



HAL
open science

Pompage par LED de concentrateurs luminescents et de lasers dopés aux métaux de transition

Pierre Pichon

► **To cite this version:**

Pierre Pichon. Pompage par LED de concentrateurs luminescents et de lasers dopés aux métaux de transition. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2019. Français. NNT : 2019SACLO011 . tel-02320052

HAL Id: tel-02320052

<https://pastel.hal.science/tel-02320052v1>

Submitted on 18 Oct 2019

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.

Pompage par LED de concentrateurs luminescents et de lasers dopés aux métaux de transition

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée

Ecole doctorale n°572 Ondes et Matière (EDOM)
Spécialité de doctorat : Optique et Photonique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 24 septembre 2019, par

PIERRE PICHON

Composition du Jury :

M. Fabien Bretenaker Directeur de recherche, Université Paris-Saclay (LAC)	Président
Mme Agnès Desfarges-Berthelemot Professeur des Universités, Université de Limoges (XLIM)	Rapporteuse
M. Olivier Musset Professeur des Universités, Université de Bourgogne (ICB)	Rapporteur
M. Philippe Adam Responsable du domaine Photonique, DGA	Examineur
Mme Catherine Le Blanc Ingénieure de recherche, École polytechnique (LULI)	Examinatrice
M. François Balembois Professeur des Universités, Université Paris-Saclay (LCF)	Directeur de thèse
M. Jean-Philippe Blanchot Directeur technique, Effilux	Invité



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



Convention industrielle de formation à la recherche avec
EFFILUX
1, rue de Terre Neuve
Miniparc du Verger, bâtiment E
91 940, Les Ulis

À mes parents.

Remerciements

Une thèse n'est pas un cheminement aussi solitaire qu'il n'y paraît. J'ai eu la chance de partager de véritables émotions scientifiques à plusieurs étapes de ce projet. Cette émotion est à chaque fois double. Elle survient une première fois dans le laboratoire face à un puissance-mètre ou un oscilloscope, puis, une seconde fois, lorsque l'on partage l'information avec les autres membres du projet. Durant ces trois années, ce projet a rassemblé de nombreuses personnes : je souhaite ici les remercier pour leur accompagnement et leurs conseils.

Je remercie Agnès Desfarges-Berthelemot et Olivier Musset pour avoir accepté de rapporter mon manuscrit ainsi que Philippe Adam, Fabien Bretenaker et Catherine Le Blanc pour leur participation au jury.

Choisir un sujet de thèse n'est pas chose aisée. Pourtant, en janvier 2016 un sujet attire mon attention : le pompage par LED de lasers solides. À l'époque, je ne perçois pas encore totalement l'aspect non-conventionnel de ce projet. Avec François Balembois, Jean-Philippe Blanchot et Adrien Barbet nous convenons d'un rendez-vous et je prends sur le champ un billet de train Londres/Palaiseau. À l'issue de cet entretien je me projette : sujet, équipe, environnement. L'aventure commence !

François, ton organisation est à toute épreuve. Avec la direction de l'enseignement, la gestion de la filière innovation-entrepreneuriat, les demandes de financement et projets en tout genre, tu as toujours trouvé du temps à me consacrer. D'un optimisme sans faille (surtout après une bonne nouvelle mais aussi après une mauvaise), tu as toujours su faire rebondir le projet. Tu sais sortir des sentiers battus tout en gardant le cadre qui structure notre démarche : constamment comprendre ce que l'on observe. Je ne peux m'empêcher de penser qu'en 1993 (année de ma naissance) tu terminais ta thèse sur les premiers pas du pompage par diode laser rouge du Cr:LiSAF. Comment imaginer que 26 ans plus tard nous démontrerions le pompage de ces cristaux avec des LED ? (Des LED !). Durant ces trois années, j'ai beaucoup appris en travaillant à tes côtés et tu m'as toujours confié une large marge de manœuvre : pour tout cela, je te remercie.

Je remercie l'ensemble des membres du groupe Lasers du laboratoire Charles Fabry : passion et joie de vivre, ces mots caractérisent bien cette équipe.

Patrick, je te remercie pour ta gentillesse et la dynamique que tu impulsés dans le groupe. Tu m'as prodigué de nombreux conseils qui se sont toujours révélés très utiles : ta connaissance des lasers est sans commune mesure. Véritable détecteur de fausses-bonnes-idées (on ne les compte plus), tu indiques le chemin qui te semble le meilleur. C'est toujours un plaisir de te voir passer faire le tour des bureaux dès que tu as une minute de libre !

Fred, tu as toujours eu un regard positif sur le projet. Même plus que ça ! J'ai bénéficié de nombreuses reprises de ton expertise expérimentale dans les moments de blocage. Toujours de bonne humeur, toujours une anecdote (concernant les lasers ou le waterpolo), véritable source d'énergie, c'est un plaisir de travailler avec toi.

Gaëlle, j'admire l'exigence hors-norme qui caractérise chacun des aspects de ton travail.

Merci pour tes conseils précieux à propos des LED et de leur efficacité! Ta curiosité en dehors du monde des lasers alimente de nombreuses discussions qui, bien souvent, ne manquent pas de devenir mémorables.

Marc, la force tranquille, toujours là quand il s'agit de prendre du recul et de mettre les choses en perspective : un grand merci.

Xavier, j'apprécie ta capacité à relativiser les choses, puis, quelques secondes plus tard, être investi à 200 % dans un projet. Nos nombreuses séances de jogging le midi (entre 0 ° C et 30 ° C) me furent précieuses.

Sylvie, merci pour ta bonne humeur et ton organisation! Tu as toujours en stock des optiques ou des pièces mécaniques qui évitent de passer commande et font gagner un temps précieux. Je remercie aussi les ingénieurs du laboratoire commun avec Amplitude : Florent Guichard et Yoann Zaouter.

Je remercie aussi les doctorants qui m'ont accompagnés. Avec Loïc Lavenue et Kévin Génévrier nous avons eu notre première expérience de conférence internationale. Je leur souhaite une bonne continuation respectivement chez Thales et Lumibird. Évidemment, un grand merci à Gaëtan Jargot (pour nos références communes au grand A. A.), Philippe Albrodt (pour son humour et surtout son auto dérision) et Michele Natile (avec qui j'ai partagé mon bureau qui, à de maintes reprises et pour mon plus grand bonheur, a transformé notre bureau en épicerie italienne). Je souhaite bon courage aux derniers doctorants arrivés dans le groupe : Tiphaine Berberian, Thomas Hamoudi ainsi que Nour Daher. Je tiens à remercier les post-doctorants du groupe Aura Gonzalez, Anna Golinelli et Philippe Rigaud. Philippe, merci pour ta bonne humeur et tes intarissables anecdotes croustillantes!

Un grand merci aux stagiaires qui ont travaillé sur le projet : Daniel Blengino, Nicolas Fouque et Hussein Taleb. Hussein, je te souhaite autant de plaisir que j'ai pu en recevoir lors de cette thèse. Maintenant, à toi de faire entrer le pompage par LED dans le monde de la femto! J'espère avoir effectué cette passation de thèse aussi bien qu'Adrien Barbet le fit pour moi. Adrien, je souhaite te remercier pour l'impulsion que tu as donné à mon projet de thèse. Tu as mis un point d'honneur à me familiariser avec l'écosystème de l'institut d'optique où j'ai grandement bénéficié de ton capital sympathie, encore merci.

À l'institut d'optique, je souhaite remercier Christian Beurth et Sophie Coumar de l'atelier d'optique pour la découpe et le polissage de certain cristaux laser. J'ai aussi eu la chance d'encadrer les passionnant TP de laser de 3^{ème} année. Pour cela, je remercie Cédric Lejeune, Thierry Avignon, Fabienne Bernard et Lionel Jacobowicz (qui m'a aussi beaucoup appris lors de la formation initiale sur le logiciel LightTools).

Je remercie aussi nos acolytes du Laboratoire de Physique des Lasers, Sébastien Chénais, Sébastien Forget et Thomas Gallinelli pour leurs travaux sur les concentrateurs luminescents et les discussions que nous avons eu sur le sujet.

J'ajouterai un remerciement spécial à Marc Castaing ("grand-grand-grand parrain" de thèse) qui encourage fortement le projet de pompage par LED et qui m'a fait bénéficier de ses connaissances du marché des lasers pour trouver quelles applications conviendraient à cette nouvelle technologie. Tes remarques, tes questionnements et tes indications ont, je pense, changé la trajectoire du projet pour l'ancrer dans la réalité. Je suis curieux de savoir ce que l'avenir réserve à ces systèmes.

Cette thèse est basée sur une collaboration industrielle avec la société Effilux. Les résultats obtenus ont aussi été rendus possibles grâce à la richesse apportée par cette collaboration. Pour

cela, je souhaite remercier l'ensemble des employés de la société Effilux. Il est très stimulant de confronter ses travaux à la réalité du marché même si les succès ne sont pas toujours au rendez-vous.

Tout d'abord, je souhaite remercier Jean-Philippe Blanchot qui m'a fait confiance tout au long de cette thèse. Jean-Philippe tu es une personne impressionnante par sa capacité de travail. Tu as toujours gardé un œil bienveillant sur le projet bien que tes responsabilités sont devenues de plus en plus importantes et chronophages. Je suis arrivé à Effilux en 2016, il y avait 16 employés. Trois ans plus tard, après un déménagement et un rachat, nous sommes désormais plus de 30 personnes à y travailler. Tu as toujours accepté le fait que le pompage par LED n'engendre pas de produit industriel dans le court terme. Je suis heureux que ces travaux aient pu donner naissance à une nouvelle source dans le SWIR, qui elle, a permis de mettre en place un produit ayant été reconnu par les acteurs de la vision industriel.

Je souhaite remercier Arnaud Mestivier : je compte sur toi pour trouver l'application industrielle idéale pour les concentrateurs luminescents dans le visible!

Je remercie l'ensemble des membres du bureau d'étude d'Effilux. Merci à Amandine Paul pour le design des cartes LED, Pierre Legavre avec qui j'ai partagé certains instruments optiques et Julien De Felice (maitre de l'électronique) pour son design de l'alimentation hors normes de la tête de pompage à 4000 LED. Julien, ce fut un plaisir de travailler avec toi, de partager ton enthousiasme ainsi que ces séances de natation et de jogging. Grâce à toi, l'alimentation de la tête de pompage rentre dans le coffre de ma voiture! Je remercie aussi Nicolas Laleu, Tomy Gusseau et Antoine Bureau pour les plans mécanique et la réalisation de plusieurs pièces.

Je souhaite remercier Jacques Sabater, expert de LightTools et entrepreneur sans limites. Tes connaissances en photométrie sont une véritable valeur ajoutée à ce bureau d'étude.

Je n'oublie pas les membres de la production qui m'ont prêté plusieurs outils alors que je construisait la tête de pompage : Alba, Romain, Seb et Guillaume.

Je remercie aussi les autres membres de la société : Romain, Jonas et Alexandre pour UWAVE, Marc Antoine et Florian pour l'aventure SWIRIS ainsi que Maxime, Théau, Adel, Clément, Anouk, Guillaume, Julie, Pascale, Sandra, Rémy et Julia.

Je tiens à remercier mes amis et en particulier Corentin, Lucie, Pierre, Adrien et Quentin.

Je remercie l'ensemble de ma famille qui m'ont aidé à différentes étapes de mon parcours. Je pense tout particulièrement à mes parents et mon frère qui ont toujours encouragé ma curiosité; cette thèse à aussi été possible grâce à eux. Je remercie aussi la famille Leuwers et en particulier Martine pour sa relecture attentive!

Finalement, je te remercie, Hélène, pour être à mes côtés, pour tes relectures et tes conseils avisés. Merci de nourrir ma curiosité, sache que je serai présent pour la finalisation de ta thèse comme tu l'as été pour moi. L'histoire et la physique font décidément un bon tandem.

Table des matières

Remerciements	7
Introduction générale	13
PREMIÈRE PARTIE	
Sources de lumière dans le SWIR basées sur la LED	17
I Source fluorescente émettant dans le SWIR éclairée par LED	19
1 Utiliser des LED pour des sources dans le SWIR	20
1.1 Intérêt de la gamme du SWIR	20
1.2 La LED, une révolution parmi les sources d'éclairage	20
1.3 Principe de la LED blanche phosphorée	24
1.4 Évolutions technologiques de la LED	25
2 Coupler des LED à des matériaux luminescents pour atteindre le SWIR	29
2.1 Choix du couple LED/matériau fluorescent	29
2.2 Source fluorescente basée sur l'Yb,Er :verre éclairée par LED	32
2.3 Exemples d'applications pour l'éclairage industriel dans le SWIR	34
3 Conclusion	36
II Concentrateur luminescent dans le SWIR éclairé par LED	39
1 Concentrateurs luminescents éclairés par LED	40
1.1 Comment contourner le principe de conservation de la luminance?	40
1.2 Description physique des concentrateurs luminescents	44
1.3 État de l'art des concentrateurs luminescents éclairés par LED	54
2 Développement d'un concentrateur Yb,Er :verre dans le SWIR éclairé par des LED infrarouges	58
2.1 Choix des LED et des dimensions de l'Yb,Er :verre (G et η_{fill})	58
2.2 Estimations détaillées des composantes de l'efficacité optique ($\eta_{o/o}$)	59
2.3 Optimisation du facteur de concentration (C_{LED})	61
2.4 Performances du concentrateur Yb,Er :verre	63
3 Conclusion	66
DEUXIÈME PARTIE	
Les concentrateurs luminescents éclairés par LED : source de pompage pour les cristaux dopés aux métaux de transition	69
III Le concentrateur luminescent, une source de pompage pour les lasers	71
1 État de l'art du pompage par LED	72
1.1 Le pompage par LED direct	72
1.2 Le pompage par LED indirect via un concentrateur luminescent	75

1.3	Intérêt d'un concentrateur luminescent dopé aux ions Ce^{3+} éclairé par LED comme source de pompage	77
2	Les cristaux dopés aux métaux de transition	81
2.1	Caractéristiques des cristaux dopés aux métaux de transition	81
2.2	Le gain : un paramètre clé	91
2.3	Compatibilité des cristaux avec les concentrateurs luminescents	95
3	Conclusion	98
IV	Lasers dopés aux métaux de transition pompés par LED	99
1	Caractérisation de la tête de pompage	101
2	Lasers en régime relaxé	104
2.1	Lasers colquiriite dopés aux ions Cr^{3+}	104
2.2	Laser à alexandrite	110
2.3	Laser Ti :saphir	115
2.4	Bilan des caractéristiques laser en régime relaxé	119
3	Lasers en régime déclenché	121
3.1	Déclenchement passif	121
3.2	Déclenchement actif	125
3.3	Bilan des performances en régime déclenché	131
4	Développement d'un oscillateur laser sub-10-ns et accordable dans l'UV pompé par LED	132
4.1	Dispositif expérimental	132
4.2	<i>Cavity-dump</i> dans l'infrarouge	133
4.3	Conversion de fréquence	136
4.4	Bilan	139
5	Conclusion	140
	Conclusion générale	141
	Annexes	145
	A Concentrateur luminescent de Ce :YAG éclairé par LED en régime continu	145
	B Comportement spectroscopique de l'alexandrite avec la température	151
	C Régime de fonctionnement de la tête de pompage	155
	D Méthode de mesure expérimentale du gain laser petit signal	157
	E Amplificateurs laser pompés par LED à base de cristaux dopés aux ions Cr^{3+}	159
	Liste des publications de l'auteur	167
	Liste des figures et des tableaux	174
	Bibliographie	177

Introduction générale

À la fin du XIX^e siècle, André Blondel (1863-1938) généralise l'utilisation de la luminance comme unité privilégiée pour caractériser les sources de lumière. C'est vraisemblablement son travail d'ingénieur au service des Phares et des Balises de France [Capolino 04] qui entraîne ce besoin de connaître la puissance qu'émet une source par unité de surface et par unité d'angle solide. La luminance regroupe donc des informations sur la source (puissance lumineuse, surface d'émission) mais renseigne aussi sur sa capacité à délivrer la lumière dans une direction donnée. La prise en compte de cet angle solide, souvent absent des unités traditionnellement utilisées, permet de faire le lien entre la source de lumière et l'application. En se référant à la luminance, la communauté scientifique et industrielle renvoie le plus souvent à la luminance radiométrique exprimée en $\text{W}/\text{m}^2/\text{sr}$ ¹. La recherche de sources de forte luminance mobilise chercheurs et ingénieurs en photonique depuis 100 ans.

Grâce à une connaissance plus approfondie de la matière, rendue possible par le développement de la physique quantique, le XX^e siècle voit naître des sources de lumière révolutionnaires. En quelques dizaines d'années les sources incandescentes sont progressivement remplacées par des sources luminescentes. Deux sources de lumière emblématiques témoignent de ces avancées technologiques : les lasers² et les diodes électroluminescentes (LED³).

On attribue traditionnellement la mise au point de la première LED visible à Nick Holonyak en 1962 [Holonyak 62]. Il faut attendre le début des années 1990 pour que soit conçue la première LED bleue efficace [Nakamura 94]. L'apparition de cette première LED bleue rend possible le développement de la LED blanche. Depuis le début des années 2000, la LED blanche connaît un développement impressionnant. Cela a été rendu possible grâce aux effets conjoncturels de l'optimisation des procédés de fabrication à l'échelle industrielle en microélectronique ainsi qu'à la promesse d'une demande en grande quantité de LED pour le marché de l'éclairage et en particulier dans le secteur de l'automobile. La LED est aujourd'hui la source d'éclairage la moins chère et la plus efficace à notre disposition avec un coût avoisinant quelques centimes d'euro par watt optique (figure 1). Ce faible coût, couplé à sa robustesse et sa longue durée de vie, fait de la LED une technologie en constante évolution et qui s'installe sur le long terme dans de nombreux secteurs d'activité.

1. Dès 1920, Blondel propose le stilb (du grec *briller*) comme unité CSG de la luminance ($1 \text{ sb} = 1 \text{ cd}/\text{cm}^2$). À partir de 1942, en son hommage, la luminance est exprimée en blondel ($1 \text{ blondel} = \frac{1}{\pi} \text{ cd}/\text{m}^2$) [Moon 42]. La luminance (cd/m^2) est une grandeur photométrique qui dépend donc de la sensibilité de l'œil humain. La multiplication des capteurs dans l'industrie, au cours de la seconde moitié du XX^e siècle, pousse la communauté scientifique à préférer l'utilisation de son équivalent radiométrique : la luminance énergétique en $\text{W}/\text{m}^2/\text{sr}$ (*radiance* ou *brightness* dans la communauté anglo-saxonne).

2. La lumière laser, quant à elle, est une source luminescente particulière puisqu'elle repose sur l'émission stimulée d'où l'acronyme LASER provenant de *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*.

3. Le choix a été fait de se référer aux Diodes Électroluminescentes via l'acronyme LED de l'anglais *Light-Emitting Diodes* traditionnellement utilisé dans les milieux de la recherche et de l'industrie.

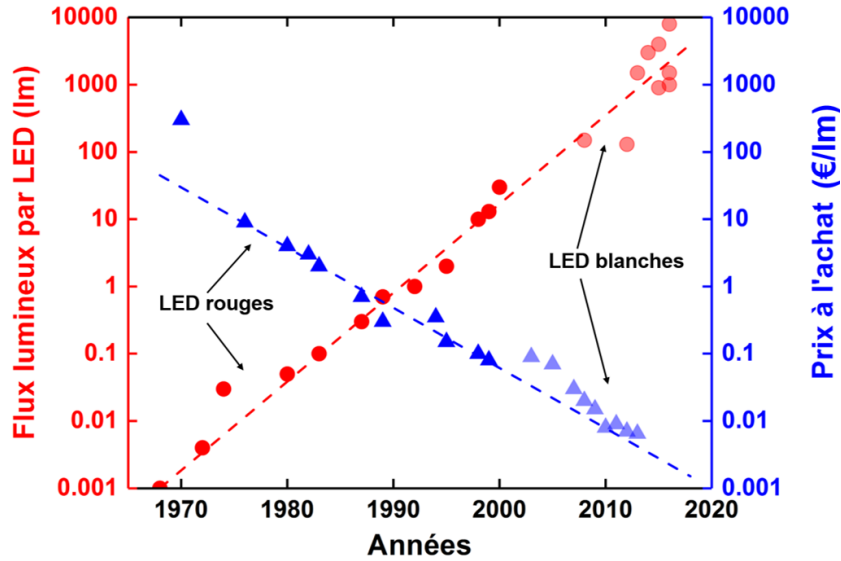


FIGURE 1 – Évolution du flux et du prix à l'achat par LED depuis leur invention [Cho 17b].

L'évolution des LED offre l'opportunité à plusieurs équipes de recherche de revisiter le pompage par LED qui avait été démontré dans les années 1960-1970 [Ochs 64]. Le groupe Lasers du Laboratoire Charles Fabry et la société Effilux ont commencé à s'intéresser au pompage de lasers solides par LED avec le lancement du projet EDELVEIS¹ (2013-2017) en partenariat avec le Laboratoire de Physique des Lasers. Deux manuscrits de thèse sont issus de ce projet [Barbet 16a, Gallinelli 17]. Dès 2014, le concept de pompage direct par LED de lasers solides est revisité avec des cristaux dopés aux ions terres rares [Barbet 14]. Cependant, à cause de la trop faible luminance des LED, ce type de pompage est difficilement compétitif face au pompage par diodes laser dans le proche infrarouge. Pour contourner la faible luminance des LED, le projet EDELVEIS a vu naître un élément clé dans la suite de ces travaux de thèse : le concentrateur luminescent [Barbet 16b].

Le concentrateur luminescent est un objet fascinant. À l'origine développé pour augmenter le rendement des panneaux solaires au début des années 1980 [Yablonovitch 80], il permet de contourner la loi de conservation de la luminance [Jannson 86] à l'aide d'un processus d'absorption/émission dans un matériau dont l'indice de réfraction est élevé. Un tel objet, couplé à plusieurs centaines voire quelques milliers de LED, rend possible la mise au point d'une source de lumière dont les performances sont intermédiaires entre celles des LED et celles des diodes laser. Ainsi, les concentrateurs luminescents éclairés par LED héritent de la robustesse, de l'incohérence ainsi que du faible coût des LED et se rapprochent de la luminance des diodes laser.

Pour le domaine de la vision industrielle, la société Effilux est fortement intéressée par de telles sources dans la gamme du SWIR (gamme $1,2 \mu\text{m}$ et $2,5 \mu\text{m}$ où les LED sont peu efficaces). De telles sources permettraient de réaliser des applications de détection de l'eau pour l'industrie agroalimentaire et d'inspection des *wafers* de silicium en microélectronique. La mise au point de concentrateurs luminescents dans le SWIR éclairés par LED est-elle possible ?

Le Laboratoire Charles Fabry, quant à lui, envisage d'utiliser ces nouvelles sources de forte luminance qui émettent dans la gamme du vert-jaune pour pomper des cristaux laser émettant dans l'infrarouge proche et contourner la faible efficacité ou le coût important des systèmes de pompage dans le visible. Dès lors, comment utiliser au mieux ces nouvelles sources carac-

1. EDELVEIS est un projet financé par l'ANR entre 2013 et 2017 acronyme de *Excitation par Diodes Électroluminescentes de Lasers accordables dans le Visible Et les InfrarougeS*.

térisées par des luminances de plusieurs $\text{kW}/\text{cm}^2/\text{sr}$ dans le visible ? Les cristaux dopés aux métaux de transition semblent être les plus adaptés à ce type de pompage. Les concentrateurs luminescents peuvent-ils être utilisés pour le pompage de ce type de cristaux ?

Ces travaux de thèse rassemblent les recherches effectués entre septembre 2016 et août 2019 au Laboratoire Charles Fabry et en collaboration industrielle avec la société Effilux. Ce manuscrit est organisé en deux parties comprenant chacune deux chapitres. La première partie est dédiée à l'étude et au développement de sources de lumière dans le SWIR basées sur la LED. Le chapitre I s'ouvre sur une introduction au principe de la LED phosphorée et à la recherche de couples LED/phosphores qui permettraient de développer des sources fluorescentes dans le SWIR. Le chapitre II explore la possibilité d'utiliser ces phosphores dans le SWIR sous forme de concentrateurs luminescents pour mettre en place des sources de plus forte luminance nécessaires pour certaines applications. La deuxième partie est dédiée à l'utilisation des concentrateurs luminescents émettant dans le visible pour le pompage de lasers dopés aux métaux de transition. Le chapitre III étudie la compatibilité entre les différents cristaux dopés aux métaux de transition et les concentrateurs luminescents dopés au cérium. Le chapitre IV consiste en une étude expérimentale du pompage par LED de cristaux laser dopés aux métaux de transition via des concentrateurs luminescents. Ce chapitre s'attache particulièrement à caractériser les éléments fondamentaux des lasers en régime relaxé (efficacité, accordabilité, gain). Dans le cas où les performances le permettent, les lasers sont déclenchés par *Q-switch* actif et passif ainsi que par *cavity-dumping* et font l'objet de conversions de fréquence.

PREMIÈRE PARTIE
Sources de lumière dans le SWIR
basées sur la LED

Chapitre I

Source fluorescente émettant dans le SWIR éclairée par LED

Objectifs

La LED est une invention révolutionnaire qui a bouleversé le domaine de l'éclairage. Cependant, les LED ne sont pas efficaces sur certaines plages de longueur d'onde comme la gamme 1,2-2,5 μm (Short-Wave Infrared abrégé SWIR). L'objectif de ce chapitre est de mettre au point des sources lumineuses dans le SWIR basées sur la LED pour répondre aux attentes des acteurs de la vision industrielle. Tout d'abord, il conviendra de dresser un état de l'art de la technologie LED dans le but de connaître ses champs d'action en termes de puissance et de longueur d'onde. Après avoir pris connaissance des performances des LED disponibles sur le marché et de leurs limites, une solution basée sur des matériaux fluorescents permettra ensuite de mettre au point une source dans le SWIR en analogie avec le principe de la LED blanche phosphorée.

Sommaire

1 Utiliser des LED pour des sources dans le SWIR	20
1.1 Intérêt de la gamme du SWIR	20
1.2 La LED, une révolution parmi les sources d'éclairage	20
1.2.1 Origine et mécanismes de la LED	21
1.2.2 Déploiement de la LED dans le proche infrarouge et le rouge puis l'ultraviolet et le bleu	23
1.3 Principe de la LED blanche phosphorée	24
1.4 Évolutions technologiques de la LED	25
2 Coupler des LED à des matériaux luminescents pour atteindre le SWIR	29
2.1 Choix du couple LED/matériau fluorescent	29
2.1.1 Matériaux fluorescents envisagés	29
2.1.2 Cas de l'Yb,Er :verre	31
2.2 Source fluorescente basée sur l'Yb,Er :verre éclairée par LED	32
2.3 Exemples d'applications pour l'éclairage industriel dans le SWIR	34
3 Conclusion	36

1 Utiliser des LED pour des sources dans le SWIR

1.1 Intérêt de la gamme du SWIR

Les caméras en indium-arséniure de gallium (InGaAs) permettent la détection de lumière dans la gamme 0,9-1,7 μm et peuvent communément s'étendre à 1,2-2,5 μm (figure I.1). La communauté de la vision industrielle a l'habitude de se référer à cette gamme de l'infrarouge en la nommant SWIR (pour le terme anglo-saxon *Short-Wave Infrared*). Depuis quelques années, ces caméras sont de moins en moins onéreuses et tendent donc à se diffuser dans l'industrie. Cette plage de longueur d'onde est un vivier d'applications car elle permet, entre autres, la vision dans l'obscurité et à travers la fumée qui est possible grâce à des effets de diffusion plus faibles dans le SWIR que dans le visible. La bande de transmission du silicium autour de 1550 nm, bien connue dans le domaine des *telecoms*, permet l'inspection des *wafer* de silicium pour le domaine de la microélectronique. L'application la plus intéressante pour l'industrie se situe sans doute dans le domaine de l'agro-alimentaire avec la bande d'absorption de l'eau à 1450 nm qui permet, par exemple, de détecter des moisissures ou des portions de fruits abimées (figure I.1). Ces caméras doivent être associées à une source de lumière. C'est pourquoi l'industrie est à la recherche de sources peu onéreuses, simples et robustes dans le SWIR. Ces sources doivent avoir la luminance la plus élevée possible car les produits à analyser ne restent que quelques millisecondes devant la caméra sur les chaînes de production. Actuellement, les sources les plus utilisées sont les lampes halogènes, mais elles manquent de fiabilité pour l'industrie.

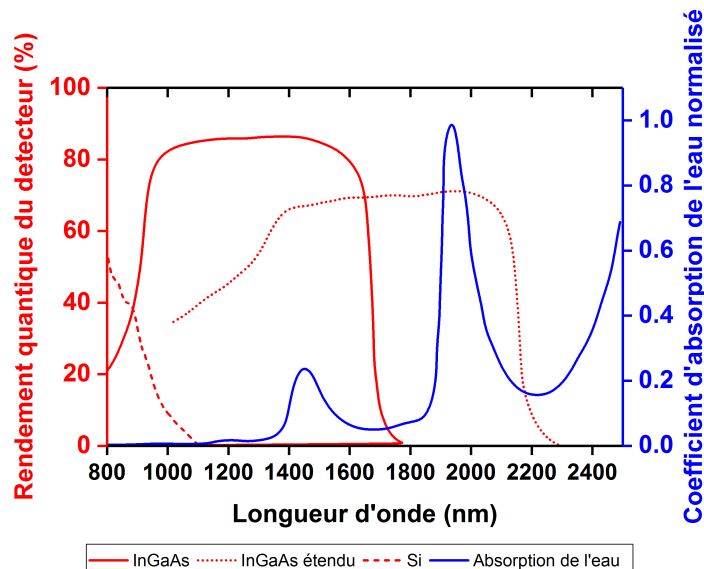


FIGURE I.1 – Correspondance entre le spectre d'absorption de l'eau et la gamme de détection des capteurs en InGaAs.

1.2 La LED, une révolution parmi les sources d'éclairage

Pour avoir une vision globale du champ d'action des LED en termes de longueur d'onde, il faut commencer par comprendre les mécanismes à l'œuvre dans ces systèmes basés sur l'électroluminescence de matériaux semiconducteurs.

