rayons guidés à l'intérieur du concentrateur, comme la réabsorption ou la diffusion causée par le polissage ou le parallélisme imparfaits des faces du concentrateur.
- $\eta_{extraction}$ représente la portion des rayons extraits par la face de sortie. Ce coefficient dépend de l'indice du matériau concentrateur ainsi que l'indice du milieu extérieur, dans le cas où la face de sortie est en contact avec un autre milieu que l'air.

Le dernier terme est le facteur géométrique G de l'expression A.3. Afin d'augmenter la valeur du facteur de concentration C_{LED} , il faut utiliser un concentrateur avec un rapport élevé entre sa longueur et son épaisseur, étant donné que sa largeur est commune entre les deux faces de pompe

et de sortie. Dans le cas où les deux grandes faces du concentrateur sont éclairées, le facteur géométrique peut s'écrire :

$$G = \frac{S_{pompe}}{S_{sortie}} = \frac{2L}{h} \quad (\text{A. 5})$$

Toutefois, il faut noter qu'il existe des limites pour les dimensions du concentrateur liées à la fabrication et la croissance du matériau. La longueur des concentrateurs disponibles dans le marché est limitée à 15 cm environ. Des épaisseurs de l'ordre du millimètre représentent un bon compromis entre la solidité et le facteur de forme.

Pour plus de détails sur les concentrateurs luminescents, le lecteur pourra consulter les références suivantes [Barbet 16a, Barbet 16b, Gallinelli 17].

Annexe B

Réglage de l'amplificateur multi-passages

Cette annexe décrit la procédure de réglage de l'amplificateur multi-passages Cr:LiSAF pompé par LED. La construction de l'amplificateur est réalisée en plusieurs étapes. La première étape consiste à placer les différentes optiques du système (miroirs de transport et dièdres) dans la configuration d'imagerie 4f. Pendant cette étape, le cristal de Cr:LiSAF est enlevé de la tête de pompage, et le faisceau laser se propage dans l'air (figure B.1). Cela rend plus facile de placer les miroirs aux bonnes distances et de bien les aligner, en enlevant la contrainte liée à la petite épaisseur de la plaque de Cr:LiSAF (1 mm). Le faisceau d'injection issu de l'oscillateur et traversant le système afocal est utilisé d'abord pour positionner les deux miroirs concaves M2 et M3 de part et d'autre de la tête de pompage. Les deux miroirs sont espacés de 1 m suivant un axe passant par la plaque de Cr:LiSAF, avec un faible angle d'environ 10° pour limiter l'astigmatisme. Les deux miroirs de repli M4 et M6 ainsi que les deux dièdres M5 et M7 (précédemment alignés avec un He-Ne) sont ensuite positionnés. Pour vérifier que l'amplificateur est bien construit dans la configuration 4f, la taille du faisceau est mesurée à l'aide d'une caméra CCD pour différentes positions et comparée à la valeur théorique donnée par le logiciel « ReZonator ». Tout d'abord, le waist du faisceau est fixé à $200\ \mu\text{m}$ et placé au milieu des deux miroirs concaves (position de la plaque de Cr:LiSAF). Ceci est réalisé en réglant finement la position des lentilles du système afocal. Le dièdre M7 est ensuite réglé pour effectuer trois passages dans l'amplificateur et la taille du faisceau est mesurée en sortie. Les distances entre les miroirs de l'amplificateur sont finement optimisées en regardant le profil spatial du faisceau en sortie. Pour faciliter le réglage, toutes les optiques de l'amplificateur sont montées sur des translations mécaniques dans les deux directions du plan horizontal. Le nombre de passages est ensuite augmenté au maximum (11 passages dans notre cas) en traduisant le dièdre M7. La forme du faisceau en sortie est également mesurée et optimisée après 11 passages. Cette configuration de l'amplificateur (sans le cristal de Cr:LiSAF) permet de mesurer les pertes liées uniquement aux optiques en mesurant la puissance du faisceau injecté en entrée et en sortie.

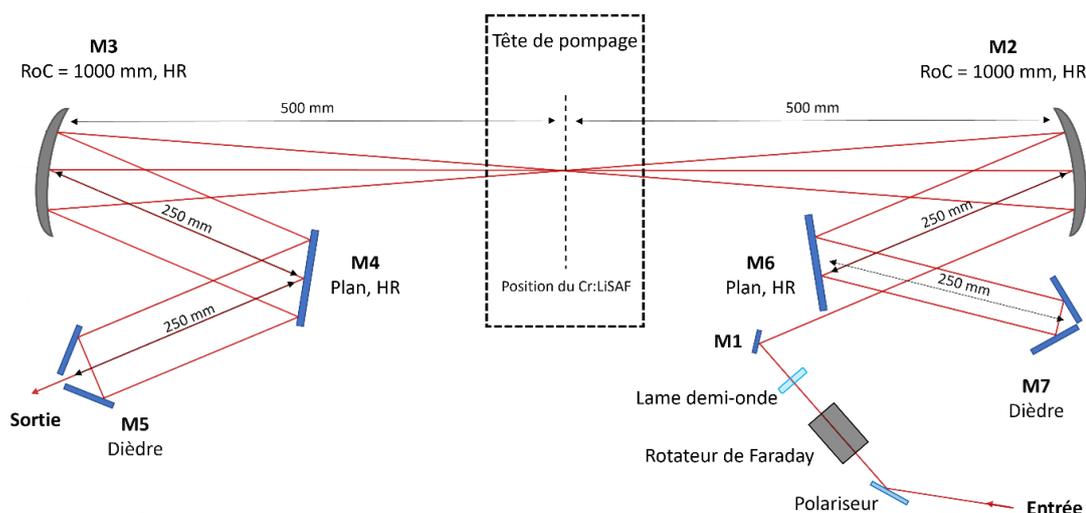


Figure B.1 : Construction de l'amplificateur dans une configuration d'imagerie $4f$ autour de la tête de pompe par LED. Le cristal de Cr:LiSAF est d'abord enlevé de la tête et le premier réglage est réalisé pour 3 passages dans l'amplificateur.

Après avoir placé les optiques de l'amplificateur multi-passages dans la configuration d'imagerie $4f$, la plaque de Cr:LiSAF est insérée dans la tête de pompe. L'insertion de la plaque de Cr:LiSAF cause le désalignement de l'amplificateur et la disparition des faisceaux correspondant aux différents passages. Cela est principalement dû à la diffraction du faisceau sur les faces du Cr:LiSAF de faible épaisseur. Ainsi, la position du faisceau dans le plan vertical doit être réglée pour minimiser les pertes par diffraction. Il suffit de toucher légèrement au réglage vertical des miroirs concaves (M2 et M3) de l'amplificateur pour retrouver les faisceaux. Il existe deux points importants à vérifier après l'insertion de la plaque de Cr:LiSAF dans la tête de pompe. Tout d'abord, il faut vérifier que l'amplificateur est toujours dans la configuration d'imagerie $4f$ pour 11 passages et que le waist du faisceau est situé au niveau du Cr:LiSAF. Il est également important de vérifier que le Cr:LiSAF est bien placé au centre du « papillon » où tous les faisceaux correspondant aux différents passages s'intersectent, pour bien exploiter la zone de gain et extraire le maximum d'énergie. Pour réaliser ces vérifications, une lame de verre fine est placée dans le trajet des faisceaux (figure B2).