1.2.1 Origine et mécanismes de la LED

En 1907, Henry Joseph Round observe un cas particulier d'émission lumineuse, appelée électroluminescence, après l'application d'une différence de potentiel sur un morceau de carbure de Silicium (SiC) [Zheludev 07]. Ce n'est que vingt ans plus tard que la première LED est mise au point par le technicien russe Oleg Losev [Losev 27] dont le travail n'a pas reçu un rayonnement suffisant pour entrer dans un processus de valorisation. Il faut attendre une vingtaine d'années supplémentaires pour que la physique du solide, abordée par le prisme de la physique quantique, permette d'avoir en main les éléments théoriques expliquant les phénomènes observés.

En physique des semiconducteurs, une LED est définie par une jonction $p-n$. C'est-à-dire qu'elle résulte de la jonction d'une région semiconductrice de type p (dopée avec des ions accepteurs) et d'une région semiconductrice de type n (dopée avec des ions donneurs). Les électrons sont majoritaires dans la région de type n et les trous (pseudo-particules correspondant à une absence d'électron) sont majoritaires dans la région de type p (figure I.2). Lorsque les deux régions sont mises en contact, les trous de la région de type p diffusent vers la région de type n et inversement pour les électrons de la région de type n . S'établit alors une zone de charge d'espace dans laquelle les électrons et les trous se sont recombinés. Sans application de différence de potentiel entre les régions p et n , l'équilibre thermodynamique s'établit entre la diffusion des porteurs et le champ électrique au niveau de la zone de charge d'espace. Lorsque la jonction $p-n$ est polarisée dans le sens direct, la barrière de potentiel au niveau de la zone de charge d'espace qui assurait l'équilibre thermodynamique de la jonction s'effondre et n'empêche plus la diffusion des porteurs. Le courant circule alors de la région p vers la région n . Une LED correspond donc à une jonction $p-n$ polarisée dans le sens direct. Les électrons de la région de type n sont apportés à la région de type p où ils se recombinent avec les trous (et inversement pour les trous de la région de type p).

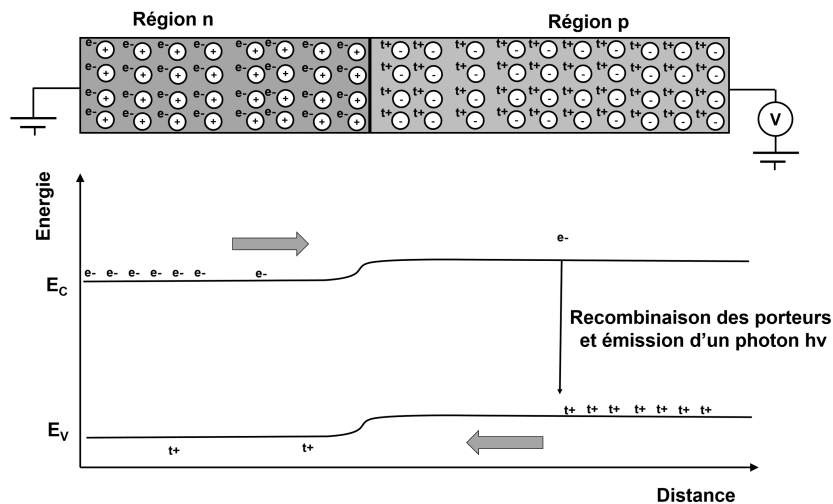


FIGURE I.2 – Mécanisme de recombinaison des porteurs de charge au niveau d'une jonction $p-n$ polarisée directement.

La recombinaison des électrons et des trous peut se faire de manière radiative et la longueur d'onde du photon émis dépend de la différence d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction. Si l'électron se situe au minimum de la bande de valence (énergie E_V) et le trou au maximum de la bande de conduction (énergie E_C), le photon a une longueur d'onde définie par :

$$\lambda_g = \frac{hc}{E_g} \quad (\text{I.1})$$

où $E_g = E_C - E_V$ est l'énergie du *gap* entre les deux bandes.

Les électrons et les trous pouvant se trouver en dehors des *extrema* de la bande de valence et de la bande de conduction (souvent par activation thermique), l'énergie des photons émis par une LED (E_{LED}) va varier autour de E_g (figure I.3).

$$E_{LED} = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r^*} \quad (\text{I.2})$$

où m_r^* est la masse effective réduite des électrons et des trous.

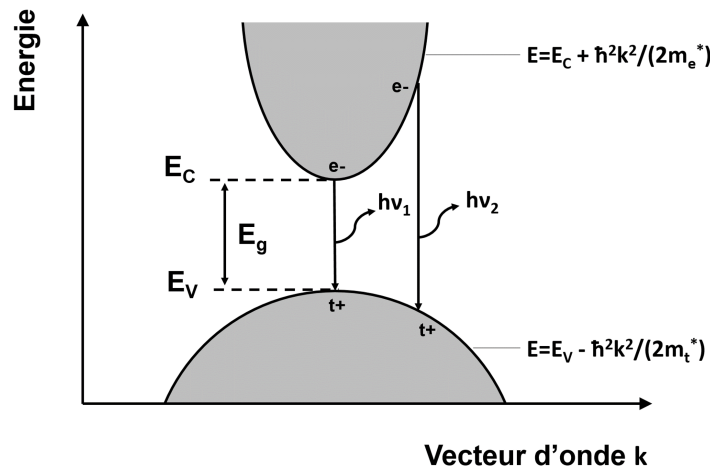


FIGURE I.3 – Schématisation des bandes de valence et de conduction pour un semiconducteur à gap direct.

La largeur du spectre d'émission d'une LED va donc dépendre de la température mais aussi de l'énergie du gap [Degiorgio 14].

$$\Delta\lambda = \frac{2k_B T \lambda_g^2}{hc} \quad (\text{I.3})$$

La valeur du gap de la région semiconductrice de type *p* où se produisent la plupart des recombinaisons radiatives est donc primordiale. Il est possible de distinguer deux types de semiconducteurs en les caractérisant par leur gap. Les matériaux à gap direct et les matériaux à gap indirect où les *extrema* des bandes de conduction et de valence sont respectivement alignés et décalés dans l'espace des vecteurs d'onde. Ainsi, pour les semiconducteurs à gap indirect, la recombinaison fait intervenir un phonon : c'est le cas du silicium (Si). Pour les matériaux à gap direct, la recombinaison est majoritairement radiative : c'est les cas de nombreux semiconducteurs à alliages binaires, ternaires et quaternaires qui sont donc privilégiés pour les composants optoélectroniques tels que les LED.

Dès le début des années 1950, une véritable ingénierie de la physique des semiconducteurs voit le jour et plusieurs laboratoires s'intéressent au sujet. Rubin Braunstein rapporte l'électroluminescence de plusieurs semiconducteurs III-V, tels que l'arséniure de gallium (GaAs), lors de ses travaux à la Radio Corporation of America [Braunstein 55]. En 1962, Texas Instrument dépose le premier brevet d'une LED à 900 nm basé sur les travaux de James Biard [Biard 66]. C'est le début d'une course visant à déployer les longueurs d'onde couvertes par les LED

pour atteindre la gamme du visible où se situent presque toutes les applications imaginées à l'époque.

1.2.2 Déploiement de la LED dans le proche infrarouge et le rouge puis l'ultra-violet et le bleu

Les premières LED de Biard en GaAs ont une énergie de gap de 1,4 eV, ce qui correspond à des longueurs d'onde situées dans le proche infrarouge [Biard 66]. La conception de semi-conducteurs ayant des énergies de gap de plus en plus grandes a été rendue possible grâce aux différentes déclinaisons du phosphore de gallium. La première LED émettant dans le visible était rouge et basée sur le phosphore-arséniure de gallium (GaAsP) [Holonyak 62]. Dès les années 1980, les LED rouges, oranges et jaunes (AlGaInP) démontrent des efficacités qui leur permettent d'accéder à divers marchés surtout liés aux voyants lumineux. Malgré ces succès, les semiconducteurs basés sur les phosphures peinent à descendre plus bas que la gamme du rouge-orangé. Les basses longueurs d'onde semblent, à cette époque, inaccessibles en dépit des travaux réalisés sur le séléniure de zinc (ZnSe). Il faut attendre le début des années 1990 pour voir naître la plus grande rupture technologique que la LED ait connue. Cette rupture correspond à la mise au point de la première LED bleue efficace par Shuji Nakamura alors qu'il travaillait pour la société Nichia [Nakamura 94]. Cette avancée a été rendue possible grâce aux travaux réalisés sur la croissance et le dopage du nitrure de gallium (GaN). Les déclinaisons du nitrure de gallium sont caractérisées par des énergies de gap autorisant une émission dans l'ultraviolet, le violet, le bleu et le vert. En 2014, le prix Nobel de Physique est attribué à Nakamura, Amano et Akasaki pour leur rôle dans l'élaboration des LED bleues qui ont ouvert la porte aux LED blanches et leur diffusion dans le domaine de l'éclairage.

Depuis les années 2000, les LED sont donc relativement bien établies dans le visible, l'ultraviolet et l'infrarouge proche. Entre 360 nm et 480 nm, les LED sont basées sur les semiconducteurs à nitrures. Entre 580 nm et 800 nm, les semiconducteurs basés sur les phosphures sont privilégiés. L'arséniure de gallium est utilisé entre 800 nm et 1100 nm. Les LED les plus efficaces sont situées dans le bleu : une LED bleue ayant une surface de 1 mm² et parcourue par un courant continu de 1 A émet une puissance lumineuse 1 W. La figure I.4 illustre la puissance relative des LED par rapport aux performances d'une LED bleue. Au-dessous de 360 nm et au-dessus de 1000 nm, les LED ont des performances très faibles à cause de l'absence de matériaux semiconducteurs efficaces ayant un gap situé dans ces gammes de longueurs d'onde.

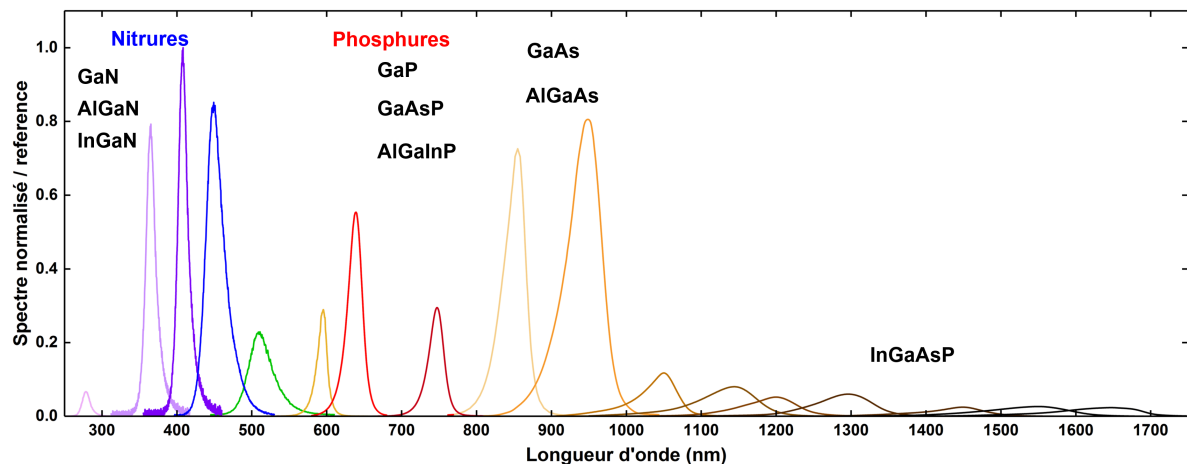


FIGURE I.4 – Puissance relative des LED disponibles dans l'UV, le visible, l'infrarouge proche et le SWIR.

On remarque rapidement qu'il existe une gamme du visible située entre les LED au nitrures

et les LED au phosphures qui présentent des performances relativement faibles. Cette zone située dans le vert-jaune est communément appelée *green gap* [Weisbuch 15]. C'est un véritable frein pour le développement de sources blanches. Pour conquérir cette plage de longueur d'onde difficile à atteindre, plusieurs voies ont été explorées. L'une d'elle, basée sur la fluorescence, sera d'une importance capitale pour la suite de ces travaux de thèse.

1.3 Principe de la LED blanche phosphorée

Si les LED bleues ont été une invention importante, c'est la LED blanche qui a révélé son potentiel. D'ailleurs le prix Nobel de 2014 a été décerné à ses inventeurs "pour l'invention de diodes électroluminescentes bleues efficaces qui ont permis le développement de sources blanches de forte luminance et peu coûteuses en énergie"¹. *A posteriori*, force est de constater que la lampe à incandescence d'Edison et la lampe fluorescente à base de mercure sont peu à peu remplacées par les LED dans le domaine de l'éclairage. La mise au point de telles sources est un processus qui a demandé plusieurs années de recherche. Deux grandes approches ont été explorées pour mettre au point des sources de lumière blanche basées sur la LED. Ces approches se sont développées dans la deuxième moitié des années 1990, grâce à l'engouement autour de la LED bleue au Japon.

La première approche est relativement simple. L'arrivée des LED bleues [Nakamura 94] et vertes [Nakamura 95], dans les années 1990, a déverrouillé la mise en place de modules composés de trois LED, chacune émettant une couleur primaire (bleu, vert et rouge) [Stinson 91]. Une alimentation en courant différente pour chacune des ces LED permet de disposer d'une grande nuance de couleurs ainsi que de blanc. Le principal inconvénient de cette première approche est le besoin d'avoir trois apports indépendants en courant mais aussi la faible efficacité des LED vertes relativement aux LED bleues et rouges, ce qui freine le déploiement total du potentiel de cette architecture.

La seconde approche repose sur la possibilité d'utiliser un matériau pouvant absorber la lumière d'une LED et de la réémettre par fluorescence à une longueur d'onde plus élevée. La communauté industrielle de la LED qualifie alors ce matériau de *phosphore*^{2 3}. Pour réaliser une LED blanche, une LED bleue est associée à un phosphore émettant dans le vert et le rouge (figure I.5). Ainsi, une partie de la lumière bleue est absorbée par le phosphore et convertie dans le reste du spectre visible. L'autre partie de la lumière bleue n'est pas absorbée et s'ajoute au vert et au rouge convertis pour former la lumière blanche. Cette technique a l'avantage de ne faire intervenir qu'une seule alimentation et de présenter un décalage de Stokes faible, donc

1. "for the invention of efficient blue light-emitting diodes which has enabled bright and energy-saving white light sources" <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2014/press-release/>.

2. Il faut préciser ici la différence entre un phosphore, mot utilisé pour se référer à un matériau (souvent des cristaux qui peuvent se trouver sous forme de poudre) placé devant une LED permettant de convertir la longueur d'onde de la LED, et l'élément Phosphore (P) du tableau périodique. Avant 1888 et les travaux d'Eilhard Wiedemann (1852-1928), le mot *phosphore*, littéralement "porter la lumière" en grec, a le même sens que le mot *lumineux* aujourd'hui. Ainsi, le mot *phosphorescence* servait à désigner toute émission de lumière ne provenant pas d'une combustion. C'est dans ce contexte que l'élément chimique Phosphore est découvert : Henning Brand (1630-1692), un chimiste allemand, découvre cet élément en 1669 à la suite de distillations d'urine formant en une substance blanche qui émet de la lumière et lui permet de lire dans l'obscurité. Les propriétés « phosphorescentes » du matériau (selon la définition de l'époque) lui valurent son nom [Yen 04]. Par la suite Eilhard Wiedemann fera la distinction entre les sources incandescentes et les sources lumineuses. Dans le cas de la luminescence, les caractéristiques de la lumière émise ne sont pas liées à la température de l'objet émetteur mais bien à la structure même de la matière constitutive de cet objet. La luminescence est divisée en plusieurs sous-catégories distinguées par la méthode d'excitation qui l'engendre. On parle alors de photoluminescence, thermoluminescence, chimiluminescence, radioluminescence et électroluminescence.

3. En réalité, l'idée d'associer une LED à un phosphore est plus ancienne et a été proposée dès 1975. Cependant, cela consistait alors à associer une LED infrarouge avec un matériau pouvant émettre à une longueur d'onde plus faible que celle absorbée : ce processus est bien moins efficace et n'avait donc pas été retenu pour la mise au point de LED blanche à cette époque.

une forte efficacité. De nombreux phosphores organiques furent testés avant d'admettre qu'ils ne pouvaient pas résister aux éclairagements des LED pouvant aller jusqu'à 100 W/cm^2 . Pour trouver le matériau idéal, il faut s'intéresser aux phosphores inorganiques et notamment au grenat d'yttrium-aluminium dopé aux ions Ce^{3+} (Ce:YAG) [Blasse 67]. La couleur de température du blanc obtenue peut être modifiée vers le rouge ou le vert en changeant la composition de la matrice de YAG. Remplacer l'aluminium par du gallium ($\text{Ce:Y}_3(\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x)_5\text{O}_{12}$) décale la bande d'émission initiale du YAG vers les basses longueurs d'onde. Au contraire, remplacer l'yttrium par du gadolinium ($\text{Ce:}(\text{Y}_{1-x}\text{Gd}_x)_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) décale la bande d'émission initiale du YAG vers les hautes longueurs d'onde. Le cas extrême de ce dernier exemple correspond à la substitution totale de l'yttrium par le gadolinium (Ce:GdAG), mais les efficacités de cette matrice sont bien moins élevées que pour le Ce:YAG. D'autres phosphores émettant dans le rouge ont donc été étudiés, c'est le cas de plusieurs matériaux dopés aux ions europium [Hu 05, Yamada 03].

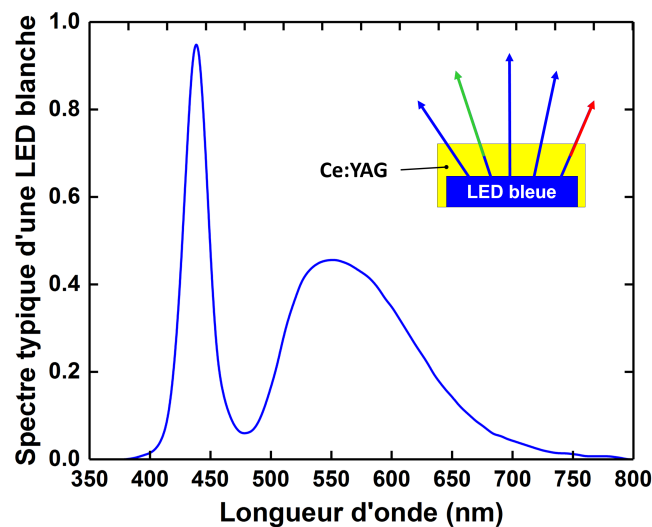


FIGURE I.5 – Principe de LED blanches à phosphore basé sur la conversion partielle d'une LED bleue à travers un phosphore (Ce:YAG) émettant dans le visible.

En définitive, l'ajout d'un phosphore est une véritable réussite pour palier les faibles performances des LED vertes. La LED blanche a inondé le marché de l'éclairage et tend à remplacer les ampoules à incandescence traditionnellement utilisées. Ce succès repose aussi sur l'amélioration de la technologie LED qui a entraîné une augmentation de leur efficacité.

1.4 Évolutions technologiques de la LED

L'efficacité lumineuse est un paramètre central pour comparer les différentes sources d'éclairage. Il s'exprime en lm/W et est donc lié à la courbe de sensibilité de l'œil. Par conséquent, ce paramètre n'est plus pertinent quand on s'éloigne de la gamme du visible. Au début des années 2000, les efficacités lumineuses des sources d'éclairage traditionnelles ne dépassent pas 150 lm/W pour les lampes à vapeur de sodium, 100 lm/W pour les lampes fluorescentes à base de mercure et quelques dizaines de lm/W pour les lampes à incandescence et les lampes à halogène (figure I.6). Dans un rapport datant de 2000, Roland Haitz [Haitz 00] estime que l'introduction des LED dans le domaine de l'éclairage pourrait faire baisser de 50 % la consommation électrique. C'est à ce moment qu'il fait le rapprochement entre l'évolution de l'efficacité et du prix des LED dans le temps (figure 1 de l'introduction) avec les observations de Gordon Moore sur les circuits intégrés basés sur le silicium. Dans son analyse, Haitz remarque que depuis la première LED rouge proposée par Holonyak, le flux lumineux (en lumen) émis par une LED augmente d'un facteur 20 à 30 tous les dix ans alors que le prix du lumen décroît

d'un facteur 10 par an. Haitz se sert de cette observation en 2000 pour interpoler les efficacités et les prix des LED jusqu'à vingt ans après la rédaction de son rapport. Si cette projection dans l'avenir est largement contestable¹, elle a le mérite d'avoir donné un horizon au monde industriel et une motivation aux investisseurs qui en sont des acteurs importants.

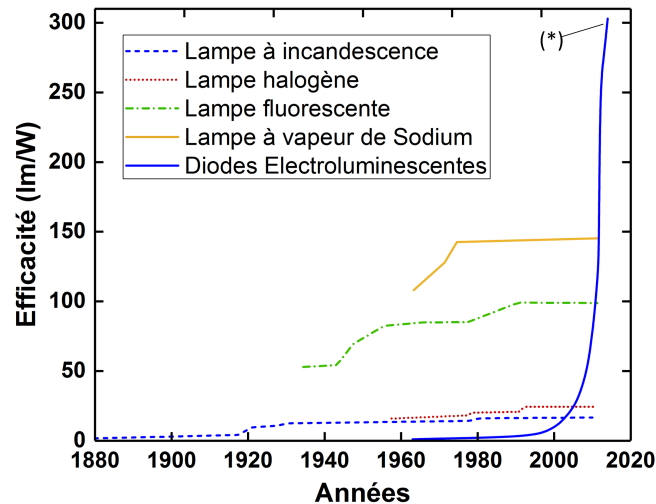


FIGURE I.6 – Évolution de l'efficacité des sources d'éclairage [Cho 17b].(*)[Cree 14].

Entre 1968 et 1995 les LED rouges ont déjà vu leur efficacité augmenter de quatre ordres de grandeur pour atteindre quelques lm/W. En 1996, Nichia débute la production en série de LED blanches basées sur l'association des LED bleues en GaN et du Ce:YAG. Ces premières LED blanches ont alors des efficacités avoisinant 10 lm/W. C'est le début d'une course industrielle pour l'augmentation de l'efficacité des LED. Dès 2004, Nichia dépasse les 100 lm/W pour un courant de 1 mA [Narukawa 04]. Cet exploit permet de lever une véritable barrière psychologique car, l'efficacité des LED blanches dépasse celle des lampes fluorescentes et commence à asseoir leur diffusion. Cette barrière a largement été franchie avec des efficacités de 174 lm/W en 2006, toujours pour des courants faibles (2 mA) [Narukawa 06]. Depuis 2010, plusieurs efficacités entre 200 lm/W et 250 lm/W ont été revendiquées par les principaux fabricants de LED Nichia [Michiue 09] et Osram [Osram 14]. En 2014, la société Cree annonce avoir obtenu des efficacités de 303 lm/W [Cree 14]². Malgré les performances annoncées par les différents fournisseurs de LED, leur efficacité ne pourra pas augmenter indéfiniment. Une source idéale monochromatique centrée au maximum de sensibilité de l'œil (555 nm) correspond à une efficacité lumineuse théorique maximale de 683 lm/W et une source ayant le spectre typique d'une LED blanche a une efficacité maximale située entre 250 lm/W et 350 lm/W. Depuis les performances de Cree à faible courant en 2014, cette efficacité n'a pas été dépassée ce qui semble limiter la projection de Haitz dans le temps.

Les efficacités lumineuses énumérées ci-dessus correspondent à des courants d'alimentation

1. Haitz admettra plus tard que l'utilisation de l'unité du lumen biaise son étude, en particulier pour le passage de la LED rouge à la LED blanche "Also in 2003, having established a clean data set and trend lines for red LEDs, Haitz argued that red performance should be a good predictor for white. The argument was based on the observation that (a) the human eye response to red light is close to the average of the human eye responses to green and blue light and (b) red optical power is about half the total optical power of white light. This is not very scientific, but red turned out to be a good predictor for white as was demonstrated by superimposing the lm/lamp and \$/lm data from the first cool-white power lamps on top of the red data set." [Haitz 11].

2. Cette efficacité revendiquée par Cree a été obtenue en laboratoire avec des courants injectés de 350 mA ; la température de couleur de la LED est optimisée pour avoir l'efficacité la plus grande possible en lm/W, l'unité du lumen étant liée à la courbe de sensibilité de l'œil.

faibles dans la LED (au maximum quelques centaines de mA). Il est pourtant nécessaire que les LED fonctionnent à des courants plus élevés pour atteindre les puissances que l'on connaît aujourd'hui [Auf der Maur 16]. Plusieurs stratégies ont été mises en œuvre dans les années 2000 pour atteindre ces mêmes gammes d'efficacité à des courants plus élevés. Trois axes sont importants : la mise au point de LED à double hétérojonction, l'évolution de l'architecture du *package* de la LED et l'extraction de la lumière qui peut rester piégée dans le semiconducteur.

Une limitation forte des efficacités des LED est liée au dopage en ions accepteurs dans la région de type p qui entraîne des phénomènes de saturation. Cette barrière peut être contournée avec une architecture de jonction $p-n$ à double hétéro-structure. L'idée de cette architecture est d'utiliser plusieurs matériaux dans la zone de recombinaison. L'ajout de matériaux différents entraîne l'apparition de puits quantiques qui sont autant de barrières de potentiel qui augmentent le nombre de porteurs et donc le nombre de recombinaisons.

La baisse de l'efficacité des LED à plus fort courant d'alimentation est un problème indéniable. Les constructeurs ont majoritairement travaillé sur le *package* des LED pour optimiser cette efficacité (figure I.7). Les premières LED blanches de la fin des années 1990 et du début des années 2000 ont une architecture "*epi-up*". Dans cette configuration, l'alimentation de la région p se fait via un fil et un contact ohmique nécessitant une couche semi-transparente qui recouvre la surface émettrice p . Il faut donc nécessairement faire un choix entre une bonne alimentation en courant et une bonne extraction de la lumière. En effet, pour des courants d'alimentation plus élevés, la couche semi-transparente doit être plus épaisse, ce qui a tendance à empêcher l'extraction de la lumière. Pour dépasser cette limitation, plusieurs architectures ont vu le jour pour aboutir au "*thin-film flip-chip*" qui permet une alimentation des régions n et p par le bas et sans fils. Cette alimentation est réalisée via une couche métallique réfléchissante qui entraîne une excellente extraction de la lumière et une meilleure extraction des calories thermiques. Ce type de LED a été commercialisé à partir des années 2010 pour les LED aux nitrures. Un des avantages de cette technique est que le matériau phosphore permettant de réaliser des LED blanches peut être déposé durant une étape du processus de fabrication de la LED.

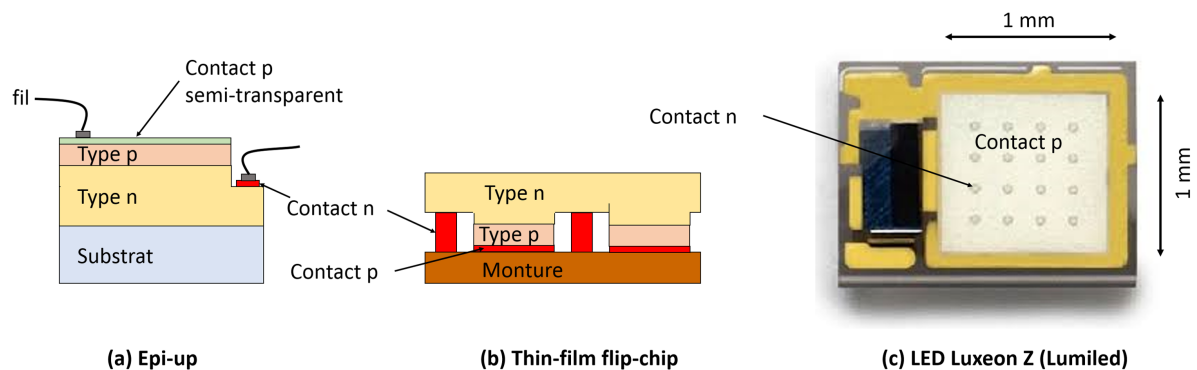


FIGURE I.7 – Schéma simplifié d'une LED *epi-up* (a) et d'une LED *thin-film flip-chip* (b) (adapté et simplifié de [Cho 17b]). La partie (c) représente une LED bleue commercialisée par Lumiled (modèle luxeon Z) qui est largement utilisée dans la suite de ces travaux de thèse.

Un troisième axe qui a été largement étudié pour augmenter l'efficacité des LED est l'extraction de la lumière piégée par réflexions totales internes à l'intérieur des semiconducteurs qui ont un indice de réfraction relativement élevé. Plusieurs actions ont été menées comme l'utilisation de couches anti-réfléchissantes et la texturation de la surface émettrice du semiconducteur qui entraîne de la diffraction limitant les réflexions.

Grâce à toutes ces améliorations, les LED de puissances disponibles sur le marché aujourd'hui ont des efficacités entre 100 lm/W et 150 lm/W¹. Leur durée de vie peut dépasser 100 000 heures. À titre indicatif, une LED ne perd que 20 % de son efficacité après un fonctionnement de 50 000 heures au maximum de ses performances. Dans le domaine de la vision industrielle, elles couvrent la quasi-totalité de la zone de sensibilité des capteurs basés sur le silicium. Leur efficacité, leur durée de vie et leur régime de fonctionnement fondent l'intérêt de la LED pour l'industrie. Cependant, les performances des LED mises en avant sont restreintes à certains matériaux et donc à certaines longueurs d'onde essentiellement adaptées pour l'éclairage.