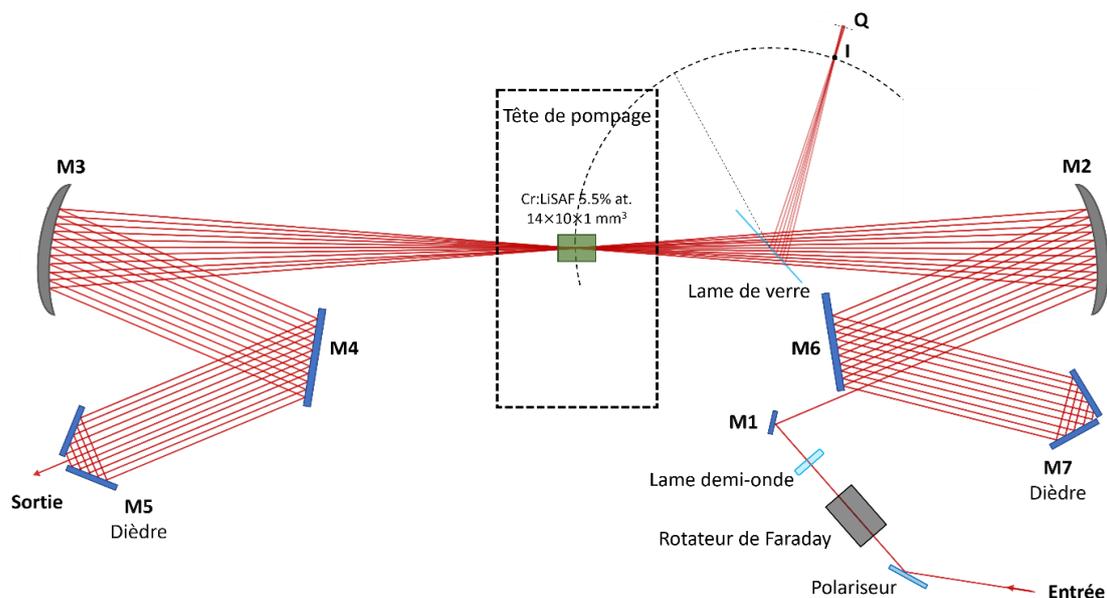


Figure B.2 : Montage de l'amplificateur pour 11 passages après l'insertion de la plaque de Cr:LiSAF. Une lame de verre placée dans le trajet des faisceaux permet de visualiser les faisceaux des passages impairs par réflexion, et permet ainsi d'optimiser l'alignement de l'amplificateur multi-passages.

La lame de verre réfléchit environ 4% de chacun des faisceaux correspondant aux passages impairs. A l'aide d'une caméra CCD placée au point Q, il est donc possible de visualiser le profil spatial de chacun de ces faisceaux impairs (figure B3.a). Cela permet de vérifier que le faisceau préserve son profil spatial lors de la propagation dans l'amplificateur, et d'optimiser l'alignement si ce n'est pas le cas, en réglant finement l'orientation des miroirs. En plaçant la caméra CCD au point I, il est possible de vérifier que tous les faisceaux correspondant aux différents passages s'intersectent dans un seul point (figure B3.b). Le point I et le milieu du cristal de Cr:LiSAF doivent être à la même distance de la lame de verre. La lame de verre est enfin retirée après ces vérifications. Il est important de noter que la lame de verre utilisée est très fine et le décalage qu'elle introduit sur la position des faisceaux est négligeable.

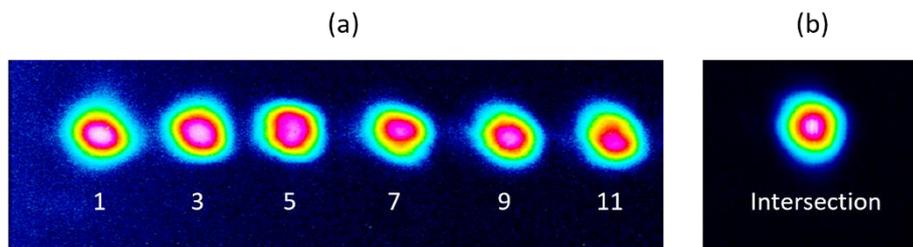


Figure B.3 : Profils spatiaux des faisceaux correspondant aux différents passages impairs dans l'amplificateur par réflexion sur une lame de verre, visualisés à l'aide d'une caméra CCD (a) : la caméra est placée au point Q. (b) : la caméra est placée au point I de l'intersection entre les différents faisceaux.

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

Revue scientifique avec comité de lecture

- H. Taleb, C. Le Blanc, E. Thellier, P. Pichon, F. Druon, F. Balembois et P. Georges. *LED-pumped Cr:LiSAF laser system operating at 100 Hz based on a multipass amplifier*. Optics Letters, vol. 47, no. 14, pages 3543–3546, 2022.
- H. Taleb, P. Pichon, F. Druon, F. Balembois et P. Georges. *LED-pumped femtosecond Cr:LiSAF regenerative amplifier system*. Optics Letters, vol. 46, no. 10, pages 2421–2424, 2021.
- P. Pichon, H. Taleb, F. Druon, J.-P. Blanchot, P. Georges et F. Balembois. *Tunable UV source based on an LED-pumped cavity-dumped Cr:LiSAF laser*. Optics Express, vol. 27, no. 16, pages 23446–23453, 2019.

Conférences présentées par l'auteur

- H. Taleb, P. Pichon, F. Druon, F. Balembois et P. Georges. *Amplificateur régénératif femtoseconde pompé par LED*. OPTIQUE Dijon, 2021. **Présentation orale**
- H. Taleb, P. Pichon, F. Druon, F. Balembois et P. Georges. *100 fs LED-pumped Cr:LiSAF regenerative amplifier*. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO Europe), présentation n° CA-4.3, 2021. **Présentation orale**
- H. Taleb, P. Pichon, F. Druon, F. Balembois et P. Georges. *LED-pumped Cr:LiSAF regenerative amplifier*. Europhoton 2020, présentation n° Tu-A1.2. **Présentation orale**

Bibliographie

- [Ahmad 95] H.B. Ahmad. "Characteristics of Cr: LiSAF Laser End-Pumped with a Ruby Laser". *Journal of Optics*, V 24 N 1, p.39-42. 1995.
- [Allen 69] R.B. Allen et S.J. Scalise. "Continuous Operation of a Yag: Nd Laser by Injection Luminescent Pumping". *Applied Physics Letters*, V 14, p.188-190. 1969.
- [Backus 17] S. Backus, M. Kirchner, R. Lemons, D. Schmidt, C. Durfee, M. Murnane et H. Kapteyn. "Direct diode pumped Ti:sapphire ultrafast regenerative amplifier system". *Optics Express*, V 25 N 4, p.3666-3674. 2017.
- [Balembois 93] F. Balembois, P. Georges, F. Salin et A. Brun. "High-repetition-rate cw-pumped Cr³⁺:LiSrAlF₆ femtosecond regenerative amplifier". *Optics Letters*, V 18 N 15, p.1250-1252. 1993.
- [Balembois 94] F. Balembois. "Développement de nouvelles sources laser accordables dans l'infrarouge proche autour du cristal de LiSAF dopé avec l'ion Cr³⁺". *Manuscrit de Thèse*, Université de Paris-Sud. 1994.
- [Balembois 97a] F. Balembois, F. Falcoz, F. Kerboull, F. Druon, P. Georges et A. Brun. "Theoretical and experimental investigations of small-signal gain for a diode-pumped Q-switched Cr:LiSAF laser". *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, V 33, p.269-278. 1997.
- [Balembois 97b] F. Balembois, M. Gagnat, F. Louradour, V. Couderc, A. Barthelemy, P. Georges et A. Brun. "Tunable picosecond UV source at 10 kHz based on an all-solid-state diode-pumped laser system". *Applied Physics B: Lasers and Optics*, V 65, p.255-258. 1997.
- [Baltuska 02] A. Baltuška, T. Fuji et T. Kobayashi. "Controlling the Carrier-Envelope Phase of Ultrashort Light Pulses with Optical Parametric Amplifiers". *Physical Review Letters*, V 88 N 13, p.133901. 2002.
- [Barbet 14] A. Barbet, F. Balembois, A. Paul, J.-P. Blanchot, A.-L. Viotti, J. Sabater, F. Druon et P. Georges. "Revisiting of LED pumped bulk laser: first demonstration of Nd:YVO₄ LED pumped laser". *Optics Letters*, V 39 N 23, p.6731-6734. 2014.

- [Barbet 16a] A. Barbet. "Pompage par LED de matériaux laser émettant dans le visible ou l'infrarouge proche". Manuscrit de Thèse. Université Paris-Saclay. 2016.
- [Barbet 16b] A. Barbet, A. Paul, T. Gallinelli, F. Balembois, J.-P. Blanchot, S. Forget, S. Chénais, F. Druon et P. Georges. "Light-emitting diode pumped luminescent concentrators: a new opportunity for low-cost solid-state lasers". *Optica*, V 3 N 5, p.465-468. 2016.
- [Beaud 93a] P. Beaud, E. Miesak, Y.-F. Chen, B.H.T. Chai et M.C. Richardson. "110 fs Fourier-transform limited gaussian pulses from a Cr: LiSAF regenerative amplifier". *Optics Communications*, V 95 N 1, p.46-50. 1993.
- [Beaud 93b] P. Beaud, M. Richardson, E.J. Miesak et B.H.T. Chai. "8-TW 90-fs Cr:LiSAF laser". *Optics Letters*, V 18 N 18, p.1550-1552. 1993.
- [Bomm 11] J. Bomm, A. Büchtemann, A.J. Chatten, R. Bose, D.J. Farrell, N.L.A. Chan, Y. Xiao, L.H. Slooff, T. Meyer, A. Meyer et al. "Fabrication and full characterization of state-of-the-art quantum dot luminescent solar concentrators". *Solar Energy Materials and Solar Cells*, V 95 N 8, p.2087. 2011.
- [Bouma 96] B.E. Bouma, G.J. Tearney, I.P. Bilinsky, B. Golubovic et J.G. Fujimoto. "Self-phase-modulated Kerr-lens mode-locked Cr:forsterite laser source for optical coherence tomography". *Optics Letters*, V 21 N 22, p.1839-1841. 1996.
- [Brauch 95] U. Brauch et M. Schubert. "Comparison of lamp and diode pumped cw Nd:YAG slab lasers". *Optics Communications*, V 117 N 1, p.116-122. 1995.
- [Canbaz 14] F. Canbaz, E. Beyatli, L.-J. Chen, A. Sennaroglu, F.X. Kärtner et U. Demirbas. "Highly efficient and robust operation of Kerr-lens mode-locked Cr:LiSAF lasers using gain-matched output couplers". *Optics Letters*, V 39 N 2, p.327-330. 2014.
- [Chen 14] J. Chen, J. Li, J. Xu, W. Liu, Y. Bo, X. Feng, Y. Xu, D. Jiang, Z. Chen, Y. Pan et al. "4350W quasi-continuous-wave operation of a diode face-pumped ceramic Nd:YAG slab laser". *Optics & Laser Technology*, V 63, p.50-53. 2014.
- [Cheriaux 96] G. Cheriaux, P. Rousseau, F. Salin, J.P. Chambaret, B. Walker et L.F. Dimauero. "Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification". *Optics Letters*, V 21 N 6, p.414-416. 1996.
- [Cihan 15] C. Cihan, E. Beyatli, F. Canbaz, L.-J. Chen, B. Sumpf, G. Erbert, A. Leitenstorfer, F. Kärtner, A. Sennaroglu et U. Demirbas. "Gain-Matched Output Couplers for Efficient Kerr-Lens Mode-Locking of Low-Cost and High-Peak Power Cr:LiSAF Lasers". *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, V 21, p.94-105. 2015.

-
- [Cihan 18a] C. Cihan, C. Kocabas, U. Demirbas et A. Sennaroglu. "Graphene mode-locked femtosecond Alexandrite laser". *Optics Letters*, V 43 N 16, p.3969-3972. 2018.
- [Cihan 18b] C. Cihan, A. Muti, I. Baylam, A. Kocabas, U. Demirbas et A. Sennaroglu. "70 femtosecond Kerr-lens mode-locked multipass-cavity Alexandrite laser". *Optics Letters*, V 43 N 6, p.1315-1318. 2018.
- [Comaskey 93] B.J. Comaskey, G.F. Albrecht, R.J. Beach, S.P. Velsko, S.B. Sutton, S.C. Mitchell, C.S. Petty, K.S. Jancaitis, W.J. Bennett, B.L. Freitas et al. "One-kilowatt average-power diode-pumped Nd:YAG folded zigzag slab laser". In Georg F. Albrecht, R. J. Beach et S. P. Velsko (éd) 9. Los Angeles, CA. 1993.
- [Cook 60] C. Cook. "Pulse Compression-Key to More Efficient Radar Transmission". *Proceedings of the IRE*, V 48 N 3, p.310-316. 1960.
- [Critten 96] M.P. Critten, D. Burns, J.M. Evans, K. Lamb, C. Yelland et W. Sibbett. "All-solid-state femtosecond Cr³⁺:LiSAF lasers pumped at 532 nm and 670 nm". *Journal of Modern Optics*, V 43 N 5, p.919-927. 1996.
- [Currie 08] M.J. Currie, J.K. Mapel, T.D. Heidel, S. Goffri et M.A. Baldo. "High-Efficiency Organic Solar Concentrators for Photovoltaics". *Science*, V 321 N 5886, p.226-228. 2008.
- [Damzen 13] M.J. Damzen, G.M. Thomas et A. Minassian. "Multi-Watt Diode-Pumped Alexandrite Laser Operation". In *2013 Conference on Lasers and Electro-Optics - International Quantum Electronics Conference (2013), paper CA_2_6, CA_2_6*. 2013.
- [Délen 13] X. Délen, Y. Zaouter, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, C. Hönniger, E. Mottay, F. Balembois et P. Georges. "Yb:YAG single crystal fiber power amplifier for femtosecond sources". *Optics Letters*, V 38 N 2, p.109-111. 2013.
- [DeMaria 66] A.J. DeMaria, D.A. Stetser et H. Heynau. "Self mode-locking of lasers with saturable absorbers". *Applied Physics Letters*, V 8 N 7, p.174-176. 1966.
- [Demirbas 09] U. Demirbas, D. Li, J.R. Birge, A. Sennaroglu, G.S. Petrich, L.A. Kolodziejski, F.X. Kärtner et J.G. Fujimoto. "Low-cost, single-mode diode-pumped Cr:Colquiriite lasers". *Optics Express*, V 17 N 16, p.14374-14388. 2009.
- [Demirbas 11a] U. Demirbas, M. Schmalz, B. Sumpf, G. Erbert, G.S. Petrich, L.A. Kolodziejski, J.G. Fujimoto, F.X. Kärtner et A. Leitenstorfer. "Femtosecond Cr:LiSAF and Cr:LiCAF lasers pumped by tapered diode lasers". *Optics Express*, V 19 N 21, p.20444-20461. 2011.

- [Demirbas 11b] U. Demirbas, G.S. Petrich, D. Li, A. Sennaroglu, L.A. Kolodziejski, F.X. Kärtner et J.G. Fujimoto. "Femtosecond tuning of Cr:colquiriite lasers with AlGaAs-based saturable Bragg reflectors". *JOSA B*, V 28 N 5, p.986-993. 2011.
- [Demirbas 12] U. Demirbas, S. Eggert et A. Leitenstorfer. "Compact and efficient Cr:LiSAF lasers pumped by one single-spatial-mode diode: a minimal cost approach". *JOSA B*, V 29 N 8, p.1894-1903. 2012.
- [Demirbas 15] U. Demirbas et I. Baali. "Power and efficiency scaling of diode pumped Cr:LiSAF lasers: 770–1110 nm tuning range and frequency doubling to 387–463 nm". *Optics Letters*, V 40 N 20, p.4615-4618. 2015.
- [Demirbas 16] U. Demirbas et D.A.E. Acar. "Continuous-wave, quasi-continuous-wave, gain-switched, and femtosecond burst-mode operation of multi-mode diode-pumped Cr:LiSAF lasers". *JOSA B*, V 33 N 10, p.2105-2113. 2016.
- [Demirbas 17] U. Demirbas, J. Wang, G.S. Petrich, S. Nabanja, J.R. Birge, L.A. Kolodziejski, F.X. Kärtner et J.G. Fujimoto. "100-nm tunable femtosecond Cr:LiSAF laser mode locked with a broadband saturable Bragg reflector". *Applied Optics*, V 56 N 13, p.3812-3816. 2017.
- [Demirbas 18] U. Demirbas. "Power scaling potential of continuous-wave Cr:LiSAF and Cr:LiCAF lasers in thin-disk geometry". *Applied Optics*, V 57 N 35, p.10207-10217. 2018.
- [Demirbas 19] U. Demirbas. "Cr:Colquiriite Lasers: Current status and challenges for further progress". *Progress in Quantum Electronics*, V 68, p.100227. 2019.
- [Dergachev 07] A. Dergachev, J.H. Flint, Y. Isyanova, B. Pati, E.V. Slobodtchikov, K.F. Wall et P.F. Moulton. "Review of Multipass Slab Laser Systems". *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, V 13 N 3, p.647-660. 2007.
- [Ditmire 93] T. Ditmire et M.D. Perry. "Terawatt Cr:LiSrAlF₆ laser system". *Optics Letters*, V 18 N 6, p.426-428. 1993.
- [Ditmire 94] T. Ditmire, H. Nguyen et M.D. Perry. "Design and performance of a multiterawatt Cr:LiSrAlF₆ laser system". *JOSA B*, V 11 N 4, p.580-590. 1994.
- [Ditmire 95] T. Ditmire, H. Nguyen et M.D. Perry. "Amplification of femtosecond pulses to 1 J in Cr:LiSrAlF₆". *Optics Letters*, V 20 N 10, p.1142-1144. 1995.