Les applications de la vision industrielle tendent à s'étendre au-delà de la zone de sensibilité de l'œil et de la sensibilité des capteurs en silicium. Hormis les limites en efficacité, la LED se retrouve face à un certain nombre de verrous technologiques notamment pour accéder à des longueurs d'onde sous 360 nm et au-dessus de 1000 nm (figure I.4). En effet, à cause de l'absence de matériaux semiconducteurs efficaces, les LED ne sont pas puissantes à ces longueurs d'onde. Ce manque de semiconducteurs efficaces dans ces gammes de longueurs d'onde est principalement lié à la taille du marché qui, bien qu'en forte croissance, est inférieur au marché de l'éclairage dans le visible. Les investissements dans la recherche et le développement de ces gammes de longueurs d'onde ont donc été pour le moment limité. En dessous de 360 nm, les applications sont surtout liées à la photo-polymérisation de colles UV et à la désinfection [Kneissl 19]. À titre d'exemple, une LED AlGaIn à 280 nm émet seulement 45 mW contre 1 W pour une LED bleue alimentée dans les mêmes conditions. Au-delà de 1000 nm, les applications sont liées à la détection de l'eau et à l'inspection des *wafers* de silicium. Avant 2017, seules des LED à broche étaient disponibles dans le SWIR (technologie vieillissante développée dans les années 1960-1970 pour les LED rouges). Depuis 2017, la société Ushio propose une gamme de LED dans le SWIR reposant sur la technologie *thin-film flip-chip*. Malgré cela, une LED InGaAsP à 1550 nm émet seulement 18 mW contre 1 W pour une LED bleue alimentée dans les mêmes conditions. La figure I.8 donne la puissance des LED dans le SWIR relativement à la puissance d'une LED bleue (la figure I.8 est donc un zoom de la figure I.4).

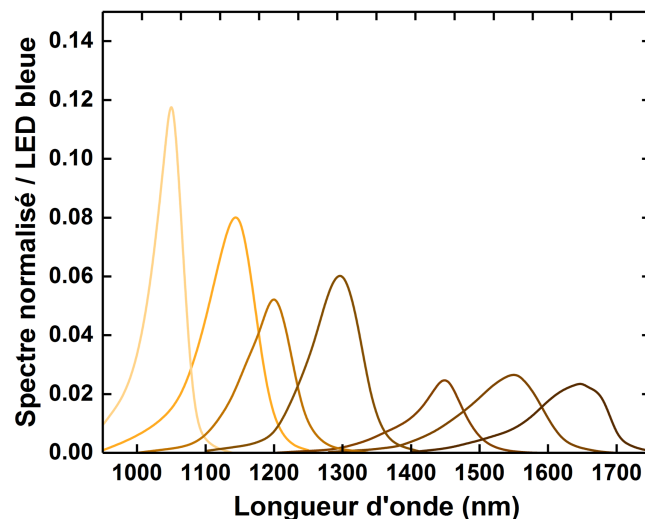


FIGURE I.8 – Puissance relative des LED disponibles dans le SWIR par rapport aux LED bleues (une LED bleue correspond à une valeur de 1 en ordonnée de ce graphique).

Si les LED ont connu des améliorations sans précédent, elles n'ont pourtant pas encore atteint toutes les longueurs d'onde qui répondent aux attentes des applications imaginées par

1. Basé sur la gamme Luxeon Z Color Line de Lumiled : <https://www.lumileds.com/products/color-leds/luxeon-z-colors>

l'industrie. Dans la suite, nous proposons de coupler des matériaux luminescents à des LED efficaces dans l'infrarouge proche pour étendre la zone d'utilisation classique des LED au-delà de 1000 nm. Cette proposition est analogue au principe de la LED blanche à phosphore dans le visible mais transposée dans l'infrarouge proche.

2 Coupler des LED à des matériaux luminescents pour atteindre le SWIR

Pour permettre de déverrouiller les applications envisagées par l'industrie, les sources SWIR (*package* de $3,5 \times 3,5 \text{ mm}^2$ pour une surface d'émission de 1 mm^2) doivent combiner puissance et luminance. La faible compacité des LED SWIR empêche un assemblage efficace de plusieurs LED. Ceci entraîne une chute drastique de la luminance globale des systèmes de plus forte puissance. C'est pourquoi les systèmes basés sur les LED SWIR sont limités à la fois en puissance et en luminance. Ces travaux visent à mettre au point des sources dans les SWIR qui s'inspirent du principe de la LED blanche. L'idée est de coupler des LED efficaces dans le proche infrarouge avec des matériaux luminescents dont le spectre d'émission se trouve dans le SWIR. Quels matériaux fluorescents peut-on utiliser pour réaliser ces sources ? Les matériaux inorganiques tels que les cristaux et les verres sont à privilégier car les matériaux organiques ne résistent pas aux éclaircissements typiques des LED. Les luminophores peuvent être des ions de la catégorie des terres rares ou des métaux de transition mais aussi des boîtes quantiques et des nanocristaux. L'expertise du laboratoire Charles Fabry sur les milieux à gain laser a conduit le projet à s'orienter vers des cristaux et des verres traditionnellement utilisés comme milieux à gain laser. Dans un premier temps, il convient de faire un inventaire des matériaux fluorescents dont le spectre d'émission se trouve dans le SWIR. Ensuite, les performances du système seront présentées ainsi que des exemples d'applications effectuées avec cette source.

2.1 Choix du couple LED/matériau fluorescent

2.1.1 Matériaux fluorescents envisagés

La grande variété des lasers solides dans la gamme SWIR permet de faire ressortir des ions intéressants comme des terres rares avec l'ytterbium (Yb^{3+}), le Bismuth (Bi^{3+}), l'erbium (Er^{3+}) et le thulium (Tm^{3+}) et certains métaux de transition comme le chrome (Cr^{4+}). Les spectres d'émission sont donnés sur la figure I.9.

Le YAG dopé aux ions ytterbium (Yb:YAG) est bien connu pour son absorption autour de 940 nm et une émission à 1030 nm. Cependant, la bande d'émission de l'ytterbium est encore trop basse pour atteindre le maximum de détection des caméras InGaAs (à partir de $1,1 \mu\text{m}$). Les ions Cr^{4+} sont utilisés dans différentes matrices pour réaliser des lasers entre $1,2 \mu\text{m}$ et 1400 nm. C'est le cas du grenat d'yttrium-aluminium et de l'orthosilicate de magnésium dopé au ions Cr^{4+} (respectivement Cr:YAG et Cr:Mg₂SiO₄ communément appelé Cr:forsterite) [Sorokin 04]. Le Cr:YAG et le Cr:forsterite possèdent de larges bandes de fluorescence caractéristiques de la spectroscopie des cristaux dopés aux métaux de transition. La fluorescence du Cr:YAG s'étend de 1100 nm à 1700 nm avec un maximum à 1400 nm. La fluorescence du Cr:forsterite est centrée sur 1200 nm et s'étend de 1050 nm à 1550 nm. Ces caractéristiques en font de bons candidats pour une détection par les caméras InGaAs. L'erbium est caractérisé par une raie d'émission à 1550 nm et est souvent couplé à l'ytterbium (Yb,Er:verre) pour améliorer l'absorption [Snitzer 65]. L'Yb,Er:verre est caractérisé par un spectre de fluorescence entre 1450 nm et 1600 nm. Cette bande d'émission est très attractive puisqu'elle se trouve sur la bande d'absorption de l'eau et la bande de transmission du silicium. Le bismuth, quant à lui, est caractérisé par une large bande de fluorescence entre 1000 nm et 1500 nm. Comme l'erbium, il est souvent associé à l'ytterbium dans une matrice de verre (Yb,Bi:verre)[Sheng 14].

Un dernier matériau correspond à un co-dopage des ions thulium, holmium et ytterbium dans une matrice de verre (Yb,Ho,Tm:verre) [Bai 11]. Le principe d'une fibre co-dopée à l'ytterbium et au thulium et éclairée par des LED à 850 nm a déjà été proposé [Htein 14b]. Le co-dopage holmium-thulium est plus connu dans le cadre des lasers Cr,Ho,Tm:YAG [Fei 13]. Ici, le dopage en ytterbium permet d'insérer une bande d'absorption autour de 976 nm. Les atomes d'ytterbium vont ensuite transférer leur énergie au thulium puis à l'holmium qui est caractérisé par une émission entre 1800 nm et 2150 nm. Cette gamme de longueur d'onde est détectable par les caméras InGaAs étendues. Le défaut quantique est élevé pour ce cristal mais les effets de relaxation croisée qui ont lieu dans le thulium et engendrent l'émission de deux photons pour un photon de pompe absorbé, peuvent venir compenser ce facteur limitant.

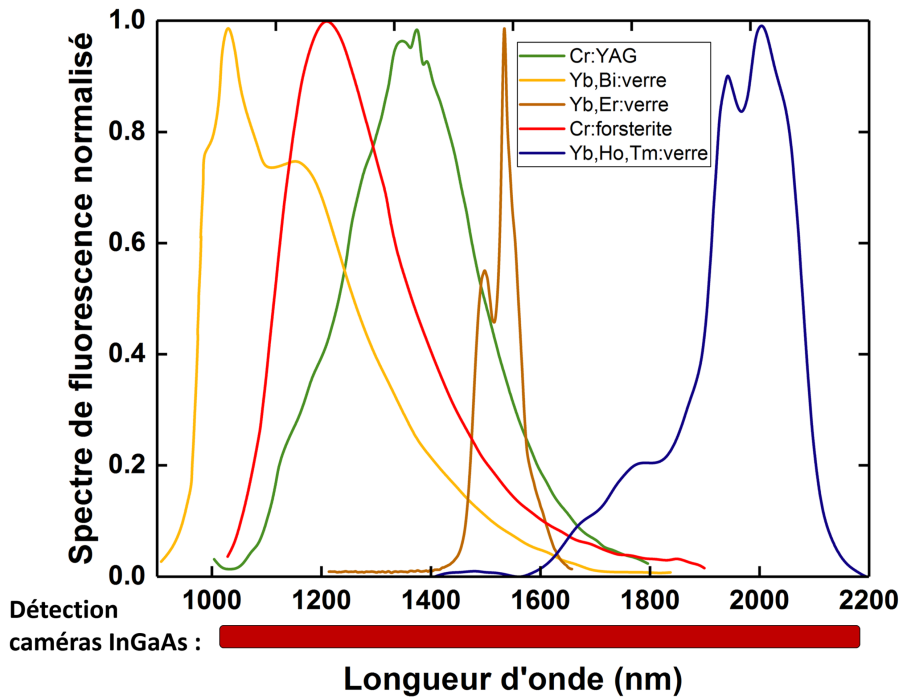


FIGURE I.9 – Spectres d'émission des différents cristaux et verres envisagés comme phosphores dans le SWIR (Cr:forsterite, Cr:YAG, Yb,Ho,Tm:YAG, Yb,Bi:verre et Yb,Er:verre).

Après avoir identifié des matériaux pouvant servir de phosphore dans le SWIR, il faut déterminer ceux qui absorbent dans une région spectrale où les LED sont efficaces. La figure I.10 illustre le recouvrement entre les bandes d'absorption des matériaux envisagés comme phosphore dans le SWIR et le spectre d'émission des LED de puissance.

Le Cr:YAG possède une bande d'absorption très large entre 350 nm et 700 nm et une deuxième plus restreinte entre 800 nm et 1150 nm. Cependant, une excitation avec des longueurs d'onde trop basses (bleu et rouge) n'est pas efficace car le Cr:YAG a tendance à réémettre entre 700 nm et 800 nm. Le Cr:forsterite absorbe autour de 750 nm mais son approvisionnement, même s'il est possible, reste limité. Grâce à leur co-dopage en ytterbium, l'Yb,Ho,Tm:verre, l'Yb,Bi:verre et l'Yb,Er:verre sont caractérisés par une large bande d'absorption entre 920 nm et 980 nm qui correspond au spectre d'émission de LED à 940 nm. L'Yb,Ho,Tm:verre présente des raies d'absorption à 680 nm et entre 760 nm et 810 nm liées au thulium mais elles sont éloignées du spectre de LED efficaces ; elles sont également inadaptées au spectre d'émission des LED qui est plus large.

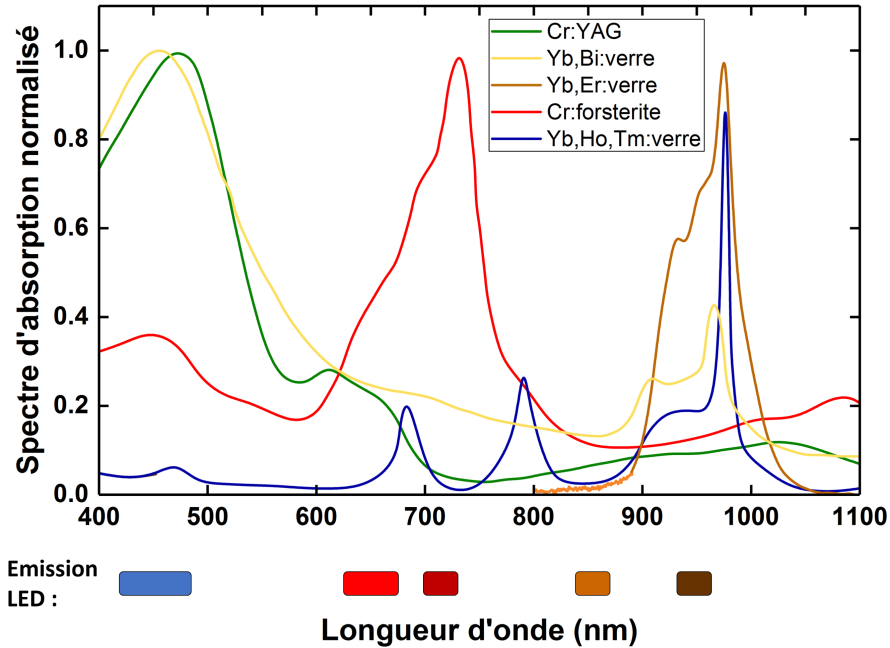


FIGURE I.10 – Spectres d’absorption des différents matériaux envisagés comme phosphores dans le SWIR et recouvrement de ces plages spectrales par les LED.

Les matériaux co-dopés avec une émission dans le SWIR semblent être la solution la plus évidente pour remplir l’objectif fixé. Cela est d’autant plus vrai que les LED à 940 nm sont efficaces et correspondent bien à la bande d’absorption de l’ytterbium. Cependant, il faut prendre en compte la disponibilité des différents matériaux sur le marché. Parmi les trois verres co-dopés avec de l’ytterbium (l’Yb,Ho,Tm:verre, l’Yb,Bi:verre et l’Yb,Er:verre), seul l’Yb,Er:verre a atteint une maturité technologique suffisante pour être facilement approvisionné.

2.1.2 Cas de l’Yb,Er:verre

Le verre au phosphate est une matrice intéressante car relativement bien diffusée dans l’industrie et l’application que l’on veut en faire ne demande pas des qualités optiques aussi élevées que pour les lasers. Le spectre de fluorescence de l’Yb,Er:verre fait l’objet d’un élargissement inhomogène. Les ions erbium émetteurs sont sujets à des environnements légèrement différents et donc à un effet Stark différent sur leurs niveaux d’énergie. Cela explique la large fluorescence de l’Yb,Er:verre entre 1450 nm et 1650 nm qui correspond à la transition entre les niveaux $^4I_{13/2}$ et $^4I_{15/2}$ (figure I.11).

Comme le montre la figure I.11, le verre dopé aux ions erbium sans co-dopage est un schéma à trois niveaux. L’état du bas correspond donc à l’état fondamental. Par conséquent, pour minimiser les pertes par réabsorption, il est nécessaire d’avoir une faible concentration en erbium. Malheureusement, cette concentration peu élevée en erbium engendre une section efficace d’absorption faible dans l’infrarouge proche. Pour contourner cela, le verre est co-dopé avec de l’ytterbium. Généralement, le dopage est élevé en ytterbium (21 % dans notre cas) pour maximiser l’absorption entre 920 nm et 980 nm et faible en erbium (0,5 %) pour minimiser la réabsorption à 1550 nm. Les photons émis par la LED sont absorbés par l’ytterbium sur la transition $^2F_{7/2} / ^2F_{5/2}$. Grâce au recouvrement spectral entre le niveau $^2F_{5/2}$ de l’ytterbium et le niveau $^4I_{11/2}$ de l’erbium, l’énergie est efficacement transférée de l’ion absorbant à l’ion émetteur de manière non-radiative. Le transfert de l’erbium vers l’ytterbium est possible mais négligeable car le niveau $^4I_{11/2}$ a une durée de vie courte et l’énergie se retrouve de manière non radiative sur le niveau $^4I_{15/2}$. Les pertes sont principalement liées aux interactions avec

les niveaux d'énergies supérieurs à l'état excité [Heintze 10].

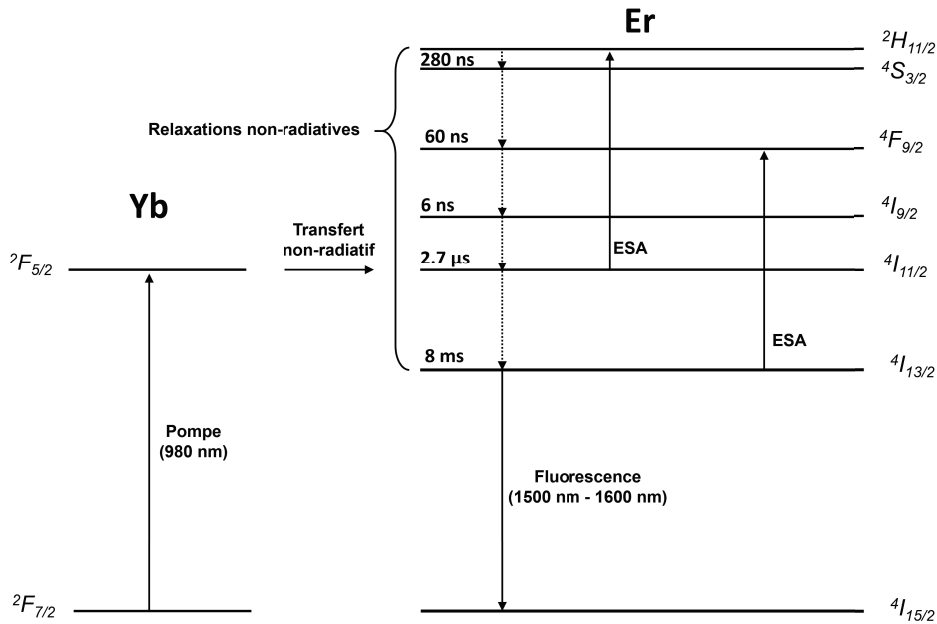


FIGURE I.11 – Diagrammes des niveaux d'énergie de l'Yb,Er:verre, adaptés de [Heintze 10]. L'abréviation ESA correspond à l'absorption dans l'état excité.

2.2 Source fluorescente basée sur l'Yb,Er:verre éclairée par LED

Maintenant que l'Yb,Er:verre a été retenu comme matériau luminescent, il reste à le combiner avec des LED pour mettre au point une source dans le SWIR. Le principe de la source mettant à profit l'association de LED dans l'infrarouge et de l'Yb,Er:verre est schématisé sur la figure I.12.

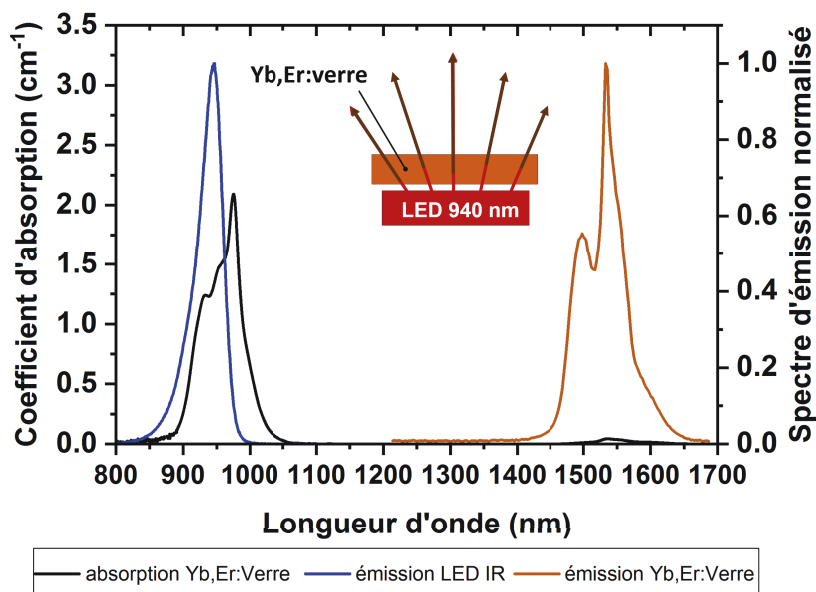


FIGURE I.12 – Principe de source lumineuse basée sur l'absorption de la lumière d'une LED à 940 nm et la fluorescence de l'Yb,Er:verre.

Avant de construire cette source, il est important de s'attarder sur les caractéristiques des LED disponibles. Pour intégrer des LED dans un système, leur *package* est un aspect primordial. Depuis juillet 2017, la société Lumiled propose une gamme de LED très compactes¹ disponibles à 850 nm ou à 940 nm. La taille de la LED est de 1,90 x 1,37 mm² pour une surface émettrice de 1 x 1 mm². Ce type de *package* est intéressant pour réaliser une source délivrant une puissance élevée dans le SWIR tout en gardant une luminance importante. Le circuit imprimé permet l'alimentation de six LED à 940 nm (deux lignes de trois LED comme présenté sur la figure I.13). Le courant d'alimentation des LED est limité à 600 mA ; cela correspond à une puissance optique de 510 mW par LED. Le spectre des LED varie avec le changement de température induit par l'augmentation du courant d'alimentation. Pour une alimentation de 100 mA, chaque LED émet une puissance de 98 mW à une température de 24 °C. Le spectre de la LED est alors centré sur 945 nm pour une largeur à mi-hauteur de 45 nm. Pour un courant d'alimentation de 600 mA, la température s'élève à 76,5 °C ce qui décale le spectre d'émission à 955 nm et élargit sa largeur à mi-hauteur à 70 nm. Un morceau d'Yb,Er:verre de 5 x 5 x 2 mm³ est posé sur cet ensemble de six LED à l'aide d'un support en aluminium. Les modifications du spectre des LED dues à la thermique sont un point positif dans notre cas car le spectre se rapproche du maximum d'absorption de l'Yb,Er:verre à 976 nm (figure I.13).

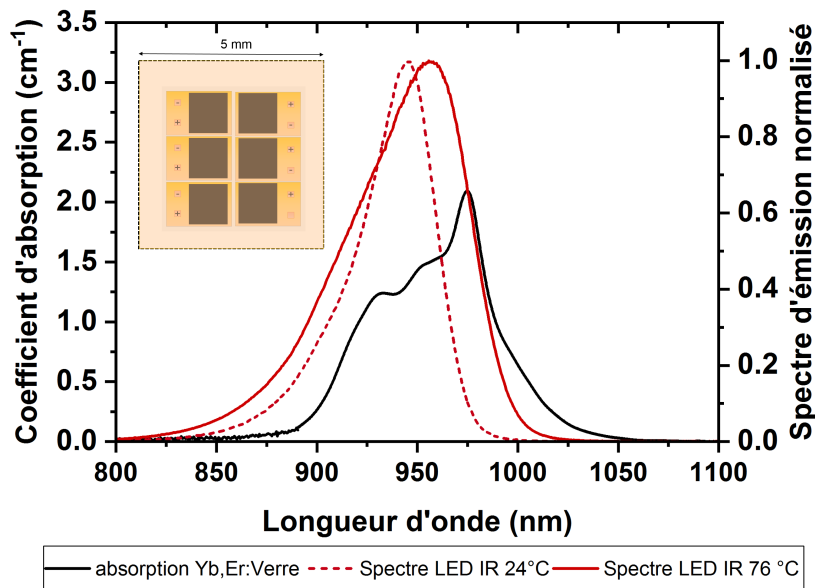


FIGURE I.13 – Spectre d'émission des LED infrarouges à 940 nm à 24 °C et 76 °C et coefficient d'absorption de l'Yb,Er:verre. Insert : un schéma des six LED sur lesquelles repose l'Yb,Er:verre (5 x 5 mm²).

L'ensemble des six LED est alimenté par une puissance électrique de 11,5 W (chaque LED est alimenté par un courant de 600 mA et une tension de 3,2 V). Dans ces conditions d'alimentation, une puissance totale de 460 mW est émise par l'Yb,Er:verre (l'efficacité optique est alors de 15 %). Cette mesure est effectuée avec une sphère intégrante, directement après l'Yb,Er:verre. La puissance totale est émise par l'ensemble des cinq faces en contact avec l'air (une grande face de 5 x 5 mm² et quatre faces de 2 x 5 mm²). La puissance émise via la fluorescence de l'Yb,Er:verre est 25 fois plus élevée que celle d'une LED SWIR à la même longueur d'onde.

1. Luxeon IR Compact Line : <https://www.lumileds.com/products/infrared-emitters/luxeon-ir-compact-line>

2.3 Exemples d'applications pour l'éclairage industriel dans le SWIR

Plusieurs études de faisabilité ont été réalisées. La figure I.14 illustre plusieurs cas de détection de l'eau, dans une bouteille (a), sur des portions de fruits abimés (b), au niveau de grains de riz humides (c). La possibilité de l'inspection de *wafers* de silicium a aussi été validée (figure I.14.d). Cette inspection se fait après le procédé d'adhérence moléculaire entre deux *wafers* de silicium et permet de détecter les défauts résiduels de ce collage entre les deux plaques ; il est donc important que la lumière utilisée soit la plus transparente possible pour le silicium.

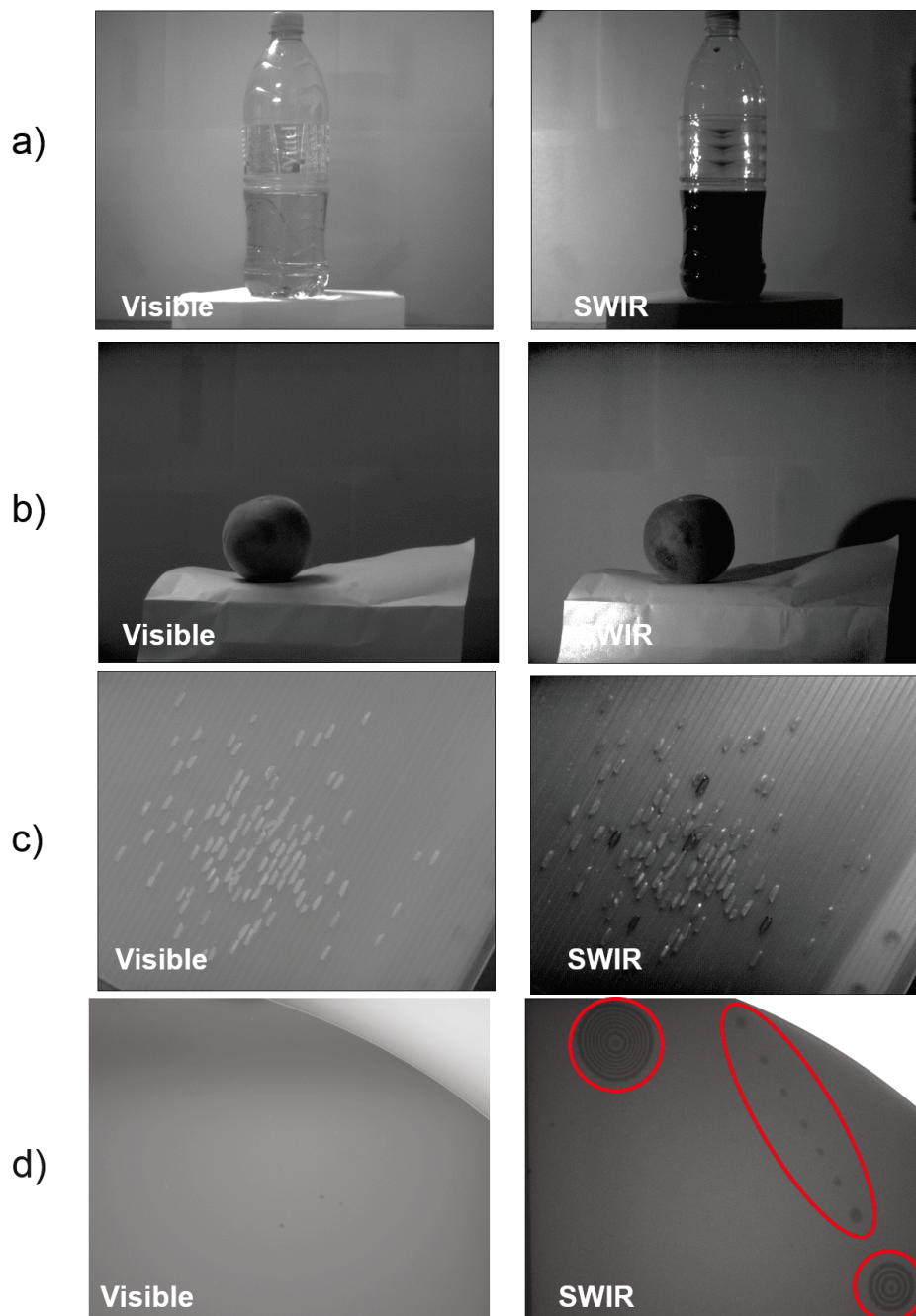


FIGURE I.14 – Exemples d'applications réalisées avec la source SWIR. a) Détection de l'eau, b) détection de l'eau contenue dans des portions abimées d'un fruit, c) détection de grains de riz humides (en noir), d) inspection de *wafer* de silicium (les tâches sur l'image SWIR correspondent à la présence d'impuretés entre deux *wafers* collés par adhérence moléculaire)

Cette brique technologique a donné naissance à un produit (SWIR H.O.P. pour *High Optical Power*) pour lequel Effilux a reçu un prix d'innovation¹ du salon *Automate* de Chicago.



FIGURE I.15 – Prix obtenu : Vison Systems design 2019 Innovator Awards.

1. *Innovators Award from Vision Systems Design*, Bronze Level, category Lighting, lenses and optics : <https://www.vision-systems.com/articles/2019/04/2019-innovators-awards-bronze-level-honorees.html>.

3 Conclusion

Ce chapitre a posé les bases de la technologie LED et défini la gamme de puissance et de longueur d'onde qu'elle peut atteindre. Sur le principe des LED blanches, une nouvelle source a été conçue en alliant une LED efficace à 940 nm et l'Yb,Er:verre. L'ytterbium sert à absorber la lumière de la LED puis transfère son énergie aux ions erbium dont la fluorescence se trouve dans la gamme spectrale d'intérêt qu'est le SWIR¹.