-
- [Druon 19] F. Druon, M. Sentis, F. Salin, C.L. Blanc, P. Salières, F. Quéré et P. Zeitoun. "Générer des impulsions laser ultra-brèves de très haute intensité : la technique du CPA - Chirped pulse amplification ou amplification par dérive de fréquence". *Reflète de la physique*, N 61, p.13-25. 2019.
- [Dubietis 92] A. Dubietis, G. Jonušauskas et A. Piskarskas. "Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal". *Optics Communications*, V 88 N 4, p.437-440. 1992.
- [Durfee 12] C.G. Durfee, T. Storz, J. Garlick, S. Hill, J.A. Squier, M. Kirchner, G. Taft, K. Shea, H. Kapteyn, M. Murnane et al. "Direct diode-pumped Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser". *Optics Express*, V 20 N 13, p.13677-13683. 2012.
- [Dymott 95] M.J.P. Dymott et A.I. Ferguson. "Self-mode-locked diode-pumped Cr:LiSAF laser producing 34-fs pulses at 42-mW average power". *Optics Letters*, V 20 N 10, p.1157-1159. 1995.
- [Eidam 11a] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert et A. Tünnermann. "Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power". *Optics Express*, V 19 N 1, p.255-260. 2011.
- [Eidam 11b] T. Eidam, C. Wirth, C. Jauregui, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert et A. Tünnermann. "Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers". *Optics Express*, V 19 N 14, p.13218-13224. 2011.
- [Ell 01] R. Ell, U. Morgner, F.X. Kärtner, J.G. Fujimoto, E.P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M.J. Lederer, A. Boiko et al. "Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser". *Optics Letters*, V 26 N 6, p.373-375. 2001.
- [Emaury 14] F. Emaury, C.J. Saraceno, B. Debord, D. Ghosh, A. Diebold, F. Gèrôme, T. Südmeyer, F. Benabid et U. Keller. "Efficient spectral broadening in the 100-W average power regime using gas-filled kagome HC-PCF and pulse compression". *Optics Letters*, V 39 N 24, p.6843-6846. 2014.
- [Erickson 14] C.S. Erickson, L.R. Bradshaw, S. McDowall, J.D. Gilbertson, D.R. Gamelin et D.L. Patrick. "Zero-reabsorption doped-nanocrystal luminescent solar concentrators". *ACS nano*, V 8 N 4, p.3461-3467. 2014.
- [Evans 92] J.M. Evans, D.E. Spence, W. Sibbett, B.H.T. Chai et A. Miller. "50-fs pulse generation from a self-mode-locked Cr:LiSrAlF₆ laser". *Optics Letters*, V 17 N 20, p.1447-1449. 1992.

- [Falcoz 96] F. Falcoz, F. Kerboull, F. Druon, F. Balembois, P. Georges et A. Brun. "Small-signal gain investigations for a continuous-wave diode-pumped Q-switched Cr:LiSAF laser". *Optics Letters*, V 21 N 16, p.1253-1255. 1996.
- [Farmer 74] G.I. Farmer et Y.C. Kiang. "Low-current-density LED-pumped Nd: YAG laser using a solid cylindrical reflector". *Journal of Applied Physics*, V 45 N 3, p.1356-1371. 1974.
- [Fork 81] R.L. Fork, B.I. Greene et C.V. Shank. "Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking". *Applied Physics Letters*, V 38 N 9, p.671-672. 1981.
- [Fourcade Dutin 11] C. Fourcade Dutin. "Réduction de la durée d'impulsions laser par des techniques extra et intra-cavité : Post-compression d'impulsions femtosecondes énergétiques et modulation spectrale des pertes dans un pré-amplificateur Ti:saphir". Manuscrit de thèse. Université Bordeaux 1. 2011.
- [Frantz 63] L.M. Frantz et J.S. Nodvik. "Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier". *Journal of Applied Physics*, V 34, p.2346-2349. 1963.
- [Frey 89] R. Frey, F. de Rougemont et C.H. Lee. "An actively mode-locked continuous wave Alexandrite laser". *Optics Communications*, V 73 N 3, p.232-234. 1989.
- [Fromzel 01] V. Fromzel, V. Ter-Mikirtychev, J. Smucz, C. Prasad, C. Johnson, N. Barnes, J. Barnes et R. DeYoung. "Diode-pumped, tunable, narrow linewidth CR:LiSAF lasers for water vapor differential absorption lidars". *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, V 4378, 2001.
- [Gallinelli 17] T. Gallinelli. "Les concentrateurs luminescents pour l'amplification de la brillance des diodes électroluminescentes : application au pompage laser". Manuscrit de Thèse. Université Paris 13. 2017.
- [Gaul 10] E.W. Gaul, M. Martinez, J. Blakeney, A. Jochmann, M. Ringuette, D. Hammond, T. Borger, R. Escamilla, S. Douglas, W. Henderson et al. "Demonstration of a 1.1 petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed Nd:glass amplifier". *Applied Optics*, V 49 N 9, p.1676-1681. 2010.
- [Guichard 15] F. Guichard, A. Giree, Y. Zaouter, M. Hanna, G. Machinet, B. Debord, F. Gérôme, P. Dupriez, F. Druon, C. Hönniger et al. "Nonlinear compression of high energy fiber amplifier pulses in air-filled hypocycloid-core Kagome fiber". *Optics Express*, V 23 N 6, p.7416-7423. 2015.
- [Gürel 15] K. Gürel, V.J. Wittwer, M. Hoffmann, C.J. Saraceno, S. Hakobyan, B. Resan, A. Rohrbacher, K. Weingarten, S. Schilt et T. Südmeyer. "Green-diode-pumped femtosecond Ti:Sapphire laser with up to 450 mW average power". *Optics Express*, V 23 N 23, p.30043-30048. 2015.

-
- [Hanna 90] D.C. Hanna, R.M. Percival, I.R. Perry, R.G. Smart, P.J. Suni et A.C. Tropper. "An Ytterbium-doped Monomode Fibre Laser: Broadly Tunable Operation from 1.010 μm to 1.162 μm and Three-level Operation at 974 nm". *Journal of Modern Optics*, V 37 N 4, p.517-525. 1990.
- [Hanson 95] F. Hanson. "Cr:LiSAF slab laser performance". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, V 31 N 4, p.653-656. 1995.
- [Harter 92] D.J. Harter, J. Squier et G. Mourou. "Alexandrite-laser-pumped Cr³⁺:LiSrAlF₆". *Optics Letters*, V 17 N 21, p.1512-1514. 1992.
- [Hernandez-Gomez 10] C. Hernandez-Gomez, S.P. Blake, O. Chekhlov, R.J. Clarke, A.M. Dunne, M. Galimberti, S. Hancock, R. Heathcote, P. Holligan, A. Lyachev et al. "The Vulcan 10 PW project". *Journal of Physics: Conference Series*, V 244 N 3, p.032006. 2010.
- [Hopkins 02] J.-M. Hopkins, G.J. Valentine, B. Agate, A.J. Kemp, U. Keller et W. Sibbett. "Highly compact and efficient femtosecond Cr:LiSAF lasers". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, V 38 N 4, p.360-368. 2002.
- [Hopkins 99] J.-M. Hopkins. "Compact, low-threshold femtosecond lasers". Thesis. University of St Andrews. 1999.
- [Htein 12] L. Htein, W. Fan, P.R. Watekar et W.-T. Han. "Amplification by white light-emitting diode pumping of large-core Er-doped fiber with 12 dB gain". *Optics Letters*, V 37 N 23, p.4853-4855. 2012.
- [Htein 14a] L. Htein, W. Fan et W.-T. Han. "Broad gain of the Er/Al-doped fiber amplifier by pumping with a white light-emitting diode". *Journal of Luminescence*, V 146, p.87-90. 2014.
- [Htein 14b] L. Htein, W. Fan et W.-T. Han. "Emission characteristics of the Yb³⁺-sensitized Tm³⁺-doped optical fiber upon pumping with infrared LED". *Journal of Luminescence*, V 145, p.198-201. 2014.
- [Hyde 95] S.C.W. Hyde, N.P. Barry, R. Mellish, P.M.W. French, J.R. Taylor, C.J. van der Poel et A. Valster. "Argon-ion-pumped and diode-pumped all-solid-state femtosecond Cr:LiSrAlF₆ regenerative amplifiers". *Optics Letters*, V 20 N 2, p.160-162. 1995.
- [Ippen 72] E.P. Ippen, C.V. Shank et A. Dienes. "Passive mode locking of the cw dye laser". *Applied Physics Letters*, V 21, p.348-350. 1972.
- [Isemann 06] A. Isemann, P. Weßels et C. Fallnich. "Directly diode-pumped Colquiriite regenerative amplifiers". *Optics Communications*, V 260 N 1, p.211-222. 2006.

- [Kaumanns 18] M. Kaumanns, V. Pervak, D. Kormin, V. Leshchenko, A. Kessel, M. Ueffing, Y. Chen et T. Nubbemeyer. "Multipass spectral broadening of 18 mJ pulses compressible from 1.3 ps to 41 fs". *Optics Letters*, V 43 N 23, p.5877-5880. 2018.
- [Kaumanns 20] R. M. Kaumanns. "Generation of energetic femtosecond pulses at high average power". PhD thesis, lmu. 2020.
- [Kaumanns 21] M. Kaumanns, D. Kormin, T. Nubbemeyer, V. Pervak et S. Karsch. "Spectral broadening of 112 mJ, 1.3 ps pulses at 5 kHz in a LG₁₀ multipass cell with compressibility to 37 fs". *Optics Letters*, V 46 N 5, p.929-932. 2021.
- [Keller 96] U. Keller, K.J. Weingarten, F.X. Kartner, D. Kopf, B. Braun, I.D. Jung, R. Fluck, C. Honninger, N. Matuschek et J. Aus der Au. "Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers". *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, V 2 N 3, p.435-453. 1996.
- [Kemp 01] A.J. Kemp, B. Stormont, B. Agate, C.T.A. Brown, U. Keller et W. Sibbett. "Gigahertz repetition-rate from directly diode-pumped femtosecond Cr:LiSAF laser". *Electronics Letters*, V 37 N 24, p.1457-1458. 2001.
- [Keyes 64] R.J. Keyes et T.M. Quist. "INJECTION LUMINESCENT PUMPING OF CaF₂:U³⁺ WITH GaAs DIODE LASERS". *Applied Physics Letters*, V 4 N 3, p.50-52. 1964.
- [Klimek 02] D.E. Klimek et A. Mandl. "Power scaling of a flashlamp-pumped Cr:LiSAF thin-slab zig-zag laser". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, V 38 N 12, p.1607-1613. 2002.
- [Klinkenberg 03] B.J. Klinkenberg, A.D. Papayannis et A.A. Serafetinides. "Flash-pumped pulsed Cr:LiSAF laser action from a modified conventional solid state laser cavity". V 5226, p.33-37. 2003.
- [Koechner 99] W. Koechner. "Solid-state laser engineering". 5th edition, Springer. 1999.
- [Kopf 95] D. Kopf, J.A. der Au, U. Keller, G.L. Bona et P. Roentgen. "400-mW continuous-wave diode-pumped Cr:LiSAF laser based on a power-scalable concept". *Optics Letters*, V 20 N 17, p.1782-1784. 1995.
- [Kopf 97a] D. Kopf, U. Keller, M.A. Emanuel, R.J. Beach et J.A. Skidmore. "1.1-W cw Cr:LiSAF laser pumped by a 1-cm diode array". *Optics Letters*, V 22 N 2, p.99-101. 1997.
- [Kopf 97b] D. Kopf, K.J. Weingarten, G. Zhang, M. Moser, M.A. Emanuel, R.J. Beach, J.A. Skidmore et U. Keller. "High-average-power diode-pumped femtosecond Cr:LiSAF lasers". *Applied Physics B*, V 65 N 2, p.235-243. 1997.

-
- [Kubota 88] H. Kubota, K. Kurokawa et M. Nakazawa. "29-fsec pulse generation from a linear-cavity synchronously pumped dye laser". *Optics Letters*, V 13 N 9, p.749-751. 1988.
- [Kuratev 84] I.I. Kuratev. "Semiconductor-pumped solid-state lasers". *Akademiia Nauk SSSR Izvestiia Serii Fizicheskaia*, V 48, p.1564-1572. 1984.
- [Lacovara 85] P. Lacovara, L. Esterowitz et R. Allen. "Flash-lamp-pumped Ti:Al₂O₃ laser using fluorescent conversion". *Optics Letters*, V 10 N 6, p.273-275. 1985.
- [Lai 83] S.T. Lai et M.L. Shand. "High efficiency cw laser-pumped tunable alexandrite laser". *Journal of Applied Physics*, V 54 N 10, p.5642-5644. 1983.
- [Lee 02] J.R. Lee, H.J. Baker, G.J. Friel, G.J. Hilton et D.R. Hall. "High-average-power Nd:YAG planar waveguide laser that is face pumped by 10 laser diode bars". *Optics Letters*, V 27 N 7, p.524-526. 2002.
- [Lee 04] J. Lee, J.H. Shin et N. Park. "470 nm LED-pumped optical waveguide amplifier based on nanocrystal-Si sensitized, Er-doped silica". In *First IEEE International Conference on Group IV Photonics, 2004.*, 189-191. 2004.
- [Lee 05] H. Lee, J.H. Shin et N. Park. "Performance analysis of nanocluster-Si sensitized Er-doped waveguide amplifier using top-pumped 470nm LED". *Optics Express*, V 13 N 24, p.9881-9889. 2005.
- [Lee 06] H. Lee, J.H. Shin et N. Park. "Amplification characteristics of nanocluster-Si sensitized Er-doped waveguide amplifier using top-pumped blue-green LED". V 6352, p.63522R. 2006.
- [Lee 11] K. Lee, S. Lee et J. Yi. "Solid-State Lasers Pumped by LED". In *International Summer Session: Lasers and Their Applications (2011), paper Tu40*, Tu40. 2011.
- [Lee 89] H.W. Lee, S.A. Payne et L.L. Chase. "Excited-state absorption of Cr³⁺ in LiCaAlF₆: Effects of asymmetric distortions and intensity selection rules". *Physical Review. B, Condensed Matter*, V 39 N 13, p.8907-8914. 1989.
- [Lincoln 94] J.R. Lincoln, M.J.P. Dymott et A.I. Ferguson. "Femtosecond pulses from an all-solid-state Kerr-lens mode-locked Cr:LiSAF laser". *Optics Letters*, V 19 N 16, p.1210-1212. 1994.
- [Liu 13] X. Liu, G. Zhao, Y. Zhang et D.G. Deppe. "Semiconductor laser monolithically pumped with a light emitting diode operating in the thermoelectrophotonic regime". *Applied Physics Letters*, V 102 N 8, p.081116. 2013.
- [Maiman 60] T.H. Maiman. "Stimulated Optical Radiation in Ruby". *Nature*, V 187 N 4736, p.493-494. 1960.