Le tableau I.1 propose une comparaison de la source mise au point dans ce chapitre avec les LED et les diodes superluminescentes qui sont les principales sources incohérentes à 1550 nm. La puissance émise par la source développée ici est plus élevée d'un facteur 25 par rapport à une LED à la même longueur d'onde et cela pour une efficacité électrique-optique deux fois plus faible. La luminance de cette source est plus faible que celle d'une LED à cause des dimensions relativement grandes du morceau d'Yb,Er:verre. La luminance peut être augmentée d'un facteur 2 en ajustant la taille du morceau de verre à la taille de la zone émettrice des LED. Le coût par watt optique de cette source est trois fois moindre que pour une LED. Cependant, le coût rapporté à la luminance de cette nouvelle source est moins avantageux que pour une LED. L'utilisation de cette source est donc intéressante lorsque la zone à éclairer est relativement grande. Les diodes superluminescentes (SLD) sont très semblables aux diodes laser², à la différence que leur gamme de fonctionnement est bridée pour empêcher l'émission stimulée. La source développée dans cette partie est dix fois plus puissante mais a une luminance beaucoup plus faible. Cependant, l'inconvénient principal des diodes superluminescentes est leur prix : le prix du watt optique de la source développée dans cette partie est 80 fois moindre que pour une diode superluminescente. En définitive, la source présentée ici, combinant des LED à 940 nm et la fluorescence de l'Yb,Er:verre, semble être un bon compromis entre les LED et les diodes superluminescentes. Contrairement aux LED, sa puissance permet de réaliser les applications recherchées par l'industrie de la vision industrielle. À la différence des diodes superluminescentes, son coût est compatible avec des applications sur les chaînes de production.

	Unité	LED	Fluorescence Yb,Er:verre	SLD (fibré)
Modèle		USHIO Epitex*	Chapitre I	Thorlabs*
Longueur d'onde centrale (FWHM)	nm (nm)	1550 (120)	1550 (80)	1550 (33)
Puissance	mW	18	460	40
Émission spectrale à 1550 nm	mW/nm	0,52	19	4,7
Efficacité à la prise	%	2,1	4,2	4,5
Luminance	mW/mm ² /sr	5,7	1,4	13 000
Coût	€	36	300	2 000

TABLE I.1 – Caractéristiques et performances des sources de lumière incohérentes à 1550 nm en comparaison avec la source développée dans cette partie. * Alimenté en courant continu à 750 mA.

1. Je tiens à remercier Marc-Antoine Maindin et Florian de Oliveira pour l'énergie qu'ils ont investie dans leur projet lié à la Filière Innovation-Entrepreneuriat de l'institut d'optique sur les sources SWIR. Grâce à leur partenariat avec Effilux, ils ont réalisé un grand travail d'étude de marché en allant à la rencontre des futurs utilisateurs de cette technologie et démontré la faisabilité d'un grand nombre d'applications.

2. On se concentre ici sur les sources de lumière incohérentes car il vaut mieux éviter le *speckle* dans les applications de la vision industrielle. L'utilisation de diodes laser à 1550 nm (type Fibercom, FB-M1550-500TO3) est envisageable. Il faut alors ajouter un élément diffusant (qui fait baisser drastiquement la luminance) ou réaliser plusieurs images en présence de *speckle* et traiter numériquement les images.

Le choix du matériau utilisé pour sa fluorescence était limité par sa disponibilité sur le marché et un coût qui ne soit pas prohibitif. C'est le cas de l'Yb,Er:verre car c'est un matériau largement utilisé dans le domaine des lasers à fibre et qui a atteint une maturité industrielle notamment grâce aux *telecoms*. En s'extrayant de cette contrainte, d'autres co-dopages basés sur l'ytterbium sont possibles comme l'Yb,Bi:verre [Sheng 14] ou l'Yb,Ho,Tm:verre [Bai 11] dont les spectres d'émission sont représentés sur la figure I.9. Cela laisse entrevoir une possibilité de déclinaison de ce système autour d'autres matériaux co-dopés aux ions ytterbium pour accéder à d'autres longueurs d'ondes permettant d'étendre d'avantages la gamme d'applications.

Si les LED présentent des performances impressionnantes, elles ont tout de même une luminance limitée pour certaines applications. Dans certains cas, s'il faut réaliser une image plus petite que la taille de la LED, le flux n'est plus suffisant et c'est la luminance de la source qui importe. Dans la suite de ces travaux, nous allons étudier la construction de sources de plus forte luminance en s'appuyant sur les LED.

Chapitre II

Concentrateur luminescent dans le SWIR éclairé par LED

Objectifs

Les applications entraînées par l'essor de la photonique requièrent des sources de lumière caractérisées par de fortes luminances. Dans le domaine de la vision industrielle, les sources de forte luminance permettent l'inspection de pièces de grande taille et leur reconstitution numérique en trois dimensions. Pour réaliser ces applications, les lasers sont souvent mis à contribution. La mise au point d'une source incohérente de forte luminance, moins onéreuse et plus robuste que les lasers, constituerait donc une véritable avancée. C'est l'objectif de ce chapitre. Depuis le milieu des années 2010, un nouveau type de source a vu le jour : le concentrateur luminescent éclairé par LED. Cette brique technologique a déjà été étudiée dans le visible en associant des LED bleues avec des cristaux dopés au cérium. Ici, l'objectif est de développer une source analogue dans le SWIR afin de dépasser la luminance de la source présentée dans le chapitre I.

Sommaire

1	Concentrateurs luminescents éclairés par LED	40
1.1	Comment contourner le principe de conservation de la luminance ?	40
1.1.1	Le principe de conservation de la luminance	40
1.1.2	Cas des concentrateurs luminescents pour le photovoltaïque	43
1.2	Description physique des concentrateurs luminescents	44
1.2.1	Le facteur de concentration	44
1.2.2	Éléments déterminants de l'efficacité optique ($\eta_{o/o}$)	48
1.2.3	Vision globale des mécanismes en jeu	53
1.3	État de l'art des concentrateurs luminescents éclairés par LED	54
1.3.1	Matériaux utilisés	54
1.3.2	État de l'art des concentrateurs luminescents en Ce :YAG éclairés par LED	56
2	Développement d'un concentrateur Yb,Er :verre dans le SWIR éclairé par des LED infrarouges	58
2.1	Choix des LED et des dimensions de l'Yb,Er :verre (G et η_{fill})	58
2.2	Estimations détaillées des composantes de l'efficacité optique ($\eta_{o/o}$)	59
2.3	Optimisation du facteur de concentration (C_{LED})	61
2.4	Performances du concentrateur Yb,Er :verre	63
3	Conclusion	66

1 Concentrateurs luminescents éclairés par LED

1.1 Comment contourner le principe de conservation de la luminance ?

La luminance est définie comme la puissance émise par une source par unité de surface et par unité d'angle solide. C'est une grandeur fondamentale pour caractériser les systèmes d'éclairage industriels car elle fait le lien entre la source de lumière et la scène à illuminer. À partir d'une source de lumière donnée, est-il possible d'obtenir une nouvelle source de plus forte luminance ?

1.1.1 Le principe de conservation de la luminance

La luminance L d'une source se définit par son flux élémentaire d^2F dans un pinceau d'étendue géométrique d^2G :

$$L = \frac{d^2F}{d^2G} \quad (\text{II.1})$$

avec l'étendue géométrique élémentaire définie par :

$$d^2G = dS_{source} \cdot \cos\theta_{source} \cdot d\Omega_{source} \quad (\text{II.2})$$

où l'angle solide élémentaire $d\Omega_{source}$ se note (figure II.1) :

$$d\Omega_{source} = \frac{dS_{récepteur} \cdot \cos\theta_{récepteur}}{D^2} \quad (\text{II.3})$$

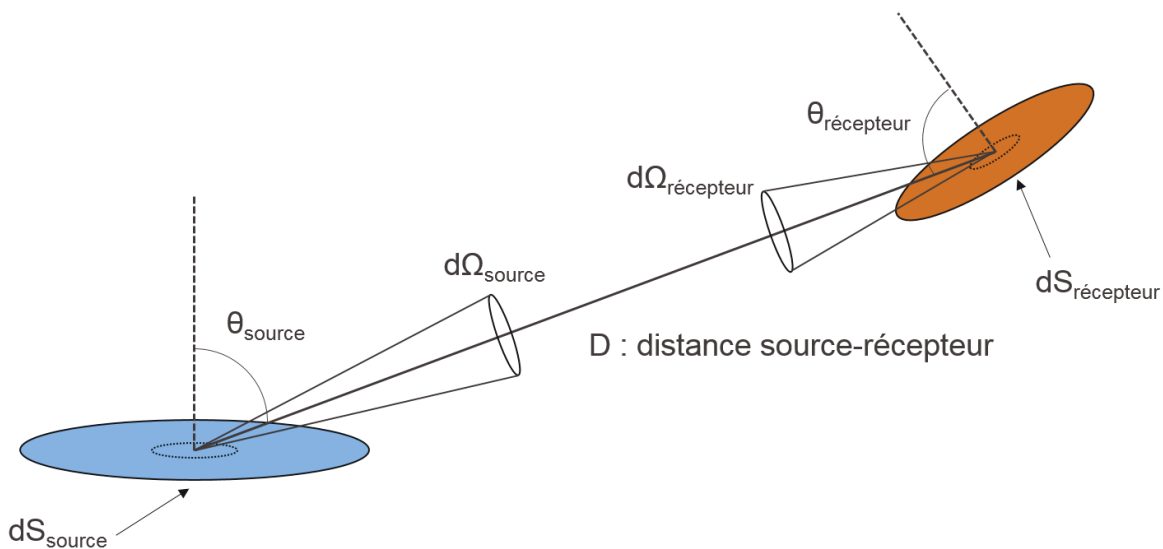


FIGURE II.1 – Grandeurs photométriques qui entrent en jeu dans la définition de la luminance.

Une LED est une source dont la luminance est constante angulairement (source lambertienne ou orthotrope) sur l'ensemble de sa surface (source uniforme). Il est possible d'exprimer simplement la luminance d'une LED avec son éclairement E_0 .

L'éclairement d'une source est défini par :

$$E = \frac{dF}{dS_{source}} \quad (\text{II.4})$$

Cet éclairement peut s'écrire à l'aide de la luminance en faisant intervenir l'équation II.1 :

$$dE = \frac{L \cdot d^2G}{dS_{source}} \quad (\text{II.5})$$

Une LED étant une source plane et uniforme spatialement, son éclairement est obtenu par intégration sur l'angle solide Ω :

$$E = \int_{\Omega} L(\theta, \phi) \cdot \cos\theta \cdot d\Omega \quad (\text{II.6})$$

La luminance d'une LED étant constante angulairement ($L(\theta, \phi) = L_0$), l'éclairement de la source se note :

$$E_0 = L_0 \int_{\Omega} \cos\theta \cdot d\Omega \quad (\text{II.7})$$

En intégrant l'angle solide dans le demi-espace, la luminance d'une LED s'écrit alors :

$$L_0 = \frac{E_0}{\pi} \quad (\text{II.8})$$

De prime abord, pour "concentrer" une source lumineuse quelconque, on pense à utiliser une lentille ou un miroir concave. Cela revient à concentrer la lumière issue d'une surface émettrice sur une surface plus petite. C'est par exemple le principe des miroirs ardents d'Archimède (figure II.2.a). Selon la légende, ce dernier aurait utilisé des miroirs concaves pour concentrer les rayons du soleil sur les voiles de navires romains lors du siège de Syracuse, durant la deuxième guerre punique (213 avant notre ère). Si cette anecdote est à placer dans la catégorie des légendes, des dispositifs basés sur le même principe ont vu le jour, comme le four solaire d'Odeillo installé par le CNRS en 1970 (figure II.2.b). Les miroirs de ce four ont dans leur ensemble une dimension de 54 m par 48 m et concentrent la lumière du soleil sur une cible de 40 cm de diamètre. Cela permet d'atteindre des éclairements 10 000 fois plus élevés que l'éclairement du soleil au niveau du sol.

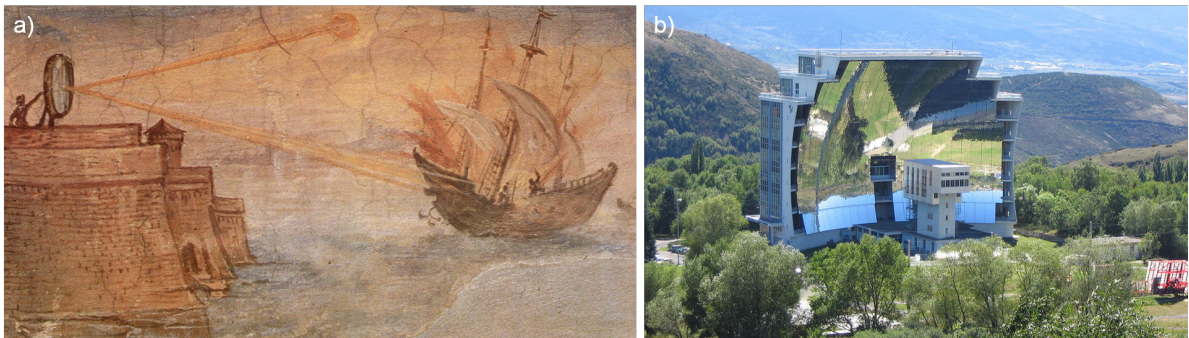


FIGURE II.2 – a) représentation de la légende du miroir ardent d'Archimède lors du siège de Syracuse par Giulio Parigi (1571-1635). b) Four solaire d'Odeillo (Pyrénées-Orientales) mis en service en 1970.

Il est possible d'augmenter localement l'éclairement d'une source de lumière collimatée comme un faisceau laser gaussien ou une source incohérente ponctuelle éloignée (comme le soleil). Cependant, cela se fait au prix de l'augmentation de la divergence des faisceaux : c'est la conservation de la luminance (aussi nommée théorème de Liouville [Jansson 86]). En d'autres

termes, on peut localement augmenter la densité des rayons lumineux mais ils sont alors répartis dans un angle solide plus grand : la luminance ne peut pas être augmentée par un dispositif imageant. Les LED ne sont pas des sources collimatées mais lambertiennes. Pour réaliser une image ayant un plus grand éclairement que la LED, le système optique imageant devrait avoir une ouverture plus grande que celui de la LED ce qui n'est pas possible puisqu'elle émet déjà dans le demi-espace. Ainsi, pour un système optique parfait, l'éclairement et la luminance d'une LED ne peuvent qu'être conservés.

Dans ses travaux de thèse, Thomas Gallinelli [Gallinelli 17] montre qu'il n'est pas possible d'augmenter la luminance d'un système basé sur une LED, même en multipliant le nombre de sources ou en ajoutant un système optique (figure II.3). Dans les différents cas de figures, le tableau II.1 rassemble la luminance des systèmes et les éclairements reçus par un récepteur éloigné. L'éclairement et la luminance d'une LED sont respectivement notés E_0 et L_0 .

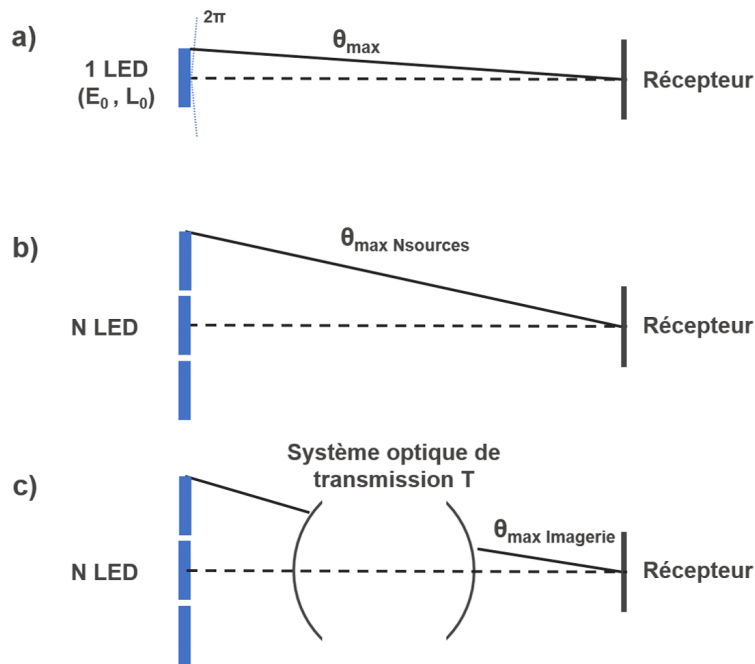


FIGURE II.3 – Trois cas de figure mettant en évidence l'impossibilité d'augmenter la luminance d'une LED. a) cas d'une LED seule, b) cas d'un ensemble de LED, c) cas d'un ensemble de LED avec un système optique.

	Éclairement délivré	Luminance
Source Lambertienne unique	$E_0 \cdot \sin^2(\theta_{max})$	$L_0 = \frac{E_0}{\pi}$
N sources Lambertiennes	$E_0 \cdot \sin^2(\theta_{max} N_{sources})$	$L_N = L_0$
Ajout d'un système optique	$E_0 \cdot \sin^2(\theta_{max} Imagerie)$	$L_{imagerie} = L_0 \cdot T$

TABLE II.1 – Luminance de la source et éclairement reçus par un récepteur dans le cas d'une LED, d'un ensemble de LED et d'un ensemble de LED avec un système optique de transmission T ($T < 1$).

Pour s'affranchir de la loi de la conservation de la luminance, il faut s'extraire du cadre dans lequel elle s'applique en faisant intervenir par exemple des processus d'absorption et d'émission dans le système optique placé après la source.

1.1.2 Cas des concentrateurs luminescents pour le photovoltaïque

Le principe de concentration luminescente est un moyen élégant de contourner la conservation de la luminance. En 1976, Weber et Lambe présentent un système qu'ils nomment *luminescent greenhouse collector for solar radiation* [Weber 76]. Cette première référence à un concentrateur luminescent a pour but d'augmenter le rendement des panneaux photovoltaïques. Un concentrateur luminescent est basé sur un processus d'absorption/émission par des luminophores à l'intérieur d'un matériau d'indice élevé, le plus souvent de forme parallélépipédique (figure II.4). Une grande diversité de matériaux, de géométries et d'architectures ont été développés depuis la fin des années 1970. Deux articles de revue ont été publiés sur le sujet [Debije 12, Rafiee 19]. Du point de vue de la matrice qui constitue les concentrateurs, plusieurs types de matériaux ont été étudiés comme les polymères [Yang 09, Meinardi 14, Turnbull 10], certains cristaux [de Boer 16b, Barbet 16b, Sathian 17] ou des verres [Zhang 15]. De nombreux luminophores ont été testés comme des terres rares [Huang 13, de Boer 16b, Weber 76], des colorants [Currie 08], des boîtes quantiques [Bomm 11, Purcell-Milton 12, Meinardi 15, Meinardi 17] et des nanocristaux [Erickson 14, Meinardi 14].

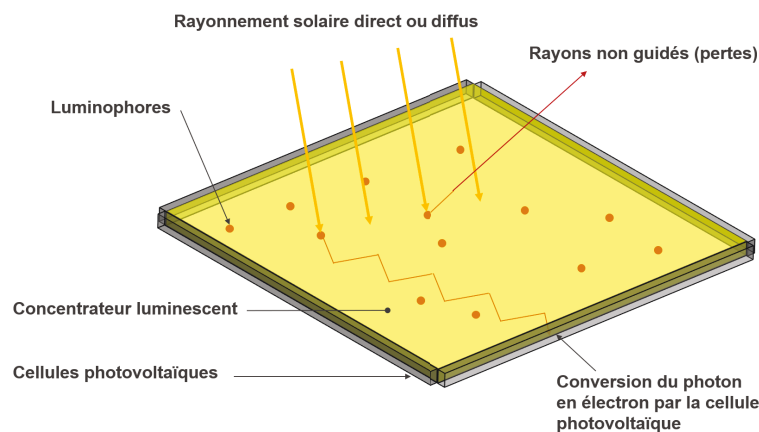


FIGURE II.4 – Principe du concentrateur luminescent pour le photovoltaïque. Exemple de géométrie carrée avec quatre cellules photovoltaïques pour les surfaces vitrées.

L'idée du concentrateur luminescent pour le solaire est de décorrélérer la collecte de la lumière et sa conversion en électrons. Un panneau solaire classique présente de grandes cellules photovoltaïques qui permettent de collecter et de convertir la lumière du soleil. Avec un concentrateur luminescent, les cellules photovoltaïques sont plus petites : il est donc possible d'utiliser des types de cellules qui sont plus efficaces même si elles sont plus onéreuses. De plus, un concentrateur luminescent a l'avantage de coupler aussi la lumière diffuse et ne nécessite pas de système de suivi du soleil. Les inconvénients principaux des concentrateurs luminescents pour le photovoltaïque sont leur faible rendement par rapport à d'autres systèmes et la faible durée de vie des polymères utilisés. Néanmoins, il est possible de trouver des configurations où ils peuvent être d'un grand intérêt : par exemple, les concentrateurs luminescents de grande dimension semi-transparents dans le visible peuvent être utilisés comme surfaces vitrées sur les bâtiments [Meinardi 15, Meinardi 17, Meinardi 14, Zhao 13].

Dès 1980, Eli Yablonovitch propose une approche thermodynamique des concentrateurs luminescents dans laquelle il élargit le principe de conservation de la luminance en présence d'absorption et d'émission [Yablonovitch 80]. Dans cet article, Yablonovitch définit le facteur de concentration (C) du concentrateur comme étant le rapport des luminances en entrée (L) et en sortie (L') du système et définit une limite théorique fixée par la seconde loi de la thermodynamique :

$$C = \frac{L'}{L} = \frac{\lambda^2}{\lambda'^2} \cdot \exp \left[\frac{h.c}{k.T} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) \right] \quad (\text{II.9})$$

où λ et λ' sont respectivement les longueurs d'onde absorbée et émise.

Si ce principe permet de contourner la conservation de la luminance, on vérifie bien qu'il y a conservation de l'énergie car cette augmentation de luminance se fait au prix de pertes (notamment le décalage de Stokes) qui seront développées plus en détails par la suite. La limite thermodynamique proposée par Yablonovitch permettrait d'obtenir des facteurs de concentrations très élevés de l'ordre de 10^4 - 10^5 . Dans les faits, le rapport des luminances des concentrateurs luminescents atteint, au mieux, quelques dizaines pour les concentrateurs solaires [Shanks 16]. Même si les travaux théoriques de Yablonovitch ont été validés par la suite, plusieurs études tentent d'expliquer cette différence entre la limite théorique et les mesures expérimentales du facteur de concentration de ces dispositifs [Papakonstantinou 15]. Les études théoriques prennent en compte des objets parfaits (efficacité quantique, état des surfaces, réabsorption), un faible écart de ces objets parfaits pouvant entraîner une chute drastique du facteur de concentration.

Le principe du concentrateur luminescent a émergé du domaine du photovoltaïque. Cependant, d'autres applications tendent à apparaître depuis le début des années 2010 comme les concentrateurs luminescents pour l'illumination [de Boer 16b] ou le pompage de lasers [Barbet 16a]. Avant de présenter les systèmes existants de concentrateurs luminescents dédiés à l'illumination, une approche plus détaillée des mécanismes à l'œuvre dans ces objets s'impose.

1.2 Description physique des concentrateurs luminescents

On se place ici dans le cas d'un concentrateur luminescent parallélépipédique situé dans l'air et éclairé par des LED. On fait donc le choix de se rapprocher le plus près possible des cas expérimentaux qui seront présentés dans ces travaux. Cette démarche s'inspire des thèses d'Adrien Barbet [Barbet 16a] et Thomas Gallinelli [Gallinelli 17], elle est rappelée ici pour décrire de manière claire les paramètres qui entrent en jeu dans la construction d'un concentrateur luminescent.

1.2.1 Le facteur de concentration

Définition du facteur de concentration (C_{LED})

Dans cette étude, le concentrateur luminescent est défini comme un parallélépipède de dimension $L \times l \times h$ ($L \geq l > h$) dont les six faces sont polies (figure II.5). Le concentrateur est éclairé par deux panneaux de LED situés sur ses grandes faces ($L \times l$). La lumière des LED est absorbée par les luminophores et ré-émise à l'intérieur du concentrateur par émission spontanée (donc de manière orthotrope). Puisque l'indice du concentrateur luminescent est plus élevé que l'indice de l'air qui l'entoure, une partie de ces rayons va être guidée par réflexions totales internes jusqu'aux six faces du concentrateur. Une attention particulière sera accordée à l'une de ces petites faces ($h \times l$) qui sera considérée comme étant la face de sortie du dispositif.

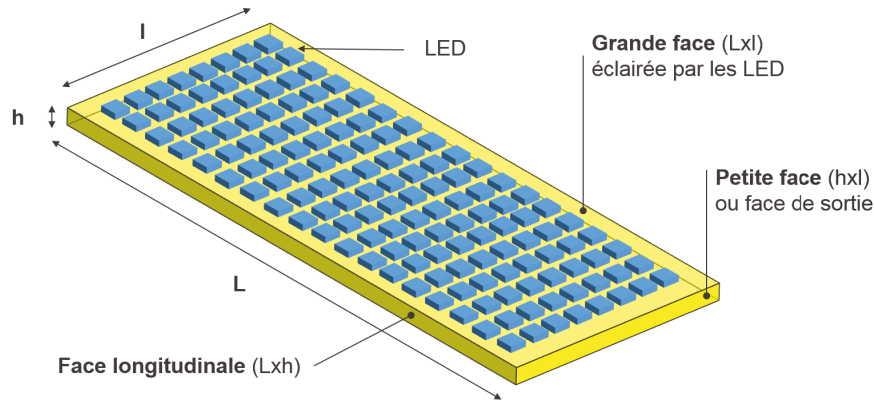


FIGURE II.5 – Schéma d'un concentrateur luminescent parallélépipédique dont l'une des grandes faces est tapissée de LED.

Le facteur de concentration introduit par Yablonovitch [Yablonovitch 80] est défini par le rapport des luminances qui est, dans le cas d'un éclairage par LED, identique au rapport des éclairages. Cette simplification est possible car les LED et les concentrateurs sont deux sources lambertiennes [Barbet 16a]. Ainsi, le facteur de concentration peut se décomposer en faisant intervenir le facteur géométrique ($G = S_{pompée}/S_{sortie}$) ainsi que l'efficacité optique ($\eta_{o/o}$). Contrairement aux concentrateurs luminescents pour le photovoltaïque, l'éclairage de la grande face du concentrateur n'est pas uniforme mais est constituée d'un ensemble de sources très rapprochées de la face éclairée. Pour plus de clarté, le facteur de concentration défini par Yablonovitch est modifié. Cette modification permet de comparer la luminance de la face de sortie à la luminance d'une LED. Ce facteur de concentration C_{LED} introduit par Adrien Barbet *et al.* [Barbet 16b] fait intervenir la nouvelle composante qu'est le facteur de remplissage des LED sur la face éclairée (η_{fill}) et qui s'écrit :

$$C_{LED} = \frac{L_{Concentrateur}}{L_{LED}} = \frac{E_{Concentrateur}}{E_{LED}} = \eta_{fill} \cdot \eta_{o/o} \cdot G \quad (\text{II.10})$$

où $L_{concentrateur}$, L_{LED} , $E_{concentrateur}$ E_{LED} sont respectivement les luminances et les éclairages du concentrateur et d'une LED.

Après avoir défini les trois composantes du facteur de concentration (η_{fill} , $\eta_{o/o}$ et G), il s'agit maintenant de s'attarder plus en détails sur chacune d'entre elles.

Le facteur de remplissage (η_{fill})

La surface d'une LED est constituée d'une partie émettrice (généralement 1 mm^2) et d'une partie servant à son alimentation et/ou sa protection face aux chocs électrostatiques selon les modèles. Ainsi, quand de nombreuses LED sont regroupées sur une surface donnée, l'ensemble de cette surface n'est pas entièrement recouverte de parties émettrices : c'est cela que caractérise le facteur de remplissage (η_{fill}). Le facteur de remplissage fait intervenir le nombre de LED, la surface émettrice d'une LED (S_{LED}) et la surface éclairée ($S_{L,l}$) :

$$\eta_{fill} = \#_{LED} \cdot \frac{S_{LED}}{S_{L,l}} \quad (\text{II.11})$$

Le facteur de remplissage est un élément crucial des concentrateurs luminescents éclairés par LED. Il va directement impacter le facteur de concentration et donc les performances du système. Pour augmenter ce facteur de remplissage à son maximum, il faut être capable de regrouper le plus de LED possible sur une petite surface. Efflux conçoit des panneaux de forte densité de LED. Mais cela n'est possible que si le *package* initial des LED est déjà compact. C'est donc l'évolution du *package* des LED, décrite dans le chapitre I, qui a rendu possible

la mise au point de concentrateurs luminescents éclairés par LED ayant un grand facteur de concentration. Le tableau II.2 regroupe l'évolution du *package* des LED bleues commercialisées par Lumiled depuis 2008. La surface émettrice des LED K2 et LZ-1 ne représente respectivement que 4 % et 5 % de la surface totale du *package*. Les LED de type Z et CSP reposent sur la technologie *thin-film flip-chip* et proposent un ratio surface émettrice/surface totale bien plus intéressant. Bien que des LED bleues CSP ultra-compactes soient disponibles sur le marché depuis 2018¹, l'ensemble des travaux de cette thèse (qui a commencé en 2016) ont été réalisés avec des LED de type Z.

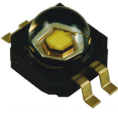

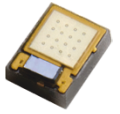

Référence de la LED	K2	LZ 1	Z	CSP
Illustration				
Surface émettrice (mm ²)	1,5 x 1,5	1 x 1	1 x 1	1 x 1
Surface totale (mm ²)	7,35 x 7,35	4,4 x 4,4	1,3 x 1,7	1 x 1
% utile	4	5	45	100

TABLE II.2 – Évolution du *package* des LED bleues produites par la société Lumiled depuis les LED K2 en 2008 jusqu'aux LED CSP en 2018.

Le facteur géométrique (G)

Le facteur géométrique est un élément central de la concentration lumineuse. À la différence d'un morceau quelconque de matériau fluorescent éclairé par une LED, comme cela est proposé dans le chapitre I, la géométrie des concentrateurs va permettre d'additionner les rayons émis sur toute sa longueur grâce aux réflexions totales internes à l'intérieur du concentrateur. Fondamentalement, il y a bien autant de puissance émise dans toutes les directions de l'espace à l'intérieur du concentrateur car l'émission spontanée est isotrope. Mais cette même puissance est émise par des faces de tailles différentes : ainsi l'éclairage de chaque face (et donc sa luminance) n'est pas le même. C'est bien le facteur de forme qui va engendrer l'effet concentrateur.

La littérature regorge de formes de concentrateurs luminescents pour le photovoltaïque car il est facile de donner une forme plus complexe aux matériaux organiques qui sont souvent utilisés dans ce domaine. Par exemple, des concentrateurs en forme de prisme allongé ont démontré de meilleures performances dans des conditions d'éclairage bien définies [Hughes 13]. D'autres géométries ont vu le jour comme des disques [Gajic 17], des cylindres [Wang 13] ou des fibres [Edelenbosch 13] ainsi que des parallépipèdes incurvés [Portnoi 17]. Pour l'illumination, seuls les monocristaux sont utilisés. Ce sont des matériaux fragiles à manipuler : cela, couplé au facteur de forme élevé requis dans le cas des concentrateurs, rend leur découpe et leur polissage d'autant plus difficiles, ce qui limite la diversité des formes appréhendées dans la littérature. De plus, les différentes géométries proposées par les applications du photovoltaïque n'ont à ce jour pas révélé de formes qui rendent le simple parallépipède obsolète.

Dans le cas d'un concentrateur luminescent parallépipédique éclairé sur ses deux grandes faces (figure II.5), le facteur géométrique se note :

$$G = \frac{S_{pompé}}{S_{Sortie}} = \frac{2L}{h} \quad (\text{II.12})$$

1. Les LED CSP permettent théoriquement d'obtenir un facteur de remplissage de 80% (et non 100% car il faut prendre en compte un espace minimum entre les LED). Cela laisse envisager une augmentation de l'éclairage des concentrateurs d'un facteur 2 par rapport au cas où des LED de type Z sont utilisées.

Pour obtenir un grand facteur géométrique, il faut augmenter la longueur du concentrateur et diminuer son épaisseur. Plusieurs limites viennent freiner cette constatation. D'abord, les limites de croissance des cristaux dont la longueur (limitée généralement à 150 mm) couplée à une petite épaisseur les rend fragiles et difficiles à polir. Ensuite, il faut garder en mémoire qu'une faible épaisseur fait chuter l'absorption du rayonnement des LED si le dopage n'est pas suffisant. De plus, une grande longueur augmente la distance parcourue par les rayons dans le concentrateur et augmente donc ses pertes (réabsorptions, rugosité de surface). Il y a des compromis à faire entre le facteur géométrique, l'absorption et les pertes.

L'efficacité optique ($\eta_{o/o}$)

Outre le facteur de remplissage et le facteur géométrique, la troisième composante du facteur de concentration est l'efficacité optique. Pour concevoir un concentrateur luminescent, une connaissance fine des paramètres qui impactent l'efficacité optique est nécessaire.

Afin de comprendre quels sont les différents paramètres agissant sur l'efficacité optique, intéressons-nous aux événements que rencontre un rayon en provenance d'une LED située légèrement au-dessus d'un concentrateur luminescent. Puisque la LED a une émission lambertienne, certains rayons lumineux qui en sont issus n'atteignent pas la grande face du concentrateur. En effet, les LED se retrouvant proches des bords du concentrateur vont voir une partie de leur flux lumineux perdue et cela même si les LED sont très proches de la surface du concentrateur. On note donc $\eta_{couplage}$ la proportion des rayons issus des LED qui atteignent la grande surface du concentrateur¹. L'effet est d'autant plus important que le rapport périmètre sur surface des grandes faces du concentrateur est élevé : la figure II.6 montre l'évolution de $\eta_{couplage}$ avec le rapport de la longueur du concentrateur sur sa largeur (L/l).

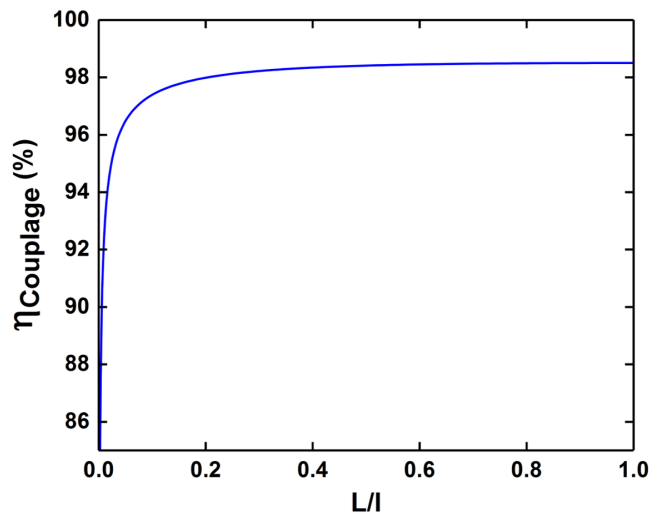


FIGURE II.6 – Évolution de l'efficacité de couplage $\eta_{couplage}$ avec le rapport entre la longueur et la largeur du concentrateur (L/l).

1. Cette première composante de l'efficacité optique n'est pas véritablement en lien avec la physique du concentrateur. Il s'agit plutôt d'une contrainte technologique. Il est pourtant important de l'inclure pour décrire le système dans son ensemble. Cet élément permet d'expliquer pourquoi, à longueurs et épaisseurs égales, des concentrateurs ayant des largeurs plus élevées ont de meilleures efficacités optiques. En effet, dans le cas d'un concentrateur plus large, la proportion de LED sur le bord du concentrateur est plus faible et donc moins de rayons sont perdus.

Les rayons qui touchent la surface du concentrateur subissent la réflexion de Fresnel à l'interface air/concentrateur ($\eta_{Fresnel}$). La portion de la lumière des LED absorbée par les luminophores est notée η_{abs} ¹. Durant le processus d'absorption/émission, le rendement quantique entre en jeu (η_Q). Il prend en compte deux paramètres : le rendement quantique de photoluminescence, qui correspond à la portion de désexcitations radiatives par rapport au nombre de désexcitations totales, et le décalage de Stokes, qui rend compte de la différence d'énergie entre le photon émis et le photon absorbé. L'émission du luminophore se fait par une émission spontanée qui est isotrope : il y a donc une redistribution angulaire isotrope des rayons lors de la ré-émission. La proportion des rayons piégés par réflexions totales internes est notée η_{RTI} . Lors de leur trajet dans le concentrateur, les rayons peuvent faire l'objet d'un certain nombre de pertes qui seront détaillées dans la suite de ces travaux (η_{pertes}). Finalement, la proportion des rayons extraits par la face de sortie est notée $\eta_{extraction}$. L'efficacité optique s'écrit donc de la manière suivante :

$$\eta_{o/o} = \eta_{couplage} \cdot \eta_{Fresnel} \cdot \eta_{abs} \cdot \eta_Q \cdot \eta_{RTI} \cdot \eta_{pertes} \cdot \eta_{extraction} \quad (\text{II.13})$$

Dans la suite, une étude plus détaillée des composantes de l'efficacité optique est proposée.

1.2.2 Éléments déterminants de l'efficacité optique ($\eta_{o/o}$)

Les compromis à faire entre les nombreux phénomènes interdépendants qui constituent l'efficacité optique d'un concentrateur augmentent la complexité globale du système. Trois grands axes sont développés : le rôle de l'indice de réfraction du concentrateur luminescent, le rôle des pertes et celui du système d'extraction.

Importance de l'indice du concentrateur luminescent

On se place dans le cas d'un concentrateur d'indice n placé dans l'air. Pour limiter les pertes de Fresnel lors de l'arrivée des rayons des LED sur le concentrateur luminescent, il faut que l'indice du concentrateur soit le plus bas possible. À l'inverse, pour maximiser les réflexions totales internes, le concentrateur luminescent doit être caractérisé par un indice optique élevé. En d'autres termes, si l'indice n du concentrateur augmente, $\eta_{Fresnel}$ diminue mais η_{RTI} augmente. Il existe une valeur de n qui assure un meilleur compromis entre ces deux phénomènes antagonistes. Pour la polarisation TE (cas le plus défavorable pour la transmission), la réflexion de Fresnel entre un milieu d'indice n et l'air s'écrit :

$$R_{TE} = \left[\frac{\cos\theta_1 - n \cdot \cos\theta_2}{\cos\theta_1 + n \cdot \cos\theta_2} \right]^2 \quad (\text{II.14})$$

où θ_1 est l'angle d'incidence du rayon qui arrive sur la surface du concentrateur et θ_2 l'angle du rayon après réfraction défini par $\theta_2 = \sin^{-1}(n^{-1} \cdot \sin\theta_1)$.

La transmission de Fresnel globale pour la polarisation TE prend en compte l'ensemble des angles des rayons issus de la LED :

$$T_{TE} = 1 - R_{TE} = 1 - \frac{\int_{\theta_1=-90}^{\theta_1=90} \cos\theta_1 \cdot \left(\frac{\cos\theta_1 - n \cdot \cos\theta_2}{\cos\theta_1 + n \cdot \cos\theta_2} \right)^2 d\theta_1}{\int_{\theta_1=-90}^{\theta_1=90} \cos\theta_1 d\theta_1} \quad (\text{II.15})$$

qui ne dépend que de n et de θ_1 .

1. η_{abs} est définie par la loi de Beer-Lambert. Le dopage est souvent limité pour ne pas impacter la qualité cristalline (taux de défaut) des cristaux. Typiquement, le dopage en Ce^{3+} est inférieur à 0,3 %.

La transmission de Fresnel pour la polarisation TE est le cas le plus pessimiste. La polarisation des photons émis par une LED étant équirépartie entre TE et TM, une expression analytique du coefficient de transmission globale doit prendre en compte la polarisation TM. Les calculs sont identiques à la différence que, pour la polarisation TE, la réflexion de Fresnel entre un milieu d'indice n et l'air s'écrit :

$$R_{TM} = \left[\frac{n \cdot \cos\theta_1 - \cos\theta_2}{n \cdot \cos\theta_1 + \cos\theta_2} \right]^2 \quad (\text{II.16})$$

Ainsi $\eta_{Fresnel}$ est défini comme étant la moyenne de T_{TE} et T_{TM} .

Après ré-émission dans le concentrateur, la réflexion totale interne d'un rayon est possible si son angle d'incidence avec l'interface concentrateur/air est supérieur à un angle limite défini par :

$$\theta_{RTI} = \sin^{-1} \left(\frac{1}{n} \right) \quad (\text{II.17})$$

Cela correspond à un angle solide :

$$\Omega_{RTI} = 2\pi (1 - \cos\theta_{RTI}) \quad (\text{II.18})$$

La portion des rayons guidés par réflexions totales internes est donc :

$$\eta_{RTI} = \frac{4\pi - 2\Omega_{RTI}}{4\pi} = \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}} \quad (\text{II.19})$$

L'évolution du produit $\eta_{Fresnel} \cdot \eta_{RTI}$ en fonction de l'indice de réfraction du concentrateur est tracée sur la figure II.7. Ce produit atteint un maximum pour un indice de réfraction de 1,84 et varie de moins de 1 % entre des indices de réfraction de 1,6 et 2,1.

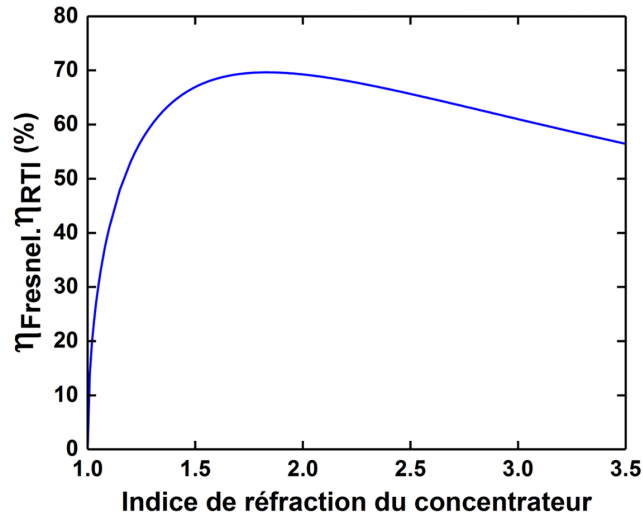


FIGURE II.7 – Évolution du produit $\eta_{Fresnel} \cdot \eta_{RTI}$ avec l'indice de réfraction du concentrateur dans le cas d'un concentrateur dans l'air.

Les pertes

Les rayons voyageant dans le concentrateur peuvent subir quatre types de pertes différentes : les pertes liées à une absorption par des défauts présents dans la matrice ; les pertes engendrées par des phénomènes de diffusion et de réfraction au niveau de la rugosité des faces du concentrateur qui ne sont pas idéalement polies ; les pertes liées au parallélisme imparfait des faces ; les pertes causées par la réabsorption due à la superposition des bandes d'absorption et d'émission des luminophores. Dans les cas de la diffusion et de la réabsorption, les rayons voient leur direction changer : il y a donc une possibilité pour qu'ils retrouvent un angle permettant leur fuite hors du concentrateur. Ici, les paramètres sur lesquels il faut compter sont surtout liés à la qualité optique des cristaux ou des verres ainsi qu'à la qualité du poli et du parallélisme des faces du concentrateur. Cependant, même si les pertes linéiques sont faibles (mesurées à $1,62 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ dans le Ce:YAG dopé à 0,25 %), le coefficient η_{pertes} peut rapidement augmenter avec les grandes distances parcourues par les rayons qui ont une forte inclinaison dans le concentrateur (figure II.8).

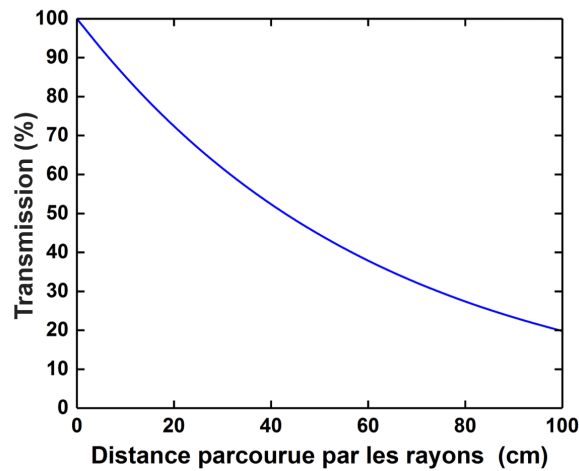


FIGURE II.8 – Transmission d'un matériau ayant des pertes linéiques de $1,62 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ (cas du Ce:YAG).

Bien que l'influence de la réabsorption soit difficile à quantifier, il existe des méthodes pour la mesurer. La réabsorption a tendance à modifier le spectre d'émission du matériau. Ainsi, en quantifiant le changement de forme spectrale d'un même matériau ayant ou non une géométrie de concentrateur, il est possible d'évaluer les effets de la réabsorption [Wilson 10, Ahn 07]. Les rayons rapidement extraits du concentrateur ne seront presque pas concernés par la réabsorption. Les rayons les plus concernés sont ceux qui sont piégés dans le concentrateur, c'est-à-dire les rayons dont l'angle ne permet une sortie par aucune des faces¹. Ces rayons parcourent de grandes distances avant d'être réabsorbés ou perdus à cause des pertes de la matrice. La réabsorption offre alors une "deuxième chance" à ces rayons de sortir du concentrateur puisqu'ils sont redistribués angulairement dans l'ensemble de l'espace. Le schéma logique de la figure II.9 donne un aspect plus visuel aux événements que rencontre un rayon dans le concentrateur et met en relief l'effet de la réabsorption.

1. Pour un parallélépipède rectangle, il existe en effet des rayons qui sont en réflexions totales internes sur les six faces.

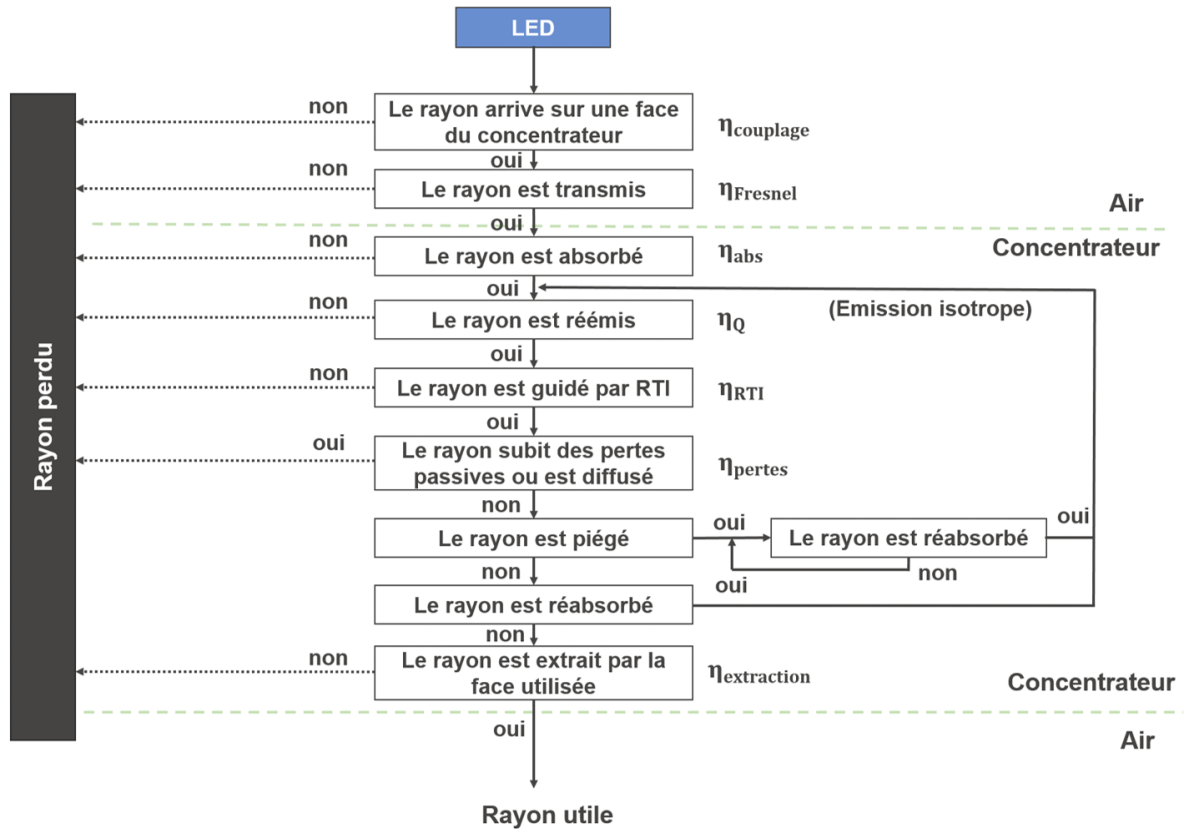


FIGURE II.9 – Schéma logique de l'évolution d'un rayon dans le concentrateur. Ce genre de schéma a été proposé par Thomas Gallinelli [Gallinelli 17] et a été adapté à l'approche choisie dans ces travaux.

L'extraction

Le dernier point essentiel concerne l'extraction de la lumière du concentrateur par l'une des petites faces choisie au préalable. Avant de présenter les architectures imaginées pour extraire un maximum de lumière du concentrateur, il convient de s'intéresser aux cas où une face du concentrateur est simplement en contact avec un matériau d'indice n' . Le cône d'échappement est alors défini par :

$$\Omega'_{RTI} = 2\pi (1 - \cos\theta'_{RTI}) \quad (\text{II.20})$$

où θ'_{RTI} , l'angle limite de réflexion totale interne entre un milieu d'indice n et n' est défini par $\theta'_{RTI} = \sin^{-1}(n'/n)$.

Les rayons situés dans le cône d'échappement vont subir la réflexion de Fresnel à l'interface entre le concentrateur d'indice n et le milieu extracteur d'indice n' . Le coefficient de transmission T_{ext} est la moyenne des transmissions de Fresnel pour les polarisations TM et TE calculées selon la même structure que l'équation II.15.

Dans ce cas, le rendement d'extraction se note :

$$\eta_{extraction} = \frac{\Omega'_{RTI}}{2\pi} \cdot T_{ext} \quad (\text{II.21})$$

La différence entre l'indice du concentrateur et l'indice du milieu où se trouve la face de sortie est cruciale. Pour appréhender cette dépendance, il est utile de tracer l'évolution du produit $\eta_{Fresnel} \cdot \eta_{RTI} \cdot \eta_{extraction}$ en fonction de l'indice de réfraction du concentrateur pour différentes valeurs d'indice du milieu d'extraction (n') (figure II.10). Pour une valeur d'indice

du milieu d'extraction fixe, deux régimes sont observables. Si l'indice du concentrateur est plus faible que celui du milieu extracteur, toute la lumière (pondérée sur les réflexions de Fresnel) est transmise par la face de sortie. Dans le cas inverse, la réflexion totale interne intervient, ce qui réduit la part de lumière extraite. Le cas idéal correspond à une extraction dans un milieu de même indice que le concentrateur.

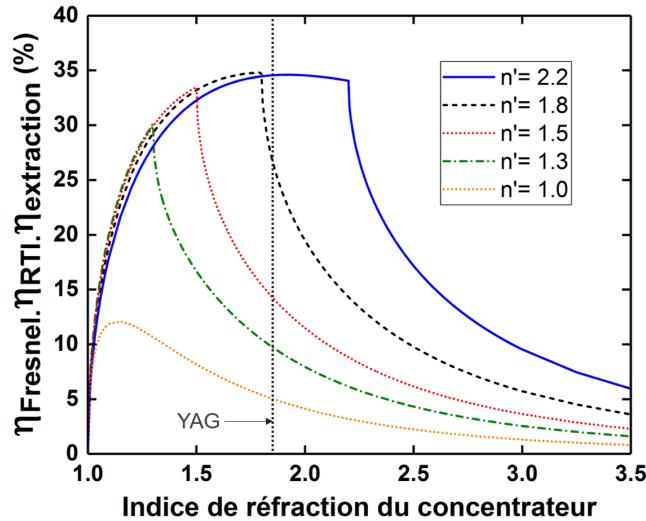


FIGURE II.10 – Évolution du produit $\eta_{Fresnel} \cdot \eta_{RTI} \cdot \eta_{extraction}$ avec l'indice de réfraction du concentrateur dans le cas d'un concentrateur dans l'air dont la face de sortie est plongée dans un milieu d'indice n' .

De nombreuses stratégies ont été proposées pour extraire la lumière des concentrateurs (figure II.11). Deux grands principes se dégagent suivant la présence ou non d'adaptation d'indice.

L'extraction par adaptation d'indice se fait en mettant en contact la face de sortie avec un matériau ayant un indice de réfraction proche de celui de la matrice du concentrateur. Cela peut se faire avec un matériau absorbant : c'est le cas dans lequel une cellule photovoltaïque [Debije 12] ou un cristal laser [Barbet 16b] est directement collé à la face de sortie du concentrateur (figure II.11.d). D'autres milieux à adaptation d'indice, mais non absorbants, peuvent être utilisés comme des concentrateurs paraboliques [Roelandt 15, de Boer 19] (figure II.11.e) et des lentilles boules [Pichon 18b] (figure II.11.f). Les rayons qui entrent dans la lentille boule vont rencontrer une interface verre/air sphérique qui va favoriser leur extraction. L'épaisseur de la lentille est définie par $R + R/n$ (avec R le rayon de la lentille boule et n l'indice de réfraction du verre). Cela permet de placer la face de sortie du concentrateur au point de Young-Weierstrass et d'éviter les aberrations de l'image dans les plans horizontaux et verticaux [Balland 07]. Cette configuration permet de multiplier par 2,5 la quantité de lumière en sortie de la lentille boule par rapport à un concentrateur entièrement placé dans l'air.

L'augmentation de l'extraction se fait aussi sans réaliser d'adaptation d'indice. C'est le chemin emprunté par Thomas Gallinelli *et al.* qui proposent deux solutions. La première consiste à dépolir la face de sortie dans le but de privilégier la diffusion et ainsi permettre à plus de rayons de quitter le concentrateur [Gallinelli 17] (figure II.11.b). Cette technique permet d'augmenter la quantité de lumière extraite d'un facteur 1,5 par rapport à une face polie. La deuxième proposition consiste à couper une des petites faces du concentrateur en forme de biseau (figure II.11.c). Dans ce cas, l'orientation de cette face permet à des rayons piégés de sortir du concentrateur. Cette face est alors la seule et unique porte de sortie pour ces rayons et augmente d'un facteur 2,2 la quantité de lumière extraite [Gallinelli 19].



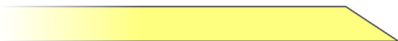
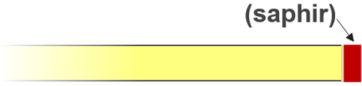
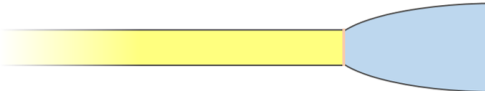
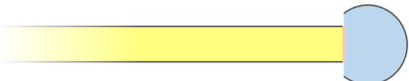
			$\eta_{\text{Fresnel}} \cdot \eta_{\text{RTI}} \cdot \eta_{\text{extraction}}$
a)		Face polie	5.1 %
b)		Face dépolie	7.6 %
c)		Face en biseau	11 %
d)		Milieu absorbant (saphir)	13 %
e)		CPC	11 %
f)		Lentille boule	13 %

FIGURE II.11 – Différentes stratégies explorées pour extraire la lumière d'un concentrateur. a) Référence : face polie. b) Face dépolie [Gallinelli 17]. c) Face coupée en biseau [Gallinelli 17]. d) Ajout d'un milieu absorbant [Barbet 16a]. e) Ajout d'un concentrateur parabolique (CPC) [Roelandt 15]. f) Ajout d'une lentille boule [Pichon 18b].

1.2.3 Vision globale des mécanismes en jeu

Les concentrateurs luminescents reposent donc sur des phénomènes physiques simples : le processus d'absorption/émission, la réflexion totale interne et le facteur de forme. Cependant, on se rend compte rapidement que les différentes caractéristiques du concentrateur comme ses dimensions, le dopage en luminophores ou son indice de réfraction vont avoir des effets antagonistes sur les performances du système. De prime abord, ce système physique semble simple. Il est en fait plus complexe qu'il n'y paraît. Une configuration parfaite n'existe pas et tout devient affaire de compromis. La figure II.12 propose une vision épurée et globale des différents paramètres qui entrent en jeu dans la construction du facteur de concentration. Il se construit autour de la technologie LED, des caractéristiques des luminophores et de la matrice hôte ainsi que du système d'extraction de la lumière. Ces quatre grands axes sont les clés pour la conception de concentrateurs performants.

De manière plus synthétique, un concentrateur luminescent performant repose sur un certain nombre d'éléments :

- avoir un facteur de forme élevé (G).
- déposer la densité de LED la plus élevée possible (η_{Fill}).
- choisir des luminophores ayant un défaut quantique faible.
- choisir une matrice avec un indice de réfraction entre 1,6 et 2,1.
- choisir une matrice caractérisée par des pertes passives et une réabsorption faible.
- mettre en place un système d'extraction efficace.

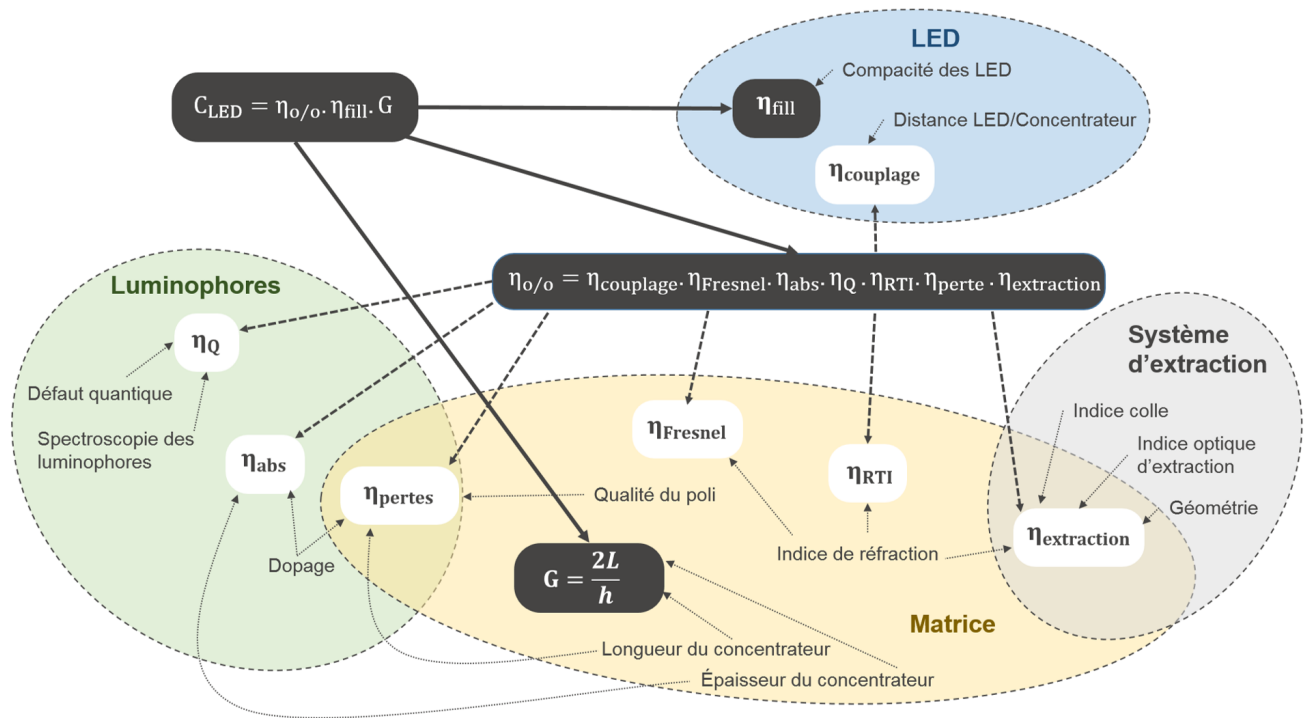


FIGURE II.12 – Vision globale des différents éléments qui interviennent dans le calcul du facteur de concentration.