- [Mandl 97] A. Mandl, A. Zavriyev, D.E. Klimek et J.J. Ewing. "Cr:LiSAF thin slab zigzag laser". IEEE Journal of Quantum Electronics, V 33 N 10, p.1864-1868. 1997.
- [Mandl 98] A. Mandl, A. Zavriyev et D.E. Klimek. "Flashlamp-pumped Cr:LiSAF thin-slab zigzag laser". IEEE Journal of Quantum Electronics, V 34 N 10, p.1992-1995. 1998.
- [McClung 62] F.J. McClung et R.W. Hellwarth. "Giant Optical Pulsations from Ruby". Applied Optics, V 1 N 101, p.103-105. 1962.
- [Meinardi 14] F. Meinardi, A. Colombo, K.A. Velizhanin, R. Simonutti, M. Lorenzon, L. Beverina, R. Viswanatha, V.I. Klimov et S. Brovelli. "Large-area luminescent solar concentrators based on 'Stokes-shift-engineered' nanocrystals in a mass-polymerized PMMA matrix". Nature Photonics, V 8 N 5. 2014.
- [Mellish 95] R. Mellish, N.P. Barry, S.C.W. Hyde, R. Jones, P.M.W. French, J.R. Taylor, C.J. van der Poel et A. Valster. "Diode-pumped Cr:LiSAF all-solid-state femtosecond oscillator and regenerative amplifier". Optics Letters, V 20 N 22, p.2312-2314. 1995.
- [Mellish 97] R. Mellish, S.C.W. Hyde, N.P. Barry, R. Jones, P.M.W. French, J.R. Taylor, C.J. van der Poel et A. Valster. "All-solid-state diode-pumped Cr:LiSAF femtosecond oscillator and regenerative amplifier". Applied Physics B: Lasers and Optics, V 65, p.221-226. 1997.
- [Miller 92] A. Miller, P. LiKamWa, B.H.T. Chai et E.W.V. Stryland. "Generation of 150-fs tunable pulses in Cr:LiSrAlF₆". Optics Letters, V 17 N 3, p.195-197. 1992.
- [Mocker 65] H.W. Mocker et R.J. Collins. "Mode competition and self-locking effects in a q-switched ruby laser". Applied Physics Letters, V 7 N 10, p.270-273. 1965.
- [Moses 11] J. Moses et S.-W. Huang. "Conformal profile theory for performance scaling of ultrabroadband optical parametric chirped pulse amplification". JOSA B, V 28 N 4, p.812-831. 2011.
- [Moulton 19] P.F. Moulton, J.G. Cederberg, K.T. Stevens, G. Foundos, M. Koselja et J. Preclikova. "Characterization of absorption bands in Ti:sapphire crystals". Optical Materials Express, V 9 N 5, p.2216-2251. 2019.
- [Moulton 85] P.F. Moulton. "Tunable paramagnetic-ion laser". Laser handbook vol.5, North-Holland Physics Publishing, p. 241. 1985.
- [Moulton 86] P.F. Moulton. "Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃". JOSA B, V 3 N 1, p.125-133. 1986.

-
- [Mourou 98] G.A. Mourou, C.P.J. Barty et M.D. Perry. "Ultrahigh-Intensity Lasers: Physics of the Extreme on a Tabletop". *Physics Today*, V 51 N 1, p.22-28. 1998.
- [Murnane 88] M.M. Murnane et R.W. Falcone. "High-power femtosecond dye-laser system". *JOSA B*, V 5 N 8, p.1573-1575. 1988.
- [Nakamura 94] S. Nakamura, T. Mukai et M. Senoh. "Candela-class high-brightness InGaN/AlGaIn double-heterostructure blue-light-emitting diodes". *Applied Physics Letters*, V 64 N 13, p.1687-1689. 1994.
- [Nisoli 96] M. Nisoli, S. De Silvestri et O. Svelto. "Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique". *Applied Physics Letters*, V 68 N 20, p.2793-2795. 1996.
- [Nubbemeyer 17] T. Nubbemeyer, M. Kaumanns, M. Ueffing, M. Gorjan, A. Alismail, H. Fattahi, J. Brons, O. Pronin, H.G. Barros, Z. Major et al. "1 kW, 200 mJ picosecond thin-disk laser system". *Optics Letters*, V 42 N 7, p.1381-1384. 2017.
- [Ochs 64] S.A. Ochs et J.I. Pankove. "Injection-luminescence pumping of a $\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$ laser". In *Proceedings of the IEEE*, 713-714. 1964.
- [Ostermayer 71] F.W. Ostermayer Jr. "GaAs_{1-x}P_x Diode Pumped Yag:nd Lasers". *Applied Physics Letters*, V 18, p.93-96. 1971.
- [Payne 89] S.A. Payne, L.L. Chase, L.K. Smith, W.L. Kway et H.W. Newkirk. "Laser performance of $\text{LiSrAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$ ". *Journal of Applied Physics*, V 66 N 3, p.1051-1056. 1989.
- [Payne 94] S.A. Payne, L.K. Smith, R.J. Beach, B.H.T. Chai, J.H. Tassano, L.D. DeLoach, W.L. Kway, R.W. Solarz et W.F. Krupke. "Properties of $\text{Cr}:\text{LiSrAlF}_6$ crystals for laser operation". *Applied Optics*, V 33 N 24, p.5526-5536. 1994.
- [Perry 92] M.D. Perry, D. Strickland, T. Ditmire et F.G. Patterson. " $\text{Cr}:\text{LiSrAlF}_6$ regenerative amplifier". *Optics Letters*, V 17 N 8, p.604-606. 1992.
- [Pichon 17] P. Pichon, A. Barbet, J.-P. Blanchot, F. Druon, F. Balembois et P. Georges. "LED-pumped alexandrite laser oscillator and amplifier". *Optics Letters*, V 42 N 20, p.4191-4194. 2017.
- [Pichon 18a] P. Pichon, A. Barbet, J.-P. Blanchot, F. Druon, F. Balembois et P. Georges. "Light-emitting diodes: a new paradigm for Ti:sapphire pumping". *Optica*, V 5 N 10, p.1236-1239. 2018.
- [Pichon 18b] P. Pichon, F. Druon, J.-P. Blanchot, F. Balembois et P. Georges. "LED-pumped passively Q-switched $\text{Cr}:\text{LiSAF}$ laser". *Optics Letters*, V 43 N 18, p.4489-4492. 2018.