1.3 État de l'art des concentrateurs luminescents éclairés par LED

1.3.1 Matériaux utilisés

Si les concentrateurs luminescents dans le domaine du photovoltaïque ont vu le jour à la fin des années 1970, leur diffusion à d'autres champs d'application ne s'est faite que tardivement. L'arrivée des LED aux nitrures sur le marché, au milieu des années 2000, change la donne. En effet, certaines équipes diversifient leurs approches et envisagent de concentrer la lumière issue de LED [Yang 09]. Cependant, les matériaux organiques constitutifs des concentrateurs ne résistent pas aux forts éclaircements des LED qui peuvent être jusqu'à deux ordres de grandeur au-dessus de l'éclaircissement du soleil au niveau du sol [Cho 17b]. Cette nouvelle voie empruntée par les concentrateurs luminescents nécessite un travail de fond sur de nouvelles matrices capables d'être associées aux LED. Pour cela, certaines équipes se tournent vers les matériaux scintillateurs, qui sont généralement des monocristaux utilisés pour la détection de particules de haute énergie [Dorenbos 96]. Ces cristaux ont des temps de fluorescence de l'ordre de la dizaine ou la centaine de nanosecondes et sont caractérisés par des pertes très faibles. De plus, leurs propriétés spectroscopiques restent inchangées jusqu'à 250 °C [Arjoca 15]. Ces qualités, alliées à leur maturité technologique, en font des candidats de choix pour être couplés aux LED dans le but de mettre au point des sources de forte luminance. Les matériaux scintillateurs les plus courants sont l'iodure de sodium dopé au thallium (Tl:NaI), le germanate de bismuth (BGO) ainsi que les grenats d'yttrium-aluminium et de lutécium-aluminium dopés au cérium (Ce:YAG et Ce:LuAG) dont les spectres d'émission sont représentés sur la figure II.13.

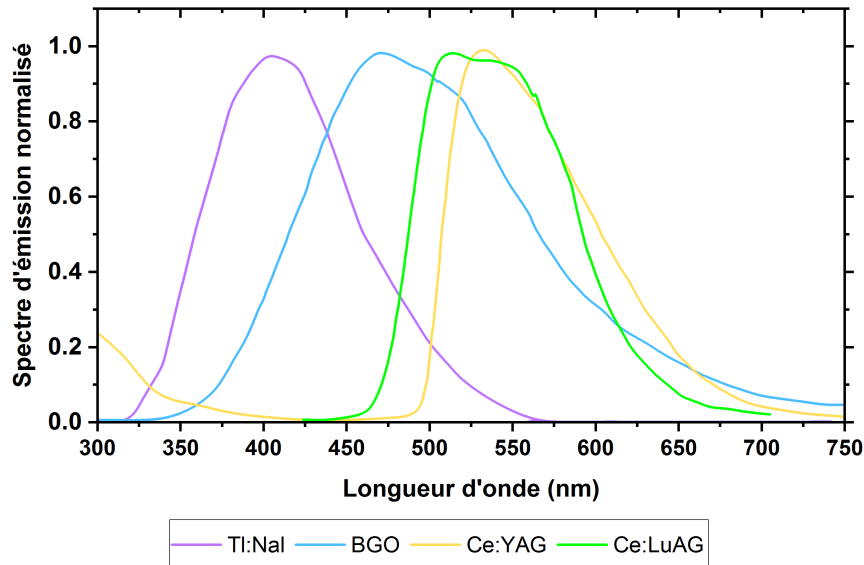


FIGURE II.13 – Spectre d'émission de cristaux utilisés comme scintillateurs (TI:NaI, BGO, Ce:YAG et Ce:LuAG). Source : société Crytur.

Pour pouvoir utiliser ces cristaux, il faut que leur spectre d'absorption soit en accord avec le spectre d'émission de LED dans l'ultraviolet ou le bleu. Les spectres d'absorption du TI:NaI et du BGO se trouvent à des longueurs d'ondes basses par rapport aux LED performantes. Le Ce:YAG et le Ce:LuAG, quant à eux, ont un spectre d'absorption autour de 450 nm (figure II.14). Le Ce:YAG est particulièrement remarquable car son association aux LED bleues sous forme de poudre a déjà fait ses preuves pour la conception des LED blanches (chapitre I). C'est pour cette raison que les premières équipes qui ont travaillé sur les concentrateurs ont utilisé ce cristal [Roelandt 15].

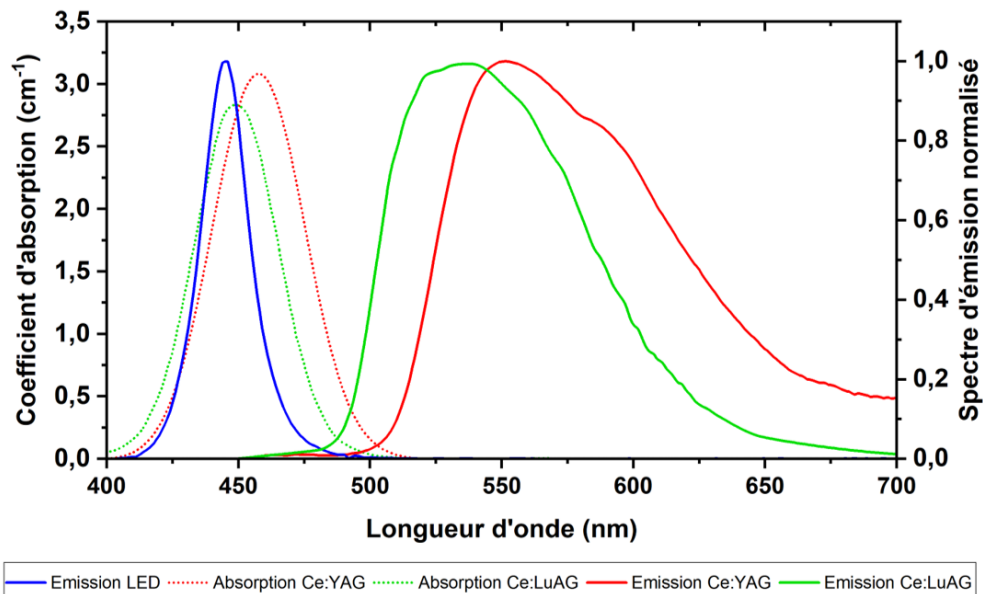


FIGURE II.14 – Spectres d'émission du Ce:YAG et du Ce:LuAG ainsi que le recouvrement entre le spectre d'émission d'un LED bleu et les spectres d'absorption du Ce:YAG et du Ce:LuAG.

1.3.2 État de l'art des concentrateurs luminescents en Ce:YAG éclairés par LED

Depuis 2015, trois équipes ont commencé à mettre au point des concentrateurs luminescents en Ce:YAG éclairés par LED bleues. À la base, ces trois équipes sont motivées par le constat du manque de sources dans la gamme du vert-jaune. Une équipe des laboratoires de la société Philips (De Boer *et al.* [de Boer 16b]) souhaite utiliser des sources de forte luminance dans le vert principalement pour la vidéo-projection. La deuxième équipe du laboratoire de l'Imperial College de Londres (Sathian *et al.* [Sathian 17]) a l'intention de mettre en place des sources dans le jaune pour des applications médicales. La distinction entre le sang veineux et le sang artériel peut se faire à ces longueurs d'onde car l'adsorption du sang change si les globules rouges sont chargés ou non en oxygène. Le troisième groupe ayant fait intervenir de telles sources est basé sur un projet ANR entre le laboratoire Charles Fabry, le laboratoire de Physique des Lasers et la société Effilux (Barbet *et al.* [Barbet 16a]) qui vise à mettre en place des sources de pompage simples et peu coûteuses dans le visible pour des lasers solides.

Dès 2012, De Boer *et al.* proposent une étude expérimentale et numérique des différents paramètres qui entrent en jeu dans les concentrateurs luminescents [de Boer 12]. Les choses s'accroissent avec l'arrivée des LED de type *thin-film flip-chip* sur le marché, qui sont des composants de choix pour tapisser les grandes faces d'un concentrateur avec un grand facteur de remplissage. En 2015, de Boer *et al.* couplent un concentrateur de Ce:YAG avec des LED bleues et parviennent à extraire la lumière du concentrateur luminescent grâce à une adaptation d'indice à l'aide d'un concentrateur parabolique [Roelandt 15] (schématisé sur la figure II.11). De manière quasi-simultanée, Sathian *et al.* présentent une source analogue [Sathian 15] qui sera suivie d'un dépôt de brevet [Sathian 16] puis de la publication d'un article [Sathian 17]. En 2016, Barbet *et al.* présentent dans la revue *Optica* le premier laser solide pompé par un concentrateur luminescent éclairé par LED suivi par le dépôt d'un brevet [Barbet 15]. Depuis 2016, l'équipe du laboratoire de la société Philips a réalisé un grand travail d'ingénierie autour de ces systèmes qui ont donné lieu au dépôt de plusieurs brevets, articles et présentations [de Boer 16b, de Boer 17, de Boer 16a, Antonis 17].

Le tableau II.3 résume les systèmes de concentrateurs en Ce:YAG éclairés par LED mis en place par les différentes équipes qui se sont intéressées au sujet. Les concentrateurs développés par De Boer *et al.* et Sathian *et al.* sont utilisés pour l'illumination. Ils fonctionnent en régime continu et un système d'extraction de la lumière est mis au point. Les concentrateurs élaborés par Barbet *et al.* fonctionnent en régime quasi-continu pour le pompage de lasers solides, les résultats présentés ici ne prennent pas en compte un couplage dans un milieu laser mais une extraction directement dans l'air. Le concentrateur développé par De Boer *et al.* délivre une puissance de 18 W avec un facteur géométrique faible mais un facteur de remplissage et une efficacité optique élevés. Sathian *et al.* ont adopté une stratégie différente pour arriver à une puissance de sortie relativement proche (20 W). Dans leur cas, le facteur géométrique est très élevé mais le facteur de remplissage et l'efficacité optique sont plus faibles. Barbet *et al.*, mesurent des puissances crêtes beaucoup plus élevées car les concentrateurs utilisés sont plus larges, ce qui permet d'utiliser beaucoup plus de LED. Par ailleurs, les LED sont alimentées en régime quasi-continu ce qui autorise une alimentation avec des courants supérieurs aux limites définies par le constructeur en régime continu. Dans ces conditions, des puissances crêtes de 434 W sont obtenues lorsque la face de sortie du concentrateur est située dans l'air.

Référence	[de Boer 16b]	[Barbet 16b]	[Sathian 17]	[Barbet 16a]	[Barbet 16a]
Régime de fonctionnement	CW	100 μ s/ 100 Hz	CW	15 μ s / 10 Hz	15 μ s / 10 Hz
Extraction	CPC	air	Tapered optics	air	air
Dimensions L x l x h (mm ³)	52 x 1,9 x 1,2	100 x 9 x 1	304 x 4,26 x 0,57*	100 x 2,5 x 1	100 x 14 x 1
Facteur géométrique (G)	43	200	533	200	200
Nombre de LED	56	350	176**	288	1152
Facteur de remplissage (η_{Fill}) (%)	56	19	6,8**	58	41
Puissance*** (W)	18	43	20	87	434
Éclairement*** (W/cm ²)	345	478	720	3500	3100
Luminance*** (W/cm ² /sr)	110	152	236	1114	987
Efficacité optique ($\eta_{o/o}$) (%)	21	6,6	9,8	6,1	7,2
Facteur de concentration (C_{LED})	5,1	2,5	3,5**	7,1	5,9

TABLE II.3 – Performances des concentrateurs de Ce:YAG développés par les différentes équipes travaillant sur le sujet.* Ce concentrateur de 304 mm de longueur est composé de quatre morceaux de Ce:YAG collés. ** Estimation d’après les éléments de l’article [Sathian 17]. *** Les valeurs de puissance, d’éclairement et de luminance sont des valeurs moyennes ou crêtes en fonction du régime continu ou quasi-continu.

Alors que les LED bleues sont caractérisées par des éclairements avoisinant 500 W/cm² sur des surfaces de 1 mm² en régime quasi-continu, les concentrateurs luminescents peuvent atteindre des éclairements de 3,5 kW/cm² sur des surfaces de 14 mm², ce qui correspond à des facteurs de concentration jusqu’à 7,1. Il est courant de présenter les concentrateurs luminescents comme des systèmes capables de dépasser d’un ordre de grandeur la luminance des LED.

Une diversification plus grande du spectre d’émission des concentrateurs dopés aux ions Ce³⁺ est envisageable en modifiant la matrices hôte. Les matrices de LuAG, LuYAG et YG-daG sont étudiées par De Boer *et al.* [de Boer 17].

Les concentrateurs luminescents sont des objets utilisés depuis plus de 30 ans dans le domaine du photovoltaïque. Pourtant, ils n’ont été couplés avec des LED que très récemment pour réaliser des sources de forte luminance. Dans cette configuration, ils ont démontré des performances remarquables pour la vidéo-projection ou le pompage de lasers. Il faut noter que nous avons mis au point une source basée sur 144 LED bleues et un concentrateur luminescent de Ce :YAG pour l’éclairage industriel décrit en annexe A. Est-il possible d’utiliser ce principe pour développer des sources dans le SWIR plus performantes que la source développée dans le chapitre I?

2 Développement d'un concentrateur Yb,Er:verre dans le SWIR éclairé par des LED infrarouges

Le chapitre I expose en détail les motivations liées aux applications dans le SWIR comme la détection de l'eau ou l'inspection des *wafers* de silicium. Jusqu'à maintenant, aucun concentrateur luminescent ayant un spectre d'émission dans le SWIR n'a été présenté. Plusieurs concentrateurs luminescents pour le photovoltaïque ont été développés en dessous de 1100 nm. En effet, pour réaliser des concentrateurs de grande dimension pouvant être utilisés comme surfaces vitrées dans les bâtiments, ils doivent être transparents dans le visible. Ce genre de concentrateur absorbe souvent autour de 700 nm et a une émission entre 800 nm et 1000 nm [Meinardi 17, Meinardi 14, Zhao 13, Rondao 17]. Dans les premiers articles traitant des concentrateurs luminescents, l'utilisation d'ions néodymes dans une matrice de verre est proposée [Weber 76], l'absorption se faisant autour de 580 nm et l'émission à 880 nm et 1064 nm. Cependant, la lumière émise à 880 nm est fortement réabsorbée et la lumière émise à 1064 nm est éloignée de la bande efficace des cellules de silicium. Pour augmenter l'efficacité de ces concentrateurs, le co-dopage du verre avec des ions néodymes et ytterbiums est évoqué. Le néodyme transmet son énergie à l'ytterbium qui va émettre à 1030 nm, une longueur d'onde plus proche du maximum de sensibilité des cellules photovoltaïques au silicium [Reisfeld 81]. Depuis ces propositions, très peu d'études ont été menées sur des concentrateurs dans ces gammes de longueurs d'onde. Le développement des concentrateurs luminescents dans le SWIR a donc été largement limité ce qui se comprend car les cellules photovoltaïques basées sur le silicium sont inefficaces à ces longueurs d'onde. Dans le contexte du déploiement des caméras InGaAs, l'intérêt de tels concentrateurs est renouvelé. Cette section présente un concentrateur luminescent basé sur l'association de LED à 940 nm et de l'Yb,Er:verre.

2.1 Choix des LED et des dimensions de l'Yb,Er:verre (G et η_{fill})

L'approche théorique globale des concentrateurs luminescents éclairés par LED réalisée dans la partie précédente pose les bases pour concevoir de tels systèmes. Dans un premier temps, les choix faits sur les LED utilisées et les dimensions du concentrateur sont exposés. Ces deux éléments définissent le facteur géométrique G et le facteur de remplissage η_{fill} .

Rappelons brièvement le principe de cette source. Des LED à 940 nm éclairent un concentrateur luminescent d'Yb,Er:verre. La lumière des LED est absorbée par les ions ytterbium qui transfèrent leur énergie de manière non-radiative aux ions erbium qui, eux, émettent autour de 1550 nm (figure I.12). La longueur maximale des échantillons d'Yb,Er:verre proposés par le fournisseur est de 50 mm : c'est donc la longueur choisie pour les concentrateurs d'Yb,Er:verre. L'épaisseur du concentrateur est fixée à 2 mm pour atteindre une absorption suffisante et sa largeur de 2,5 mm est fixée par la dimension des LED. Ainsi, le facteur géométrique du concentrateur d'Yb,Er:verre de 50 x 2,5 x 2 mm³ éclairé sur une seule face est $G = 25$. $G = 50$ pour deux échantillons assemblés l'un au bout de l'autre avec une colle à photo-polymérisation UV d'indice de réfraction de 1,56 (NOA 61, Norland Product).

Les LED sont identiques à celles utilisées pour la source du chapitre I (Luxeon IR compact line). Commercialisées depuis 2017 par la société Lumiled, ce sont les LED avec une émission à 940 nm les plus compactes disponibles sur le marché. La surface émettrice de la LED est de 1 mm² pour une surface totale de 1,9 x 1,37 mm². Pour optimiser le facteur de remplissage η_{Fill} , les LED sont positionnées tête-bêche pour former deux lignes (figure II.15). L'alimentation se fait par groupe de huit LED en série. Sur une grande face du concentrateur (2,5 x 50 mm²), 64 LED sont réparties en deux lignes de 32 LED composées de 8 groupes de 8 LED en série. Le facteur de remplissage η_{Fill} atteint 51 % dans cette configuration.

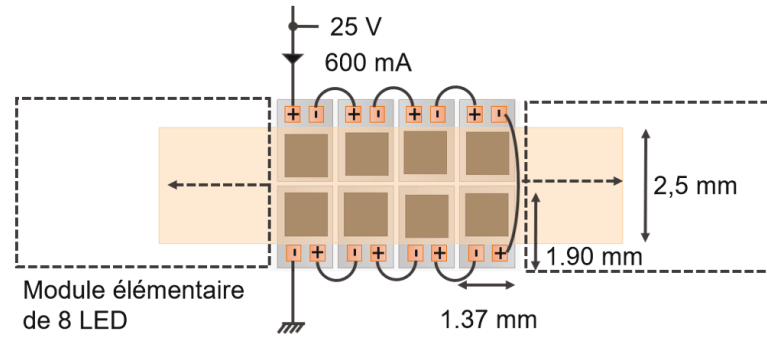


FIGURE II.15 – Schéma d'un module élémentaire de 8 LED en série sur lequel est posé un concentrateur de 2,5 mm de largeur. Plusieurs modules de 8 LED sont ajoutés pour former une ligne. Les branchements schématisés entre les LED sont effectués via le circuit imprimé.

Notons que le circuit imprimé permettant l'alimentation des LED est placé sur un système de refroidissement à eau. Chaque LED est soumise à une différence de potentiel de 3,2 V. Deux ampérages sont utilisés pour alimenter les LED. Dans une première phase d'exploration de l'efficacité optique, le courant d'alimentation des LED est limité à 100 mA, ce qui correspond à une puissance de 98 mW émise par chaque LED. Dans un second temps, le courant d'alimentation est élevé à 600 mA, chaque LED émet alors 520 mW. La puissance électrique qui alimente chaque module élémentaire de 8 LED est donc de 25 W. Les mêmes phénomènes de décalage spectral et d'élargissement du spectre des LED, présentés dans le chapitre I, interviennent (figure I.13).

2.2 Estimations détaillées des composantes de l'efficacité optique ($\eta_{o/o}$)

Après avoir défini le facteur géométrique et le facteur de remplissage de ce concentrateur luminescent, il convient d'étudier l'efficacité optique de ce système. Pour cela, l'étude est menée sur un concentrateur d'Yb,Er:verre de $50 \times 2,5 \times 2 \text{ mm}^3$ éclairé par 64 LED alimentées par un courant de 100 mA. L'étude de l'efficacité optique peut se faire de trois façons. La première consiste à mesurer directement la puissance émise par les LED et la puissance émise par le concentrateur. La deuxième vise à simuler numériquement un tel concentrateur sur un logiciel de tracé de rayons comme *LightTools*. Ces deux premières approches sont rapides mais ne permettent pas d'avoir une connaissance fine des différentes composantes de l'efficacité optique. La troisième méthode consiste à réaliser une étude plus en profondeur de l'efficacité optique par analyse des différents termes qui constituent ce paramètre en les calculant ou en les mesurant de manière séparée.

Lorsque les 64 LED sont alimentées avec un courant de 100 mA, leur puissance totale est de 6,3 W. On mesure une puissance de 140 mW en sortie du concentrateur, ce qui correspond à une efficacité optique de 2,2 % (mesure effectuée avec une sphère intégrante et un spectromètre AvaSpec NIR256-1.7). Par la suite, le concentrateur est modélisé sur le logiciel de tracé de rayons *LightTools* qui est basé sur la méthode de Monte-Carlo (figure II.16). Cette simulation prend en compte la modélisation des LED, de la matrice du concentrateur luminescent et des luminophores situés dans le concentrateur. Les LED doivent être caractérisées par leur spectre d'émission et leur puissance. La matrice du concentrateur est définie uniquement par son indice de réfraction. Les luminophores qui correspondent au couple ytterbium/erbium sont quant à eux caractérisés par leurs spectres d'émission et d'absorption (la réabsorption est prise en compte) ainsi que par le rendement quantique de photoluminescence. Pour obtenir une moyenne statistique avec une erreur faible, chaque simulation de Monte-Carlo est réalisée sur un grand nombre de rayons (jusqu'à 10^6). Les simulations effectuées rendent compte d'une efficacité optique de 2,5 %, ce qui est proche de la valeur mesurée en sachant que *LightTools*

ne prend pas en compte certaines imperfections telles que la rugosité et le non-parallélisme des faces du concentrateur.

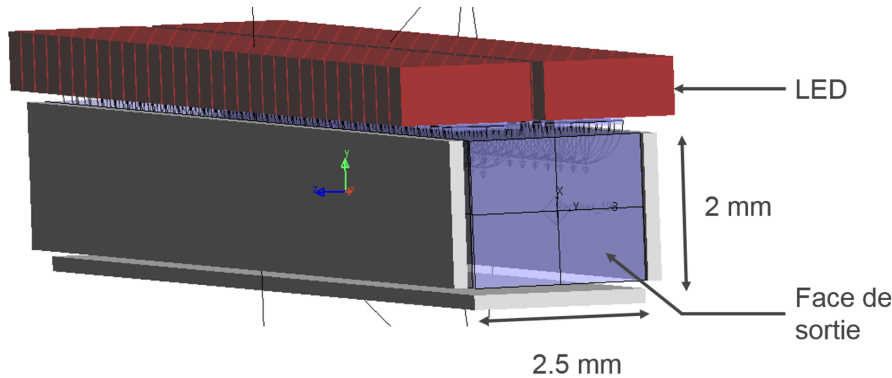


FIGURE II.16 – Représentation du concentrateur luminescent sur le logiciel *LightTools*. Les LED sont modélisées en rouge et le concentrateur en bleu.

Une estimation détaillée des composantes de l'efficacité optique est primordiale pour savoir quels paramètres modifier pour optimiser le système. Le tableau II.4 regroupe l'analyse de ces différentes composantes. Leur produit conduit à une efficacité optique de 2,3 % ; cette valeur s'accorde avec l'efficacité mesurée expérimentalement sur le système et la valeur simulée de l'efficacité.

Paramètre	Valeur	Commentaires
$\eta_{couplage}$	95,0 %	Estimé avec le logiciel LightTool (10 μm entre les LED et l'Yb,Er:verre).
$\eta_{Fresnel}$	92,8 %	Coefficient de Fresnel calculé pour des rayons entre -90° et 90° en prenant en compte les polarisations TE et TM.
η_{abs}	64,6 %	Mesure de l'absorption de la lumière émise par les LED dans 2 mm d'Yb,Er:verre en tenant compte du spectre d'émission de ces LED.
η_Q	59,9 %	Décalage de Stokes provenant du ratio entre le spectre d'émission des LED et le spectre d'émission du concentrateur (61,1 %) et un rendement quantique de photoluminescence fixé à 0,98 % [Ho 17].
η_{RTI}	37,9 %	Basé sur le calcul du cône permettant le guidage des rayons par réflexions totales internes vers la face de sortie.
η_{pertes}	80,4 %	Mesure des pertes ($2,79 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$) et de la réabsorption ($2,26 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$) à la longueur d'onde de pompe.
$\eta_{extraction}$	22,5 %	Calcul du cône d'échappement et des pertes de Fresnel à l'interface entre le concentrateur et l'air.
$\eta_{o/o}$	2,3 %	Efficacité optique mesurée : 2,2 % . Simulation numérique : 2,5 %
η_{fill}	51 %	-
G	25	-
C_{LED}	0,29	Facteur de concentration par rapport à une LED à 940 nm

TABLE II.4 – Valeur mesurée ou calculée des différentes composantes de l'efficacité optique et du facteur de concentration du concentrateur.

Les résultats regroupés dans le tableau II.4 font naître un certain nombre de commentaires si on prend le cas d'un concentrateur luminescent de Ce:YAG en référence [Sathian 17]. Les pertes imposées par les réflexions de Fresnel à l'entrée du concentrateur $\eta_{Fresnel}$ sont plus faibles que pour le Ce:YAG car le saut d'indice est plus élevé entre l'air et le Ce:YAG ($n = 1,83$) qu'entre l'air et l'Yb,Er:verre ($n = 1,53$). L'efficacité d'absorption (η_{abs}) est limitée par la concentration en ions ytterbium et par l'épaisseur du concentrateur. Cependant, si le concentrateur est trop épais, le facteur géométrique (G) baisse, ce qui va faire chuter le facteur de concentration. L'efficacité quantique (η_Q) est considérablement plus faible dans le cas de l'Yb,Er:verre comparé au Ce:YAG à cause du décalage de Stokes qui est beaucoup plus grand. L'efficacité liée aux réflexions totales internes (η_{RTI}) est bien plus faible que pour le Ce:YAG car la lumière est émise dans un matériau ayant un indice de réfraction plus faible. Les pertes (η_{pertes}) sont aussi plus élevées à cause de la réabsorption qui intervient sur l'ensemble du spectre d'émission de l'Yb,Er:verre. La réabsorption est prédominante et est évaluée en mesurant la transmission d'un morceau d'Yb,Er:verre à 1550 nm.

L'efficacité optique mesurée ($\eta_{o/o} = 2,25\%$) combinée au facteur géométrique ($G = 25$) et au facteur de remplissage ($\eta_{Fill} = 51\%$) donnent un facteur de concentration de 0,29. C'est une valeur bien plus faible que les facteurs de concentration traditionnellement obtenus avec le Ce:YAG. Dans la suite, plusieurs stratégies sont mises en œuvres pour augmenter la valeur du facteur de concentration.

2.3 Optimisation du facteur de concentration (C_{LED})

Dans le but d'augmenter le facteur de concentration d'un concentrateur d'Yb,Er:verre de $50 \times 2,5 \times 2 \text{ mm}^3$, plusieurs stratégies sont mises en œuvre. Tout d'abord, le facteur géométrique du concentrateur est augmenté en collant deux concentrateurs identiques avec une colle à photo-polymérisation UV à adaptation d'indice. Le facteur géométrique du nouveau concentrateur de $100 \times 2,5 \times 2 \text{ mm}^3$ est doublé et atteint une valeur de $G = 50$. Ensuite, un miroir en aluminium est placé contre la face opposée à la face de sortie. De cette manière, au lieu d'être émise par la deuxième petite face de $2,5 \times 2 \text{ mm}^2$, la lumière qui était perdue est recyclée dans le concentrateur vers la face de sortie. En d'autres termes, η_{RTI} augmente en récupérant la lumière émise dans le demi-espace opposé à la face de sortie. Un miroir en aluminium est ajouté sur la grande face du concentrateur dans le but d'augmenter η_{abs} car la lumière des LED qui n'a pas été absorbée lors du premier passage est ainsi réinjectée dans le concentrateur (le pompage se fait ici d'un seul côté). Finalement, le coefficient d'extraction est augmenté en collant une lentille boule de rayon 5 mm à la sortie du concentrateur. Pour avoir la meilleure adaptation d'indice, la lentille boule est en verre (N-BK7, diamètre mm). L'efficacité optique et le facteur de concentration des différentes configurations sont répertoriés dans le tableau II.5.



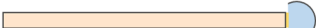







	Configuration	$\eta_{o/o}$	C_{LED}	Puissance (mW)	P/P_{ref}
A		2,25 %	0,29	141 (P_{ref})	1
B		2,71 %	0,35	170	1,2
C		3,13 %	0,40	196	1,4
D		3,62 %	0,46	227	1,6
E		4,30 %	0,55	270	1,9
F		1,41 %	0,36	177	1,3
G		1,63 %	0,42	204	1,4
H		1,91 %	0,49	240	1,7
I		2,18 %	0,56	273	1,9
J		2,56 %	0,65	321	2,3

TABLE II.5 – Évolution de l'efficacité optique, du facteur de concentration et de la puissance mesurée en sortie du dispositif pour les différentes configurations envisagées.

En prenant pour référence un concentrateur de $50 \times 2,5 \times 2 \text{ mm}^3$ (configuration A tableau II.5), l'ajout d'un miroir sur la face inutilisée de $2,5 \times 2 \text{ mm}^2$ entraîne une augmentation de l'efficacité optique de 20 % (configuration B tableau II.5). L'ajout d'une lentille boule améliore de 40 % l'efficacité optique (configuration C tableau II.5). L'ajout simultané du miroir et de la lentille boule conduit à une augmentation de 60 % de l'efficacité optique (configuration D tableau II.5). Finalement, ajouter un miroir permettant de recycler la lumière des LED non absorbée entraîne une augmentation de l'efficacité optique de 90 % qui atteint une valeur de 4,30 %.

Le collage de deux concentrateurs luminescents entraîne une baisse significative de l'efficacité optique. Cela s'explique par une augmentation de la réabsorption liée à un accroissement de la distance moyenne parcourue par les rayons avant d'atteindre la face de sortie. η_{pertes} atteint 52,0 % avec deux concentrateurs au lieu de 80,3 % avec un unique concentrateur. Cependant, avec deux concentrateurs, le facteur géométrique est multiplié par deux tout comme le nombre de LED qui éclairent le système. Ainsi, le facteur de concentration et la puissance en sortie du dispositif sont augmentés. En combinant deux concentrateurs (configuration F tableau II.5), un miroir sur la face inutilisée (configuration G tableau II.5), une lentille boule (configuration H tableau II.5) et un miroir de recyclage de la lumière des LED non-absorbée (configuration J tableau II.5), le facteur de concentration atteint une valeur de 0,65 pour une efficacité optique de 2,56 %.

Ce facteur de concentration reste faible par rapport aux valeurs obtenues sur des systèmes basés sur le Ce:YAG. Cependant, les puissances en sortie du dispositif sont déjà bien plus élevées que les puissances caractéristiques des LED dans le SWIR (18 mW à 1550 nm dé-

crit dans le tableau I.1). Pour atteindre les puissances maximales pouvant être extraites du concentrateur, le courant d'alimentation des LED est augmenté.

2.4 Performances du concentrateur Yb,Er:verre

Pour pouvoir augmenter le courant d'alimentation des LED et éviter un échauffement excessif du concentrateur, un système de refroidissement de l'Yb,Er:verre est mis en place. Pour cela, la configuration I du tableau II.5 est sélectionnée car elle donne un accès à l'une des grandes faces de $100 \times 2,5 \text{ mm}^2$ pour procéder au refroidissement. Ce refroidissement nécessite un contact mécanique entre un puits thermique et le concentrateur. Cela engendre une frustration de la réflexion totale interne qui réduit l'efficacité optique du système. Pour réduire au maximum cette surface de contact, le puits thermique a une forme pyramidale dont le sommet a une longueur de 100 mm et une largeur de $100 \text{ }\mu\text{m}$. Cela correspond à une surface de refroidissement de 10 mm^2 (figure II.17).

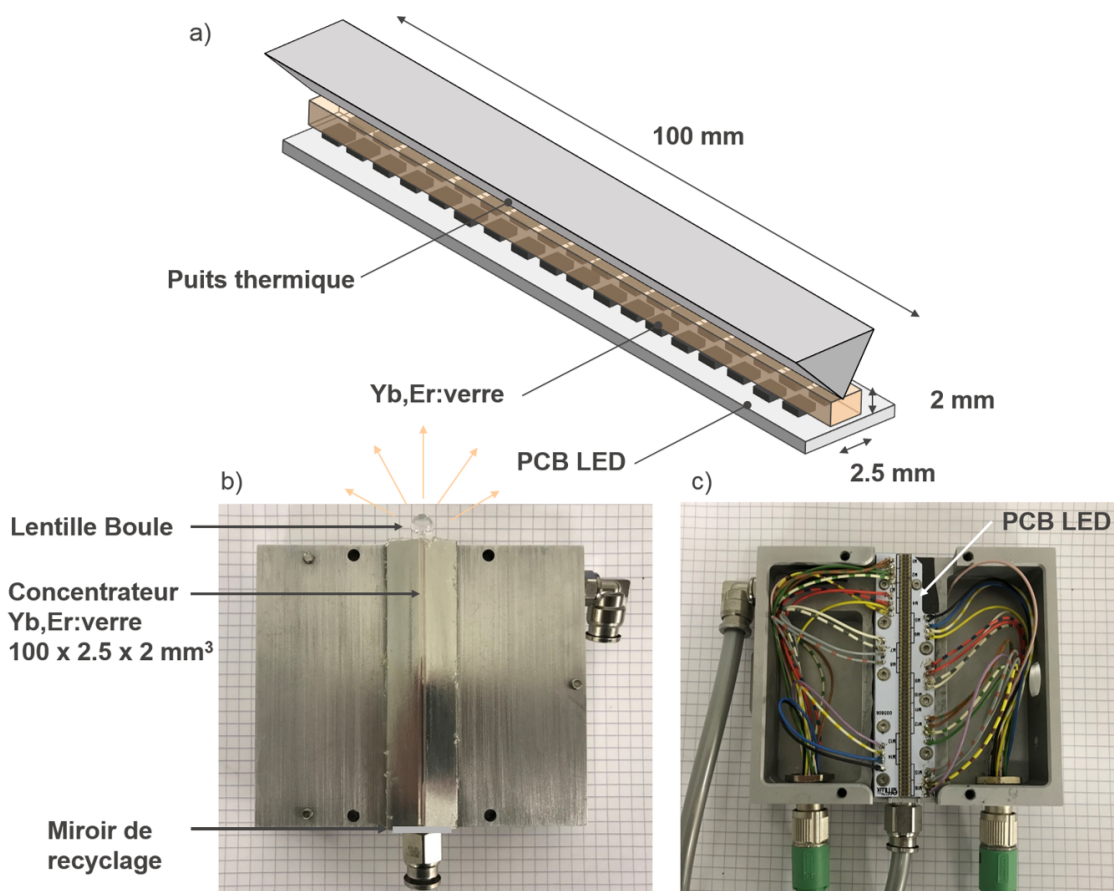


FIGURE II.17 – a) Schéma du dispositif avec le puits thermique de forme pyramidale (le nombre de LED n'est pas conforme à la réalité). b) et c) Photo du dispositif ouvert. b) Concentrateur de 100 mm de long déposé sur le puits thermique avec une lentille boule. c) Circuit imprimé regroupant les 128 LED.

Le spectre d'émission du concentrateur Yb,Er:verre est différent du spectre d'émission de la source mise au point dans le chapitre I (figure I.12). En effet, un même matériau va voir la forme de son spectre d'émission modifiée s'il a un facteur géométrique élevé. Cela s'explique par la superposition partielle des bandes d'émission et d'absorption qui engendre de la réabsorption et induit un décalage vers le rouge du spectre quand la distance moyenne parcourue dans le matériau est élevée [Sathian 17]. La modification du spectre du concentrateur par rapport au spectre de la source du chapitre I est représentée sur la figure II.18.

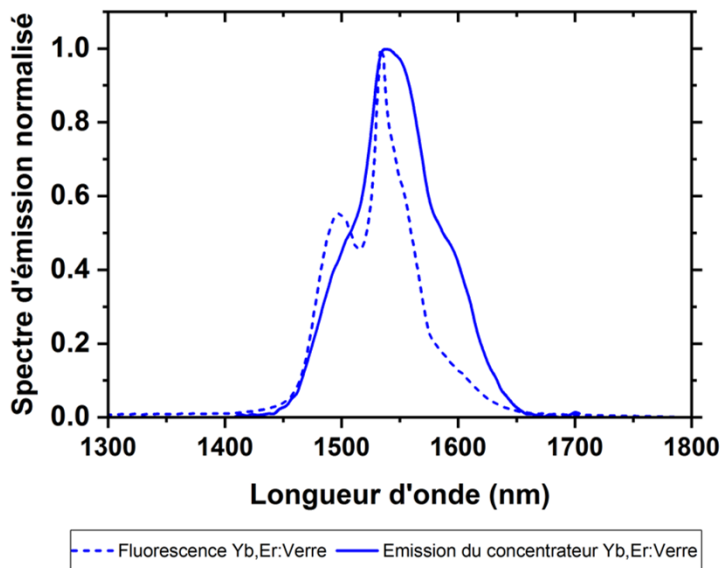


FIGURE II.18 – Spectre d'émission du concentrateur d'Yb,Er:verre superposé avec le spectre d'émission d'un morceau d'Yb,Er:verre ayant un facteur géométrique faible.

En alimentation continue, chaque LED peut être pilotée avec un courant allant jusqu'à 1 A. Pour éviter toute dégradation du système, le courant a été limité à 600 mA. Chaque LED émet alors 516 mW pour une puissance totale des 128 LED de 66 W. La puissance en sortie du concentrateur et sa température en fonction de la puissance des LED sont représentées sur la figure II.19. La température du concentrateur est mesurée via une caméra thermique et la mesure est confirmée par une sonde thermique. Le comportement est linéaire sur cette gamme de puissance délivrée par les LED, ce qui est de bon augure pour une possible montée en puissance du système.

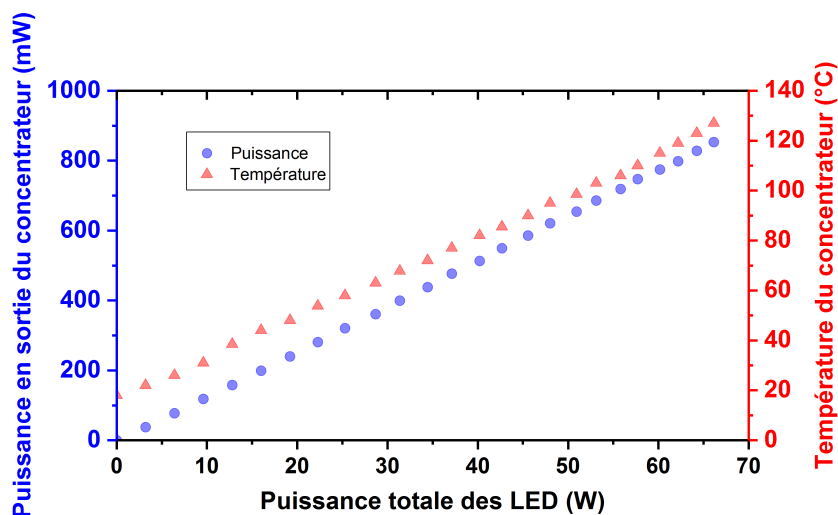


FIGURE II.19 – Évolution de la température et de la puissance en sortie du concentrateur en fonction de la puissance fournie par les LED.

L'évolution temporelle de la puissance en sortie du concentrateur ainsi que de sa température pendant une minute sont représentées sur la figure II.20. Pendant les 30 premières secondes d'activation du système, la température du concentrateur s'élève jusqu'à 127 °C. Du-

rant ce temps, la puissance en sortie du concentrateur ne fluctue que de 1 %. Cela s'explique par la modification des performances et du spectre des LED avec une augmentation de la température. En effet, à plus haute température, la baisse de l'efficacité des LED (environ de 12 %) est compensée par un meilleur recouvrement spectral comme présenté sur la figure I.13.

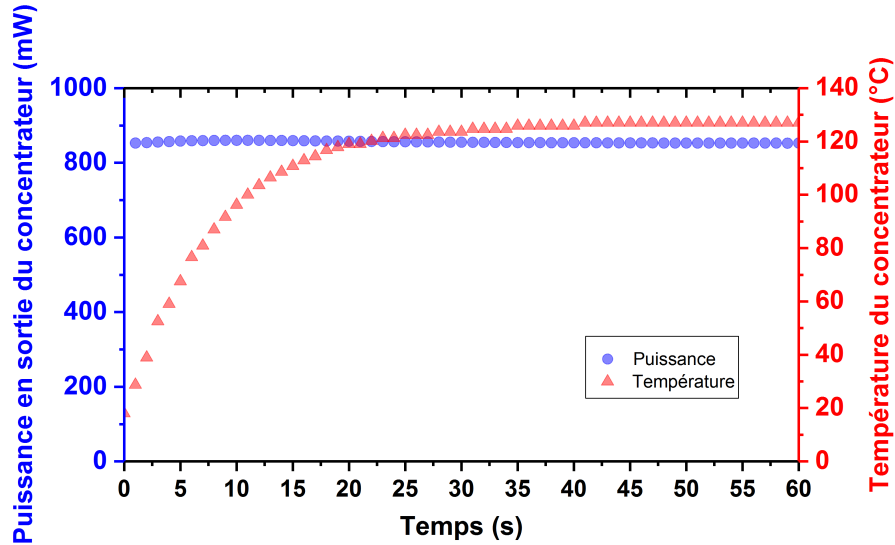


FIGURE II.20 – Évolution temporelle de la température et de la puissance en sortie du concentrateur.

Dans le régime stationnaire, la puissance en sortie du concentrateur atteint 850 mW avec une efficacité optique de 1,29 % et un facteur de concentration de 0,33. La baisse d'efficacité de 40 % par rapport à la configuration I du tableau II.5 est imputée au système de refroidissement.

3 Conclusion

Les concentrateurs luminescents éclairés par LED n'ont commencé à émerger que depuis 2015. Ce sont des sources relativement récentes qui ont fait leurs preuves dans le visible pour la vidéo-projection par exemple. Les travaux exposés dans ce chapitre proposent pour la première fois d'explorer les sources de forte luminance simples et robustes dans le SWIR. Le tableau II.6 synthétise les caractéristiques des différentes sources incohérentes à 1550 nm déjà présentées dans le chapitre I en y ajoutant les performances du concentrateur luminescent d'Yb,Er:verre présenté ici. La puissance en sortie de ce système dépasse la puissance d'une diode superluminescente d'un facteur 21 et celle d'une LED d'un facteur 47. Le concentrateur Yb,Er:verre a une luminance qui dépasse celle d'une LED à 1550 nm d'un facteur 9,5. La luminance de ce système est plus faible que celle d'une diode superluminescente. Il faut cependant prendre en compte la simplicité des concentrateurs luminescents et leur coût, plus faible que celui des diodes superluminescentes. La figure II.21 dresse une carte de la puissance des différentes sources du tableau II.6 en fonction de leur luminance. Les résultats présentés ici ont fait l'objet d'une publication dans le journal *Optic Express* [Pichon 18b].

	Unité	LED	Fluorescence Yb,Er:verre	SLD (fibré)	Concentrateur Yb,Er:verre
Modèle		USHIO Epitex*	Chapitre I	Thorlabs*	Chapitre II
Longueur d'onde centrale (FWHM)	nm (nm)	1550 (120)	1550 (80)	1550 (33)	1550 (80)
Puissance	mW	18	460	40	850
Émission spectrale à 1550 nm	mW/nm	0,52	19	4,7	35
Efficacité à la prise	%	2,1	4,2	4,5	0,47
Luminance	mW/mm ² /sr	5,7	1,4	13 000	54
Coût	€	36	300	2 000	1 000

TABLE II.6 – Caractéristiques et performances des sources de lumière incohérentes à 1550 nm en comparaison avec le concentrateur d'Yb,Er:verre.

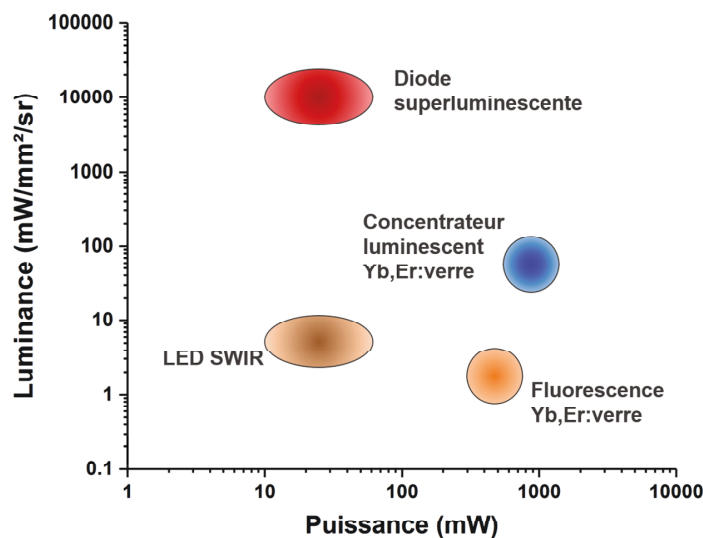


FIGURE II.21 – Carte puissance / luminance des sources de lumière incohérentes dans le SWIR.

De nombreuses améliorations peuvent être envisagées sur ce système. Par exemple, l'utilisation d'une matrice de YAG (indice 1,83) à la place d'une matrice de verre (indice 1,53) serait bénéfique (de tels cristaux pourraient être réalisés par la société Crytur). Un pompage sur les deux grandes faces du concentrateur permettrait de multiplier par deux la puissance en sortie du dispositif (le refroidissement se ferait alors sur les deux faces transversales). Pour diversifier le spectre d'émission de tels concentrateurs, des co-dopages ytterbium-bismuth et ytterbium-thulium sont envisageables et permettraient de couvrir une grande partie de la plage de détection des caméras InGaAs.

Comme pour le chapitre I, les sources présentées dans le chapitre II ont principalement des applications pour l'éclairage industriel. Un projet est notamment en cours pour l'inspection des *wafers* de silicium.

Dans la suite, on explore le potentiel des concentrateurs dans le visible pour le pompage de lasers accordables.

DEUXIÈME PARTIE

Les concentrateurs luminescents
éclairés par LED : source de
pompage pour les cristaux dopés
aux métaux de transition

Chapitre III

Le concentrateur luminescent, une source de pompage pour les lasers

Objectifs

Les concentrateurs luminescents éclairés par LED émettant dans le visible sont des sources aux caractéristiques intermédiaires entre les lampes flash et les diodes laser. La simplicité de ces sources laisse entrevoir des systèmes de pompage plus robustes et moins coûteux dans la gamme du vert-jaune par rapport aux lasers Nd:YAG doublés en fréquence. Ce chapitre a pour objectif de définir quels sont les cristaux laser susceptibles d'être associés aux concentrateurs luminescents dopés aux ions Ce^{3+} éclairés par LED. En premier lieu, un état de l'art du pompage par LED est dressé. Ensuite, la compatibilité de plusieurs cristaux dopés aux métaux de transition avec les concentrateurs luminescents émettant dans le visible est évaluée.

Sommaire

1 État de l'art du pompage par LED	72
1.1 Le pompage par LED direct	72
1.1.1 1960-1980 : premiers pas du pompage par LED	72
1.1.2 2000-2014 : renaissance et diversification des milieux pompés. . .	73
1.1.3 Depuis 2014 : montée en puissance et augmentation en efficacité	74
1.2 Le pompage par LED indirect via un concentrateur luminescent	75
1.3 Intérêt d'un concentrateur luminescent dopé aux ions Ce^{3+} éclairé par LED comme source de pompage	77
2 Les cristaux dopés aux métaux de transition	81
2.1 Caractéristiques des cristaux dopés aux métaux de transition	81
2.1.1 Spectroscopie des métaux de transition	81
2.1.2 Le saphir dopé au titane	82
2.1.3 Les cristaux de colquiriite dopés au chrome	84
2.1.4 Le rubis	85
2.1.5 L'alexandrite : cristal caméléon	86
2.1.6 Cr :YAG et Cr :forsterite.	88
2.1.7 Bilan	89
2.2 Le gain : un paramètre clé	91
2.3 Compatibilité des cristaux avec les concentrateurs luminescents	95
3 Conclusion	98

1 État de l'art du pompage par LED

Le pompage par LED se divise en deux grandes catégories : le pompage direct et le pompage indirect. Dans le cas du pompage direct, les LED sont placées directement sur les faces du milieu à gain. Ce type de pompage est étudié depuis les années 1960. Le pompage par LED indirect est beaucoup plus récent [Barbet 16b] et fait intervenir un concentrateur luminescent. Quelles sont les caractéristiques du pompage par LED et en particulier du pompage par LED via des concentrateurs luminescents ? Comment ce type de pompage se positionne-t-il par rapport au pompage par lampes flash ou par laser ? La caractérisation de ces systèmes de pompage est un premier pas vers le choix des cristaux laser avec lesquels ils sont compatibles.

1.1 Le pompage par LED direct

Dans les premières pages de son manuscrit de thèse, Adrien Barbet dresse un bilan complet des travaux liés au pompage de laser par LED jusqu'en 2016 [Barbet 16a]. La figure III.1 présente une version réactualisée de l'évolution du nombre de publications, de communications et de brevets en lien avec le pompage par LED depuis 1960. Les premières preuves de concept sur le pompage par LED ont été réalisées seulement quatre années après le développement du premier laser à rubis de Theodore Maiman. Plusieurs systèmes sont mis au point dans les années 1970 avant que le sujet ne soit abandonné dans les années 1980 et 1990 avec l'arrivée des diodes laser. Le pompage par LED semble rencontrer un regain d'intérêt depuis la commercialisation à grande échelle des LED blanches dans les années 2000. Cette section présente rapidement les systèmes élaborés par le passé pour mieux mettre en lumière les architectures récemment développés.

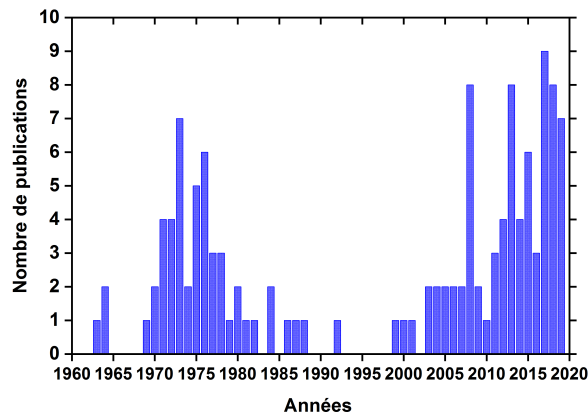


FIGURE III.1 – Nombre de publications, communications et brevets liés au pompage par LED depuis la conception du premier laser en 1960.

1.1.1 1960-1980 : premiers pas du pompage par LED

Le premier laser pompé par LED a été réalisé avec du fluorure de calcium dopé au dysprosium (Dy:CaF_2) [Ochs 64]¹. Par la suite, la plupart des études se concentrent sur les cristaux dopés aux ions terres rares avec principalement le Nd:YAG comme sujet d'étude [Allen 69, Ostermayer 71, Farmer 74, Stone 76] et plus rarement l'Yb:verre [Reinberg 71]. C'est

1. Il est difficile de faire la distinction entre diodes laser et diodes électroluminescentes dans les travaux réalisés avant la fin des années 1970 car le terme "LED" n'existe pas encore. Le mot "diode" peut alors faire référence à l'une ou l'autre des technologies. Parfois, la distinction est faite entre *incoherent diode* et *coherent diode* ce qui permet de bien authentifier certains travaux comme étant relatifs au pompage par LED.

aussi à cette époque qu'est développé le premier laser pompé par LED en régime déclenché [Kuratev 84]. La figure III.2 est issue de la publication [Allen 69] ; elle illustre bien les caractéristiques des systèmes de pompage par LED de cette époque. Bien que certaines démonstrations se fassent à température ambiante, la majorité sont réalisées à des températures cryogéniques qui améliorent les caractéristiques spectroscopiques des milieux à gain et les performances des LED. Les LED utilisées ont des spectres d'émission entre 800 nm et 950 nm et des éclaircements entre $0,1 \text{ W/cm}^2$ et 10 W/cm^2 . L'efficacité optique des systèmes se situe entre 0,1 % et 5 %.

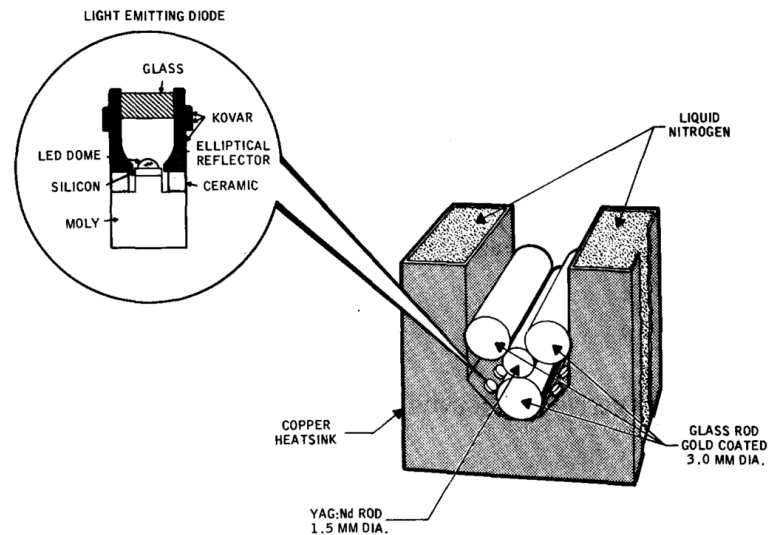


FIGURE III.2 – Laser Nd:YAG pompé par LED présenté par Allen & Scalise [Allen 69].

Après la fin des années 1970, les diodes laser offrent de plus grands éclaircements de pompe que les LED : le champ de recherche du pompage par LED est abandonné.

1.1.2 2000-2014 : renaissance et diversification des milieux pompés.

Après l'abandon du pompage par LED à la fin des années 1970, c'est le succès commercial de la LED dans les années 2000 qui amorce un regain d'intérêt pour ce domaine de recherche. Les LED bleues vont rapidement être utilisées pour le pompage de systèmes reposant sur plusieurs types de milieux. Dès 2004, Lee *et al.* proposent de pomper des amplificateurs à guides d'ondes dopés à l'erbium avec des LED bleues [Lee 04, Lee 05, Lee 06]. Les premiers lasers à polymère pompés par LED sont construits par Wei *et al.* ainsi que Turnbull *et al.* [Wei 06, Turnbull 08, Turnbull 10, Yang 09]. Le principe du laser à polymère présenté par Turnbull *et al.* est illustré sur la figure III.3. Les LED sont utilisées en régime quasi-continu pour permettre une alimentation en courant plus importante qu'en régime continu : en injectant 1,5 A en continu, les LED ont un éclaircissement de 28 W/cm^2 contre 255 W/cm^2 en injectant 160 A sur des durées de 47 ns. Les LED ont aussi été utilisées pour le pompage de lasers à semiconducteurs [Liu 13] et de fibres dopées aux terres rares [Htein 12, Htein 14a, Htein 14b]. À la différence des premiers lasers pompés par LED, ces systèmes fonctionnent le plus souvent à température ambiante pour des éclaircissements de pompe de plusieurs centaines de watts par centimètre carré.

Il faut attendre 2011 pour envisager à nouveau le pompage de cristaux laser. Lee *et al.* réalisent une étude numérique pour statuer sur la possibilité de réaliser une inversion de population en pompant des barreaux laser de Nd:YAG et de Ti:saphir avec une quarantaine de LED en régime quasi-continu [Lee 11]. Un montage expérimental est réalisé sur un cristal de Nd:YAG sans démonstration de l'effet laser.

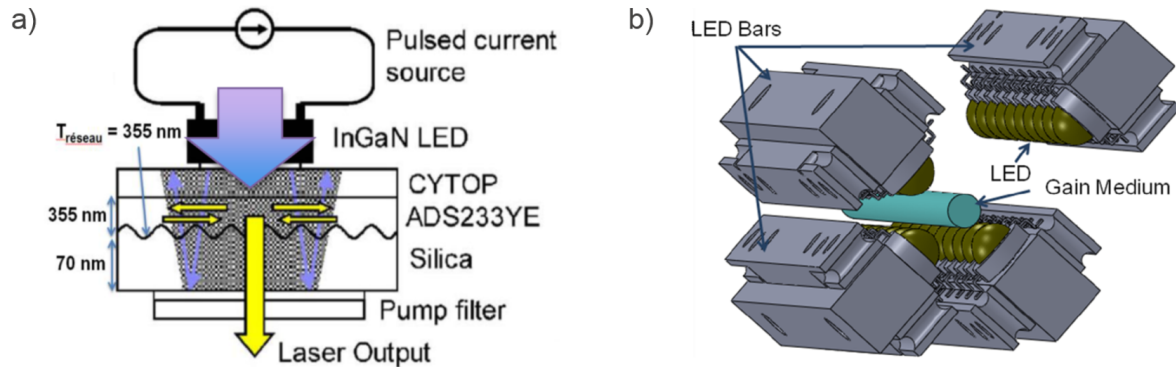


FIGURE III.3 – a) Laser à polymères pompé par LED développé par l'équipe de Graham Turnbull et Ifor Samuel [Yang 09]. b) Représentation de l'étude menée par Lee *et al.* [Lee 11].

1.1.3 Depuis 2014 : montée en puissance et augmentation en efficacité

Dans le cadre du projet ANR EDELVEIS qui a regroupé le Laboratoire Charles Fabry, le Laboratoire de Physique des Lasers et la société Effilux, le pompage par LED de lasers solides cristallins a fait peau neuve. En 2014, un laser au Nd:YVO₄ pompé avec des LED à 850 nm est présenté [Barbet 14]. L'effet laser est obtenu à température ambiante en utilisant 36 LED pour une efficacité optique de 0,5 %. Par la suite, plusieurs équipes s'intéressent au sujet et travaillent exclusivement sur des cristaux dopés aux ions terres rares. Villars *et al.* proposent un co-dopage du milieu à gain avec du cérium en plus du néodyme [Villars 15]. Le dopage au cérium génère une bande d'absorption dans le bleu, ce qui permet d'utiliser des LED plus performantes que dans l'infrarouge. Huang *et al.* ainsi que Cho *et al.* proposent respectivement un pompage par LED à 750 nm et 810 nm [Huang 16, Cho 17a]. Ces deux équipes axent leurs travaux sur l'efficacité optique du système qui atteint les valeurs respectives de 14 % et de 20 %. En 2018, plusieurs lasers pompés par LED explorent de nouvelles longueurs d'ondes de pompage comme les LED vertes et ambres [Tarkashvand 18] et des matrices autres que le YAG [Jung 18, Xiao 19, Zhao 19]. Dans la première moitié de l'année 2019, deux systèmes ont été développés dans des laboratoires chinois avec des énergies de plusieurs centaines de μJ [Xiao 19, Zhao 19]. En juillet 2019, Cho *et al.* élaborent une montée en énergie de leur système présenté en 2017 [Cho 19]. En utilisant 456 LED à 810 nm, ils sont parvenus à réaliser un laser Nd:YAG de 60 mJ en régime relaxé et de 14,5 mJ en régime déclenché avec des impulsions de 25 ns. Cette montée en énergie est réalisée en allongeant le milieu à gain de 50 mm à 90 mm. Le tableau III.1 regroupe les performances des systèmes développés depuis 2014.

Matériau	LED	Efficacité o/o	Énergie laser	Référence
Nd:YVO ₄	850 nm	0,5 %	40 μ J	[Barbet 14]
Ce,Nd:YAG	450 nm	6,20 %	18 mJ	[Villars 15]
Nd:YAG	750 nm	14 %	350 μ J	[Huang 16]
Nd:YAG	810 nm	20 %	1,42 mJ	[Cho 17a]
Nd:YAG	525 / 589 nm	0,56 / 0,27 %	107 / 52 μ J	[Tarkashvand 18]
Nd:KGW	810 nm	9,1 %	5,65 mJ	[Jung 18]
Nd:YVO ₄	810 nm	4,1 %	206 μ J	[Xiao 19]
Nd:YLF	810 nm	1,8 %	165 μ J	[Zhao 19]
Nd:YAG	810 nm	24 %	60 mJ	[Cho 19]

TABLE III.1 – Caractéristiques des oscillateurs laser en régime relaxé pompés par LED mis au point depuis 2014 sur des cristaux dopés au néodyme.