- [Pichon 19a] P. Pichon. "Pompage par LED de concentrateurs luminescents et de lasers dopés aux métaux de transition". Manuscrit de thèse. Université Paris-Saclay. 2019.
- [Pichon 19b] P. Pichon, H. Taleb, F. Druon, J.-P. Blanchot, P. Georges et F. Balembois. "Tunable UV source based on an LED-pumped cavity-dumped Cr:LiSAF laser". *Optics Express*, V 27 N 16, p.23446-23453. 2019.
- [Pichon 21] P. Pichon, F. Balembois, F. Druon et P. Georges. "3D luminescent concentrators". *Optics Express*, V 29 N 5, p.6915-6926. 2021.
- [Pinto 95] J.F. Pinto, L. Esterowitz et G.H. Rosenblatt. "Frequency tripling of a Q-switched Cr:LiSAF laser to the UV region". *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, V 1 N 1, p.58-61. 1995.
- [Pouysegur 16] J. Pouysegur. "Amplification d'impulsions femtosecondes dans des amplificateurs à base de cristaux dopés Ytterbium". Manuscrit de thèse. Université Paris-Saclay. 2016.
- [Rapoport 92] W.R. Rapoport et M.L. Shand. "Excited state absorption and upconversion in Cr:LiSrAlF₆". *Solid State Communications*, V 84 N 1, p.29-31. 1992.
- [Richardson 93] M.C. Richardson, M.J. Soileau, P. Beaud, R.J. DeSalvo, S.V. Garnov, D.J. Hagan, S.M. Klimentov, K.A. Cerqua-Richardson, M. Sheik-Bahae, A.A. Said et al. "Self-focusing and optical damage in Cr:LiSAF and Cr:LiCAF". In *24th Annual Boulder Damage Symposium Proceedings -- Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1992*, 392-402. 1993.
- [Ripin 02] D.J. Ripin, C. Chudoba, J.T. Gopinath, J.G. Fujimoto, E.P. Ippen, U. Morgner, F.X. Kärtner, V. Scheuer, G. Angelow et T. Tschudi. "Generation of 20-fs pulses by a prismless Cr⁴⁺:YAG laser". *Optics Letters*, V 27 N 1, p.61-63. 2002.
- [Rizvi 92] N.H. Rizvi, P.M.W. French et J.R. Taylor. "50-fs pulse generation from a self-starting cw passively mode-locked Cr:LiSrAlF₆ laser". *Optics Letters*, V 17 N 12, p.877-879. 1992.
- [Rizvi 93] N.H. Rizvi, P.M.W. French, J.R. Taylor, P.J. Delfyett et L.T. Florez. "Generation of pulses as short as 93 fs from self-starting femtosecond Cr:LiSrAlF₆ lasers by exploiting multiple-quantum-well absorbers". *Optics Letters*, V 18 N 12, p.983-985. 1993.
- [Rohrbacher 17] A. Rohrbacher, O.E. Olarte, V. Villamaina, P. Loza-Alvarez et B. Resan. "Multiphoton imaging with blue-diode-pumped SESAM-modelocked Ti:sapphire oscillator generating 5 nJ 82 fs pulses". *Optics Express*, V 25 N 9, p.10677-10684. 2017.
- [Roth 09] P.W. Roth, A.J. Maclean, D. Burns et A.J. Kemp. "Directly diode-laser-pumped Ti:sapphire laser". *Optics Letters*, V 34 N 21, p.3334-3336. 2009.

-
- [Rutherford 01] T.S. Rutherford, W.M. Tulloch, S. Sinha et R.L. Byer. "Yb:YAG and Nd:YAG edge-pumped slab lasers". *Optics Letters*, V 26 N 13, p.986-988. 2001.
- [Samad 06] R.E. Samad, G.E.C. Nogueira, S.L. Baldochi et J. Nilson Dias Vieira. "Development of a flashlamp-pumped Cr:LiSAF laser operating at 30 Hz". *Applied Optics*, V 45 N 14, p.3356-3360. 2006.
- [Samad 07] R.E. Samad, S.L. Baldochi, G.E.C. Nogueira et J. Nilson Dias Vieira. "30 W Cr:LiSrAlF₆ flashlamp-pumped pulsed laser". *Optics Letters*, V 32 N 1, p.50-52. 2007.
- [Samad 08] R.E. Samad, G.E.C. Nogueira, S.L. Baldochi et N.D.V. Jr. "A 5 Hz flashlamp pumped Cr:LiSAF multipass amplifier for ultrashort pulses". *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, V 10 N 10, p.104010. 2008.
- [Sathian 17] J. Sathian, J.D. Breeze, B. Richards, N.M. Alford et M. Oxborrow. "Solid-state source of intense yellow light based on a Ce:YAG luminescent concentrator". *Optics Express*, V 25 N 12, p.13714-13727. 2017.
- [Scheps 91] R. Scheps, J.F. Myers, H.B. Serreze, A. Rosenberg, R.C. Morris et M. Long. "Diode-pumped Cr:LiSrAlF₆ laser". *Optics Letters*, V 16 N 11, p.820-822. 1991.
- [Schulte 16] J. Schulte, T. Sartorius, J. Weitenberg, A. Vernaleken et P. Russbuehdt. "Nonlinear pulse compression in a multi-pass cell". *Optics Letters*, V 41 N 19, p.4511-4514. 2016.
- [Schulz 11] M. Schulz, R. Riedel, A. Willner, T. Mans, C. Schnitzler, P. Russbuehdt, J. Dolkemeyer, E. Seise, T. Gottschall, S. Hädrich et al. "Yb:YAG Innoslab amplifier: efficient high repetition rate subpicosecond pumping system for optical parametric chirped pulse amplification". *Optics Letters*, V 36 N 13, p.2456-2458. 2011.
- [Shimada 94] T. Shimada, J.W. Early, C.S. Lester et N.J. Cockroft. "Repetitively Pulsed Cr:LiSAF Laser for Lidar Applications". In *Advanced Solid State Lasers (1994)*, paper TL3, TL3. 1994.
- [Sorokina 06a] I.T. Sorokina, E. Sorokin et T.J. Carrig. "Femtosecond pulse generation from a SESAM mode-locked Cr:ZnSe laser". In *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies (2006)*, paper CMQ2, CMQ2. 2006.
- [Sorokina 06b] I.T. Sorokina, E. Sorokin, T.J. Carrig et K.I. Schaffers. "A SESAM passively mode-locked Cr:ZnS laser". In *Advanced Solid-State Photonics (2006)*, paper TuA4, TuA4. 2006.
- [Sorokina 97a] I.T. Sorokina, E. Sorokin, E. Wintner, A. Cassanho, H.P. Jenssen et R. Szipöcs. "14-fs pulse generation in Kerr-lens mode-locked prismless Cr:LiSGaF and Cr:LiSAF lasers: observation of pulse self-frequency shift". *Optics Letters*, V 22 N 22, p.1716-1718. 1997.

- [Sorokina 97b] I.T. Sorokina, E. Sorokin, E. Wintner, A. Cassanho, H.P. Jenssen et R. Szipőcs. "Sub-20 fs pulse generation from the mirror dispersion controlled Cr:LiSGaF and Cr:LiSAF lasers". *Applied Physics B: Lasers and Optics*, V 65 N 2, p.245. 1997.
- [Stalder 91] M. Stalder, B.H.T. Chai et M. Bass. "Flashlamp pumped Cr:LiSrAlF₆ laser". *Applied Physics Letters*, V 58 N 3, p.216-218. 1991.
- [Stalder 92] M. Stalder, M. Bass et B.H.T. Chai. "Thermal quenching of fluorescence in chromium-doped fluoride laser crystals". *JOSA B*, V 9 N 12, p.2271-2273. 1992.
- [Stone 76] J. Stone, C.A. Burrus, A.G. Dentai et B.I. Miller. "Nd:YAG single-crystal fiber laser: Room-temperature cw operation using a single LED as an end pump". *Applied Physics Letters*, V 29 N 1, p.37-39. 1976.
- [Strickland 85] D. Strickland et G. Mourou. "Compression of amplified chirped optical pulses". *Optics Communications*, V 56 N 3, p.219-221. 1985.
- [Taleb 21] H. Taleb, P. Pichon, F. Druon, F. Balembois et P. Georges. "LED-pumped femtosecond Cr:LiSAF regenerative amplifier system". *Optics Letters*, V 46 N 10, p.2421-2424. 2021.
- [Taleb 22] H. Taleb, C.L. Blanc, E. Thellier, P. Pichon, F. Druon, F. Balembois et P. Georges. "LED-pumped Cr:LiSAF laser system operating at 100 Hz based on a multipass amplifier". *Optics Letters*, V 47 N 14, p.3543-3546. 2022.
- [Taylor 94] J.R. Taylor, R. Mellish, C.J. van der Poel, N.P. Barry, P.M.W. French, S.C.W. Hyde et A. Valster. "All-solid-state femtosecond diode-pumped Cr:LiSAF regenerative amplifier". *Electronics Letters*, V 30 N 21, p.1761-1762. 1994.
- [Thomas 16] G.M. Thomas, A. Minassian, X. Sheng et M.J. Damzen. "Diode-pumped Alexandrite lasers in Q-switched and cavity-dumped Q-switched operation". *Optics Express*, V 24 N 24, p.27212-27224. 2016.
- [Tomlinson 84] W.J. Tomlinson, R.H. Stolen et C.V. Shank. "Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers". *JOSA B*, V 1 N 2, p.139-149. 1984.
- [Turnbull 08] G.A. Turnbull, Y. Yang, P. Shaw, A. Ruseckas et I.D.W. Samuel. "Light-emitting diode pumped polymer lasers". In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*. 2008.
- [Uemura 00] S. Uemura et K. Torizuka. "Generation of 10 fs Pulses from a Diode-Pumped Kerr-Lens Mode-Locked Cr:LiSAF Laser". *Japanese Journal of Applied Physics*, V 39 N 6R, p.3472. 2000.

-
- [Uemura 03] S. Uemura et K. Torizuka. "Development of a diode-pumped Kerr-lens mode-locked Cr:LiSAF laser". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, V 39 N 1, p.68-73. 2003.
- [Uemura 97] S. Uemura et K. Miyazaki. "Operation of a femtosecond Cr:LiSAF solitary laser near zero group-delay dispersion". *Optics Communications*, V 133 N 1-6, p.201-204. 1997.
- [Uemura 99] S. Uemura et K. Torizuka. "Generation of 12-fs pulses from a diode-pumped Kerr-lens mode-locked Cr:LiSAF laser". *Optics Letters*, V 24 N 11, p.780-782. 1999.
- [Valentine 97] G.J. Valentine, J.M. Hopkins, P. Loza-Alvarez, G.T. Kennedy, W. Sibbett, D. Burns et A. Valster. "Ultralow-pump-threshold, femtosecond Cr(3+):LiSrAlF₆ laser pumped by a single narrow-stripe AlGaInP laser diode". *Optics Letters*, V 22 N 21, p.1639-1641. 1997.
- [Verluisse 00] F. Verluisse, V. Laude, Z. Cheng, C. Spielmann et P. Tournois. "Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping". *Optics Letters*, V 25 N 8, p.575-577. 2000.
- [Vuylsteke 63] A.A. Vuylsteke. "Theory of Laser Regeneration Switching". *Journal of Applied Physics*, V 34 N 6, p.1615-1622. 1963.
- [Walling 80] J. Walling, O. Peterson, H. Jenssen, R. Morris et E. O'Dell. "Tunable alexandrite lasers". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, V 16 N 12, p.1302-1315. 1980.
- [Wan 13] P. Wan, L.-M. Yang et J. Liu. "All fiber-based Yb-doped high energy, high power femtosecond fiber lasers". *Optics Express*, V 21 N 24, p.29854-29859. 2013.
- [Weber 76] W.H. Weber et J. Lambe. "Luminescent greenhouse collector for solar radiation". *Applied Optics*, V 15 N 10, p.2299-2300. 1976.
- [Wei 06] B. Wei, N. Kobayashi, M. Ichikawa, T. Koyama, Y. Taniguchi et T. Fukuda. "Organic solid laser pumped by an organic light-emitting diode". *Optics Express*, V 14 N 20, p.9436-9443. 2006.
- [White 92] W.E. White, J.R. Hunter, L.V. Woerkom, T. Ditmire et M.D. Perry. "120-fs terawatt Ti:Al₂O₃/Cr:LiSrAlF₆ laser system". *Optics Letters*, V 17 N 15, p.1067-1069. 1992.
- [Yang 09] Y. Yang, I.D.W. Samuel et G.A. Turnbull. "The Development of Luminescent Concentrators for Pumping Organic Semiconductor Lasers". *Advanced Materials*, V 21 N 31, p.3205-3209. 2009.
- [Zhang 15] J. Zhang, M. Wang, Y. Zhang, H. He, W. Xie, M. Yang, J. Ding, J. Bao, S. Sun et C. Gao. "Optimization of large-size glass laminated luminescent solar concentrators". *Solar Energy*, V 117, p.260-267. 2015.

- [Zhang 93] Z. Zhang, K.T. Grattan et A.W. Palmer. "Temperature dependences of fluorescence lifetimes in Cr³⁺-doped insulating crystals". Physical Review. B, Condensed Matter, V 48 N 11, p.7772-7778. 1993.

Titre : Amplificateurs laser femtosecondes pompés par LED à base de Cr:LiSAF

Mots clés : Laser femtoseconde, Pompage par LED, Cr:LiSAF, Concentrateur luminescent, Amplificateur régénératif, Amplificateur multi-passages

Résumé : Durant les 20 dernières années, les diodes électroluminescentes (LED) ont connu une amélioration spectaculaire de leurs performances et une réduction drastique de leur coût, ce qui les a rendues l'une des sources d'éclairage les plus efficaces et les plus abordables. Combinées à des concentrateurs luminescents, les LED permettent d'atteindre des éclairagements allant jusqu'à 10 kW/cm^2 dans la gamme de longueurs d'onde située entre 530 nm et 650 nm. Cela offre une opportunité pour le pompage des matériaux laser à large bande d'émission dopés aux métaux de transition tels que le Ti:saphir, l'alexandrite et le Cr:LiSAF. Ces cristaux sont les plus appropriés pour le développement de sources laser ultra-courtes avec une durée d'impulsion inférieure à 100 fs. Comparées aux autres sources de pompage, les LED combinent un ensemble unique de propriétés : elles sont aussi robustes et abordables financièrement que les lampes flash, avec la stabilité, la longue durée de vie et la fiabilité des semi-conducteurs. L'objectif de ce travail est de démontrer les premiers

amplificateurs laser femtosecondes pompés par LED. La première partie de ce manuscrit décrit l'état de l'art des lasers femtosecondes ainsi qu'un aperçu du projet de pompage par LED au Laboratoire Charles Fabry. Le cristal de Cr:LiSAF, qui a été choisi pour cette démonstration, est également présenté. La seconde partie de ce manuscrit regroupe les travaux expérimentaux qui ont été réalisés. Une première expérience démontre le premier amplificateur régénératif femtoseconde Cr:LiSAF pompé par LED, implémenté dans une chaîne femtoseconde en utilisant la technique d'amplification à dérive de fréquence (CPA) et fonctionnant à une cadence de 10 Hz. Une seconde expérience démontre le premier amplificateur multi-passages Cr:LiSAF pompé par LED fonctionnant à une cadence de 100 Hz, en utilisant une configuration « slab » originale.

Ces travaux ouvrent la voie à une nouvelle génération de sources laser ultra-courtes présentant des propriétés uniques de robustesse, de faible coût et de simplicité.

Title : LED-pumped femtosecond Cr:LiSAF laser amplifiers

Keywords : Femtosecond laser, LED-pumping, Cr:LiSAF, Luminescent concentrator, Regenerative amplifier, Multipass amplifier

Abstract : During the last two decades, light-emitting diodes (LEDs) have seen a dramatic improvement of their performance and a drastic cost reduction, making them one of the most efficient and affordable lighting sources. Combined with luminescent concentrators, they allow reaching irradiances up to 10 kW/cm^2 in the "yellow gap" between 530 nm and 650 nm. This offers an opportunity for pumping transition metal-doped broadband laser materials such as Ti:sapphire, alexandrite, and Cr:LiSAF. These crystals are the most appropriate for the development of ultra-short laser sources with pulse duration below 100 fs. Compared to other pump sources, LEDs combine a unique set of properties: they are as rugged and affordable as flashlamps, with the stability, long lifetime, and reliability of semiconductors. The purpose of this work is to demonstrate the first LED-pumped femtosecond laser amplifiers. The first part of

this manuscript describes the state of the art of femtosecond lasers as well as an overview of the LED-pumping project at Laboratoire Charles Fabry. The Cr:LiSAF crystal, which was chosen for this demonstration, is also presented. The second part of this manuscript presents the experimental work that has been done. A first experiment demonstrates the first LED-pumped femtosecond Cr:LiSAF regenerative amplifier, implemented in a femtosecond chain using the chirped pulse amplification technique (CPA) and operating at 10 Hz repetition rate. A second experiment demonstrates the first LED-pumped Cr:LiSAF multipass amplifier operating at 100 Hz repetition rate, using an original slab configuration. This work opens the route to a new generation of ultra-short laser sources with unique properties of robustness, low cost, and simplicity.