1.2 Le pompage par LED indirect via un concentrateur luminescent

Le pompage des oscillateurs mentionnés dans la section précédente se fait directement par les LED. C'est-à-dire que les LED sont proches des faces du cristal laser (figure III.4). Ces lasers fonctionnent donc avec une faible densité de pompe (ce qui est un sujet intéressant en soi). En 2016, Adrien Barbet *et al.* réalisent une démonstration de principe de pompage transverse avec un concentrateur luminescent éclairé par LED sur un cristal de Nd:YVO₄ [Barbet 16b]. Le concentrateur de 100 x 9 x 1 mm³ est recouvert de 350 LED. Le milieu à gain est directement collé au concentrateur avec une colle à photo-polymérisation UV. Cette configuration offre deux avantages. D'abord l'éclairage de pompe est homogène le long de l'axe laser et il est plus élevé qu'avec le pompage par LED direct. Ensuite, le nombre maximal de LED utilisables n'est plus limité par la taille du milieu à gain mais par la taille du concentrateur qui, par principe, est constitué de deux grandes faces (figure III.4). L'augmentation en éclairage de pompe est possible car la grande quantité de LED utilisable sur les grandes faces du concentrateur permet de compenser largement le rendement du concentrateur.

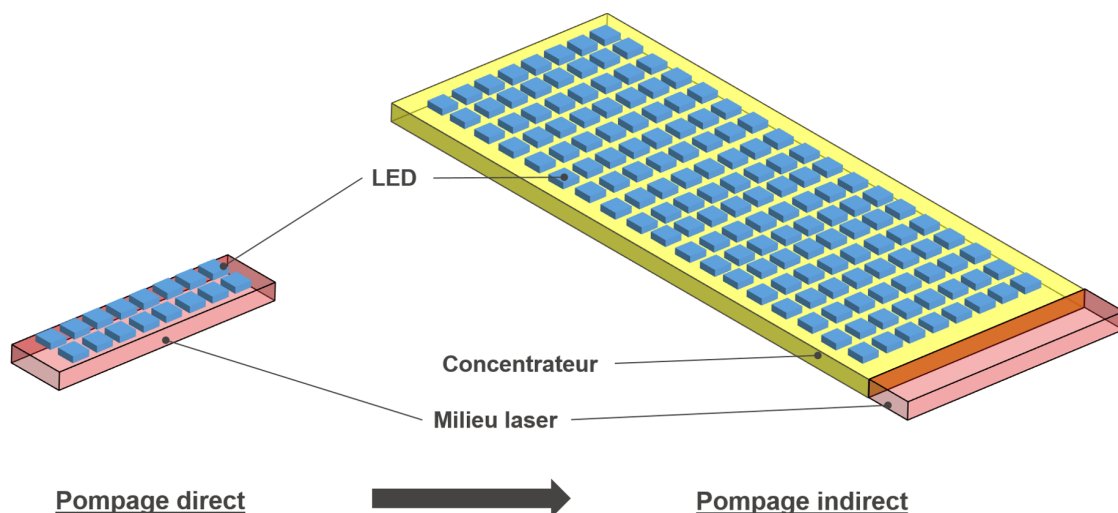


FIGURE III.4 – Illustration du passage du pompage direct au pompage indirect via un concentrateur luminescent.

Un deuxième système de pompage indirect fait intervenir 1440 LED réparties sur deux concentrateurs luminescents visibles sur la figure III.5 (l'un de $100 \times 14 \times 1 \text{ mm}^3$ pour un pompage transverse, l'autre de $100 \times 2,5 \times 1 \text{ mm}^3$ pour un pompage longitudinal). Ce système a été testé sur le Nd:YVO₄ [Barbet 16a] et le Nd:YAG [Pichon 17a]¹. Dans le cas du Nd:YAG, le laser est déclenché passivement avec un absorbant saturable de Cr:YAG (schématisé sur la figure III.5). En pompant transversalement un cristal de $14 \times 2,5 \times 1 \text{ mm}^3$, des impulsions de $263 \mu\text{J}$ et de 33 ns ont été mesurées avec un mode spatial TEM₀₀.

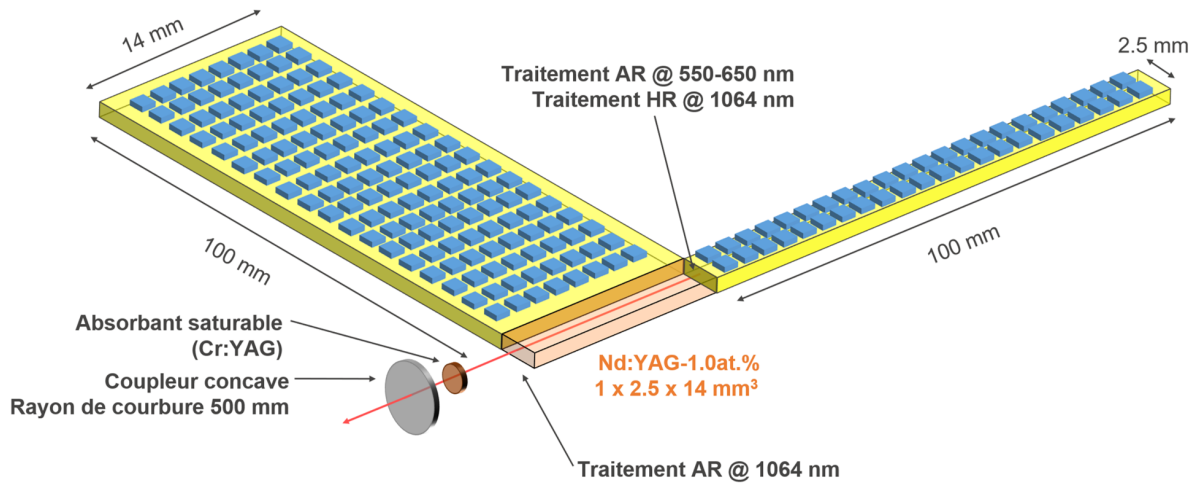


FIGURE III.5 – Schéma du système de pompage pour un laser Nd:YAG déclenché. Le pompage indirect est réalisé en transverse et en longitudinal.

Le tableau III.2 regroupe les résultats obtenus en pompage par LED indirect via des concentrateurs luminescents de Ce:YAG sur des cristaux dopés au néodyme. Le pompage indirect permet de multiplier le nombre de LED utilisées et donc d'augmenter l'énergie de pompe (jusqu'à 204 mJ avec 1440 LED). L'énergie laser atteint 6,1 mJ pour le Nd:YVO₄ et 5,0 mJ pour le Nd:YAG. L'efficacité optique entre les LED et le laser ($\eta_{LED \rightarrow laser}$), est limitée à 0,48 % à cause du concentrateur qui augmente la luminance au prix d'une perte de rendement.

Matériau	Nd:YVO ₄	Nd:YVO ₄	Nd:YAG
Nombre de LED	350	1440	1440
λ_{LED}	430 nm	450 nm	450 nm
Énergie de pompe (du concentrateur) (mJ)	16,5	204	204
$\eta_{LED \rightarrow concentrateur}$ (%)	16.5	16.7	16.7
$\eta_{LED \rightarrow laser}$ (%)	0,40	0,48	0,39
Énergie laser	$360 \mu\text{J}$	6,1 mJ	5,0 mJ
Référence	[Barbet 16b]	[Barbet 16a]	[Pichon 17a]

TABLE III.2 – Caractéristiques des oscillateurs pompés par des concentrateurs luminescents de Ce:YAG éclairés par des LED en régime quasi-continu.

1. L'étude sur le Nd:YAG a été en partie réalisée par Adrien Barbet et Daniel Blengino et a fait l'objet d'une publication dans la revue *Optics and Laser Technology* [Pichon 17a]. Puisqu'il s'agit d'une étude de faisabilité, en partie présentée dans la thèse d'Adrien Barbet [Barbet 16a], j'ai fait le choix de ne pas entrer dans les détails et d'orienter le lecteur vers la publication associée.

1.3 Intérêt d'un concentrateur luminescent dopé aux ions Ce^{3+} éclairé par LED comme source de pompage

Le pompage indirect par LED via un concentrateur luminescent ayant fait l'objet de preuves de concepts sur des cristaux dopés au néodyme, il s'agit maintenant de savoir comment se positionne cette nouvelle source de pompage parmi les sources traditionnellement utilisées. Pour comprendre l'intérêt du pompage par concentrateur luminescent, il faut remettre en perspective les différents types de pompage optique existants. Il existe deux grandes catégories de pompage optique : le pompage par lampes (lampes-flash ou lampes à arc) et le pompage par laser (comme une diode laser, un laser à gaz ou un laser solide qui peut être éventuellement doublé en fréquence).

Le pompage par lampes

Le pompage par lampes est le plus ancien puisque c'est sur celui-ci que repose le premier laser [Maiman 60]. Ce type de source est composé de deux électrodes enfermées dans une enceinte remplie d'une vapeur métallique comme le mercure ou d'un gaz rare comme le krypton. S'il y a recouvrement entre le spectre d'absorption du matériau laser et le spectre d'émission du gaz à l'intérieur de la lampe, le pompage devient possible. Il faut noter que, la plupart du temps, le spectre d'émission des lampes est beaucoup plus large que le spectre d'absorption du matériau laser ce qui entraîne une faible efficacité du système (le spectre d'une lampe-flash au krypton est représenté sur la figure III.6). Le pompage par lampe est encore très utilisé aujourd'hui pour les lasers Nd:YAG. Ce sont des systèmes robustes qui peuvent délivrer des éclairagements de pompe élevés (de l'ordre de $10\text{-}100 \text{ kW/cm}^2$) à un prix réduit (de la dizaine à la centaine d'euros). Néanmoins, les lampes flash ont des durées de vie très courtes, limitées à une centaine de millions de tirs (ce qui représente environ 2000 heures de fonctionnement à 10 Hz). De plus, leur utilisation est limitée, en général, à des fréquences de la dizaine de hertz (100 Hz au maximum) avec une faible stabilité entre les impulsions.

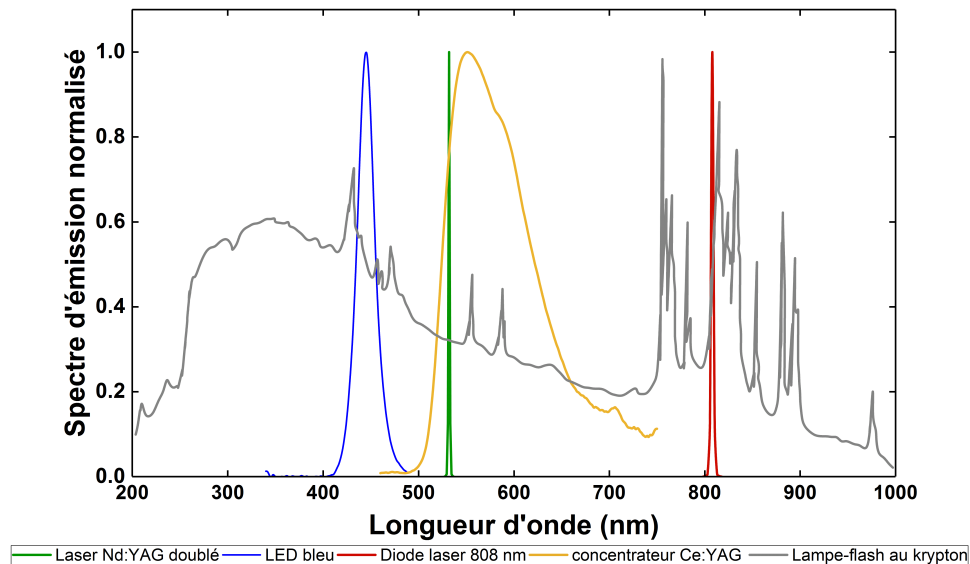


FIGURE III.6 – Spectre des différentes sources de pompage utilisées pour les lasers solides. Le spectre de la lampe flash correspond à une forte densité de courant dans la lampe.

Le pompage par laser

L'apport d'énergie au milieu à gain via un laser annexe a été proposé dès 1968 avec la démonstration du pompage d'un laser à rubis à l'aide d'un laser argon [Birnbaum 68]. Le pompage par lasers à gaz tend à disparaître depuis la fin des années 1990 car ces systèmes sont très encombrants. Néanmoins, malgré leur prix très élevé pouvant atteindre la centaine de milliers d'euros, l'utilisation des lasers solides doublés en fréquence (comme le Nd:YAG doublé à 532 nm) est toujours prédominante pour le pompage du saphir dopé au titane (Ti:saphir) car ces lasers peuvent délivrer des éclairagements allant au-delà de 1 MW/cm² avec l'utilisation de systèmes d'imagerie adéquats.

Le pompage par diodes laser

Un véritable bond en avant a été effectué dans le domaine du pompage de laser avec l'arrivée des diodes laser dans les années 1980. On distingue deux types de diodes laser pouvant être utilisées pour le pompage. Les diodes laser de faible puissance (plusieurs centaines de milliwatts) sont caractérisées par des faisceaux limités par la diffraction (M^2 proche de l'unité). Ces composants basés sur les semiconducteurs offrent des densités de pompe très élevées, jusqu'à 100 kW/cm² pour les diodes laser ayant un M^2 proche de l'unité. Les diodes laser de forte puissance (plusieurs dizaines voire centaines de watts dans le cas d'empilement de diodes laser) ont, quant à elles, un facteur M^2 pouvant atteindre plusieurs centaines (deux ordres de grandeur au-dessus des diodes laser de faible puissance) : elles sont donc plus puissantes mais moins brillantes. L'efficacité optique des lasers reposant sur cette technique de pompage est élevée car il est possible de recouvrir la zone pompée et le mode laser qui va se propager dans le milieu à gain. Le spectre de ces sources est fin (d'une fraction de nanomètre à quelques nanomètres à mi-hauteur). Cette propriété en fait des composants de choix pour le pompage de cristaux ayant des raies d'absorption fines comme les cristaux dopés aux terres rares. Les diodes laser sont très performantes dans le proche infrarouge, notamment à 808 nm et 940 nm car l'industrie a investi dans cette gamme de longueur d'onde correspondant respectivement à l'absorption du néodyme et de l'ytterbium. Toutefois, les diodes laser ont des performances beaucoup plus modestes dans le visible. Les diodes laser de puissance existent dans le bleu¹ et le rouge mais leur prix reste très élevé². De plus, elles sont extrêmement sensibles à leur environnement (dégradation par décharges électrostatiques et forte dépendance de la longueur d'onde d'émission avec la température).

Intérêt du pompage par LED

C'est dans ce contexte que le pompage par LED intervient. Le chapitre I donne une idée des caractéristiques de la technologie LED. Les LED bleues sont peu onéreuses, généralement quelques dizaines de centimes d'euro à l'achat. Leur durée de vie est grande : après 50 000 heures d'utilisation au maximum de leur puissance, les LED ne perdent que 20 % de leurs performances. De plus, elles font preuve d'une grande robustesse car elles sont beaucoup moins sensibles à la température et aux chocs électrostatiques que les diodes laser. Bien entendu, les LED ont des éclairagements plus faibles (0,1 kW/cm²) que les diodes laser. Par ailleurs, l'émission lambertienne des LED ne permet pas la concentration de leur flux lumineux comme cela a été expliqué dans le chapitre II. C'est pourtant le but du pompage de lasers solides : concentrer la lumière assez fortement dans un milieu à gain pour obtenir l'inversion de population. Dès lors, coupler les LED avec des concentrateurs luminescents semble être un bon moyen d'augmenter l'éclairagement de pompe (jusqu'à 10 kW/cm²) tout en conservant un système simple à un prix raisonnable. L'utilisation de plusieurs milliers de LED et de concentrateurs luminescents augmente le prix global du système mais il peut rester compétitif par

1. La société Nuburu propose depuis la fin de l'année 2018 des diodes laser à 450 nm pouvant émettre 500 W avec un M^2 de 100.

2. Une diode laser rouge de 60 W coûte autour de 10 000 € en 2019.

rapport aux autres sources de pompage (quelques milliers d'euros).

Une opposition frontale entre les diodes laser et les concentrateurs luminescents n'a pas de sens et ne fait pas l'objet de ces travaux de thèse. Il faut plutôt considérer les concentrateurs luminescents comme une source de pompage robuste et de grande durée de vie dont les caractéristiques telles que le prix, la forme du spectre, l'éclairement et le régime de fonctionnement se situent entre les diodes laser et les lampes. Dans le cas des concentrateurs luminescents de Ce:YAG, la plage spectrale couverte revêt son importance. En effet, dans le vert et le jaune, les diodes laser sont inefficaces et les sources de pompage principales sont les lasers Nd:YAG doublés en fréquence (qui nécessitent eux-mêmes une source de pompage). Le concentrateur luminescent est donc une nouvelle source qui complète la gamme des systèmes de pompage déjà existants.

Le tableau III.3 regroupe les caractéristiques des différents types de pompage dans le visible. La figure III.7 dresse une carte de la puissance des différentes sources de pompage dans le visible en fonction de leur luminance.

Type de pompage	Éclairement (kW/cm ²)	Largeur spectrale (nm)	Robustesse	Cadence	Durée de vie (Heures)
Lampes Flash	10-100	100-1000	Élevée	20 Hz	2000
Diodes Laser (rouge/bleue)	100	0,1-1	Faible	10 kHz -CW	10 000
Lasers solides (vert)	100-1000	0,1-1	Faible	10 kHz -CW	10 000
LED	0,1	10	Élevée	kHz-CW	50 000
LED + concentrateur	10	100	Élevée	100 Hz*	50 000

TABLE III.3 – Caractéristiques des différents systèmes de pompage dans le visible de lasers solides. * Dans les faits, la cadence est limitée pour le moment à la centaine de Hz par l'échauffement du cristal concentrateur. Du point de vue de l'électronique des LED, rien n'empêche un fonctionnement jusqu'au régime continu.

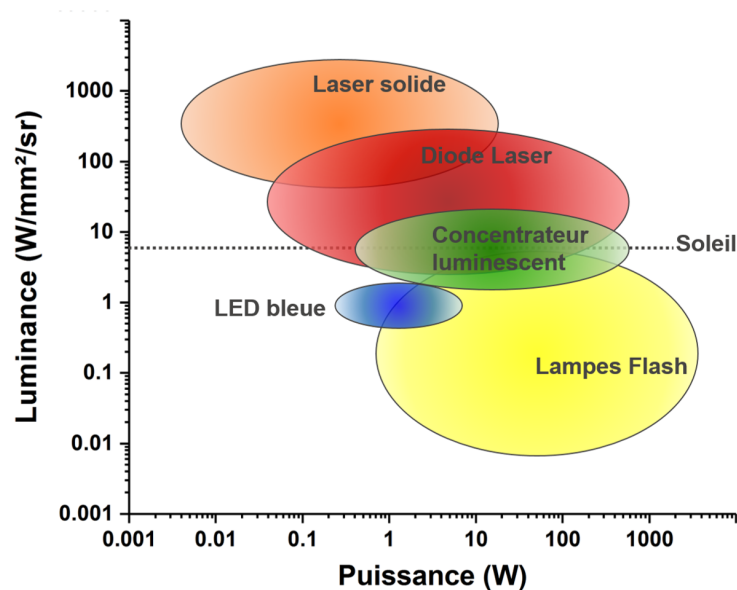


FIGURE III.7 – Carte puissance / luminance des sources de pompage dans le visible.

Outre la bande d'émission des concentrateurs en Ce:YAG et en Ce:LuAG, difficilement couverte par les autres systèmes de pompage, c'est le prix du joule de pompe qui est primordial : dès que l'énergie est nécessaire, les LED deviennent intéressantes. Les LED et les diodes laser ne stockant pas d'énergie, leur puissance en régime continu et en régime impulsionnel sont proches. Un fonctionnement en régime quasi-continu dans la gamme μs permet de multiplier par 3 à 10 la puissance crête des LED et des diodes laser, ce qui augmente d'un même facteur leur énergie. Pour stocker de l'énergie dans un milieu à gain, il faut une très grande puissance disponible sur une durée de l'ordre de grandeur du temps de fluorescence du matériau laser et donc multiplier les modules de pompe. Par exemple, le stockage de 1 J sur 100 μs dans un système laser correspond à une puissance nécessaire de 10 kW crête. Les diodes laser dans le rouge ont un prix de 170 €/W en régime continu (17 €/W en régime quasi-continu). Cela correspond à 170 000 € pour stocker 1 J sur 100 μs contre 40 000 € pour les concentrateurs luminescents, d'après notre estimation. Dès lors, les concentrateurs pompés par LED sont des sources impulsionnelles bien plus intéressantes que les diodes laser.

L'interrogation suivante concerne les types de milieux laser qu'il est possible de pomper avec des systèmes basés sur les LED. En effet, la pertinence des preuves de concept réalisées sur les cristaux dopés au néodyme en pompage par LED semble limitée du fait des excellentes performances des diodes laser à 808 nm. Qu'en est-il des cristaux dopés aux métaux de transition, qui eux, absorbent en dehors des zones de prédilection des diodes laser ?

2 Les cristaux dopés aux métaux de transition

Afin de déterminer quels cristaux dopés aux métaux de transition sont compatibles avec le pompage par LED via des concentrateurs luminescents, il est nécessaire de connaître leurs propriétés générales d'émission et d'absorption.

2.1 Caractéristiques des cristaux dopés aux métaux de transition

2.1.1 Spectroscopie des métaux de transition

Les cristaux dopés aux métaux de transition se définissent par des dopants ayant une sous-couche électronique 3d incomplète. Ces cristaux présentent des bandes de fluorescence de plusieurs centaines de nanomètres qui s'expliquent par l'élargissement des transitions électroniques du dopant. Dans le cas des métaux de transition, c'est l'interaction entre les couches électroniques superficielles des ions actifs et les phonons de la matrice qui engendre un élargissement homogène des transitions électroniques; on parle alors de transition vibronique pour la contraction de "vibrationnel" et "électronique".

Par rapport aux terres rares, les sections efficaces d'émission stimulée des métaux de transition sont faibles. En effet, la section efficace d'émission stimulée s'exprime :

$$\sigma_e = \frac{B.n.h.\nu}{c}.f(\nu) \quad (\text{III.1})$$

avec B le coefficient d'Einstein pour l'émission stimulée, n l'indice de réfraction du milieu à gain, h la constante de Planck, ν la fréquence du photon laser, c la célérité de la lumière et $f(\nu)$ la forme de raie. Comme $\int f(\nu).d\nu = 1$, si $f(\nu)$ est large, σ_e est petit.

La dépendance du temps de fluorescence des ions actifs en fonction de la température est bien plus marquée pour les métaux de transition que pour les terres rares. En effet, bien que le couplage électron-phonon soit un atout pour obtenir une large bande de fluorescence, il rend le temps de fluorescence des dopants très dépendant à la température. Plus la température augmente, plus les phonons sont énergétiques et donc moins de phonons interviennent pour une même transition, ce qui engendre une diminution du temps de fluorescence des ions actifs [Moncorgé 17].

Les différents ions métalliques de transition qui possèdent une bande d'absorption dans le visible compatible avec la bande d'émission des concentrateurs luminescents dopés aux ions cérium sont les suivants :

- Le Ti^{3+} (configuration 3d¹), avec l'incrotable saphir dopé au titane (Ti:Al₂O₃ souvent noté Ti:saphir), possède une bande d'absorption de 130 nm centrée sur 490 nm (transition entre le niveau fondamental ²T₂ et le niveau ²E). La configuration 3d¹ assure la présence d'un unique électron dans la couche externe et l'absence de niveau supérieur au niveau ²E, donc l'absence d'absorption dans l'état excité.
- Le Cr^{4+} (configuration 3d²), avec le Cr:YAG et le Cr:MgSiO₂ (Cr:forsterite), présente des bandes d'absorption dans le visible (transition entre le niveau fondamental ³A₂ et le niveau ³T₁). Cependant, leur pompage est généralement réalisé autour de 1 μm via la transition entre le niveau fondamental et le niveau ³T₂.
- Le Cr^{3+} (configuration 3d³), présent dans le rubis (Cr:Al₂O₃), le chrysobéryl dopé au chrome (Cr:BeAl₂O₄ ou alexandrite) et les cristaux de la famille des colquiriite (matrices de fluorures) dopés au chrome comme le Cr:LiSAF, Cr:LiSGaF et Cr:LiCAF, possède deux bandes d'absorption dans le visible (transition entre le niveau fondamental ⁴A₂ et

les niveaux 4T_1 et 4T_2). Les cristaux laser dopés au Cr^{3+} peuvent fonctionner comme des systèmes laser à 3-niveaux ou à 4-niveaux en fonction de la position du niveau métastable 2E par rapport au niveau 4T_2 . Les niveaux 2E et 4T_2 étant à l'équilibre thermodynamique, ils sont plus ou moins peuplés en fonction de la température du cristal et de la différence d'énergie entre ces deux niveaux (notée ΔE_{TE}). Si $\Delta E_{TE} < 0$ (cas des colquiriites où le niveau 2E se trouve dans l'épaisseur du niveau 4T_2), la transition laser se fait entre les niveaux 4T_2 et 4A_2 et fonctionne comme un 4-niveaux à l'image du Ti:Saphir (figure III.8.a). Si $\Delta E_{TE} > 0$ (cas du rubis), le niveau métastable 2E est d'avantage peuplé que le niveau 4T_2 et la transition laser a lieu entre le niveau 2E et le niveau fondamental sous la forme d'un 3-niveaux avec un temps de fluorescence de plusieurs millisecondes (figure III.8.b). Dans le cas de l'alexandrite, $\Delta E_{TE} \approx k_B T$ ($\Delta E_{TE} = 800 \text{ cm}^{-1}$ contre 2300 cm^{-1} pour le rubis [Everett 71]). L'alexandrite peut donc fonctionner comme un 4-niveaux à température ambiante mais aussi comme un 3-niveaux à température cryogénique (figure III.8.b).

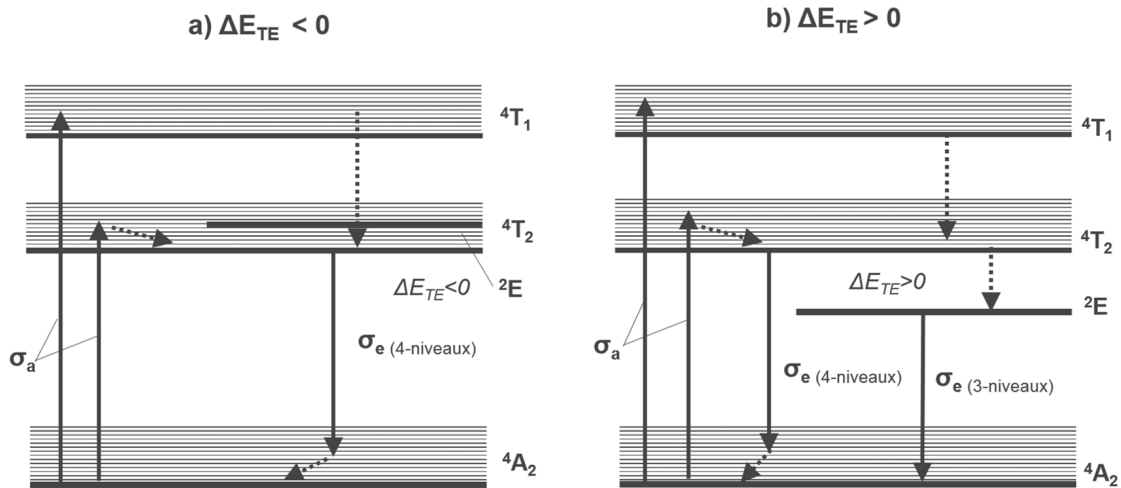


FIGURE III.8 – Niveaux d'énergie dans les cristaux dopés Cr^{3+} . a) Cas où $\Delta E_{TE} < 0$ (exemple : Cr:colquiriites). b) Cas où $\Delta E_{TE} > 0$ (exemple : rubis).

- Le Cr^{2+} (configuration $3d^4$) avec le Cr:ZnS et le Cr:ZnSe, le Fe^{2+} (configuration $3d^6$) avec le Fe:ZnSe et le Co^{2+} (configuration $3d^7$) avec le Co:MgF₂. Ces matériaux sont utilisés comme matériaux laser mais ne sont pas retenus dans cette étude. En effet, soit ces cristaux n'absorbent pas dans le visible, soit leur défaut quantique dans le visible (ratio entre la longueur d'onde de pompe et la longueur d'onde d'émission) est prohibitif pour un effet laser efficace.

Dans la suite, on présente en détail le Ti:saphir, les Cr:colquiriite et l'alexandrite ainsi qu'un bilan synthétique des cristaux dopés aux métaux de transition absorbant dans le visible.

2.1.2 Le saphir dopé au titane

Le saphir dopé aux ions titane (Ti:saphir) est incontournable dans le monde de la femtoseconde. Développé par Peter Moulton en 1982 [Moulton 82], il remplace rapidement les lasers à colorants pour les applications liées à la science femtoseconde. Les lasers Ti:saphir sont caractérisés par une grande accordabilité entre 670 nm et 1080 nm avec un maximum d'émission à 790 nm [Izawa 95]. Ce cristal possède des propriétés thermo-mécaniques remarquables avec une dureté de 9 sur l'échelle de Mohs et une conductivité thermique de 28 W/(m.K), cinq fois plus élevée en moyenne que les autres cristaux dopés aux métaux de transition et 25

fois plus élevée que celles des verres. Ces caractéristiques rendent possible un refroidissement efficace qui permet un pompage en régime continu de ce cristal et donc la génération d'impulsions femtosecondes par verrouillage de mode via l'effet Kerr (des impulsions jusqu'à 5 fs ont été mesurées [Eli 01]). Les principaux inconvénients de ce matériau sont divers. D'abord, le temps de fluorescence des ions Ti^{3+} dans le saphir est faible et ne dépasse pas $3,2 \mu s$ à température ambiante, ce qui limite le stockage de l'énergie. Ensuite, un produit $\sigma_e \cdot \tau$ limité à $90 \times 10^{-20} \mu s \cdot cm^2$ (soit 70 fois plus faible que celui du Nd:YAG par exemple). Enfin, la bande d'absorption du Ti:saphir est maximale à 490 nm pour une largeur de 130 nm (figure III.9) : cette plage de longueur d'onde est difficilement accessible par les systèmes de pompage.

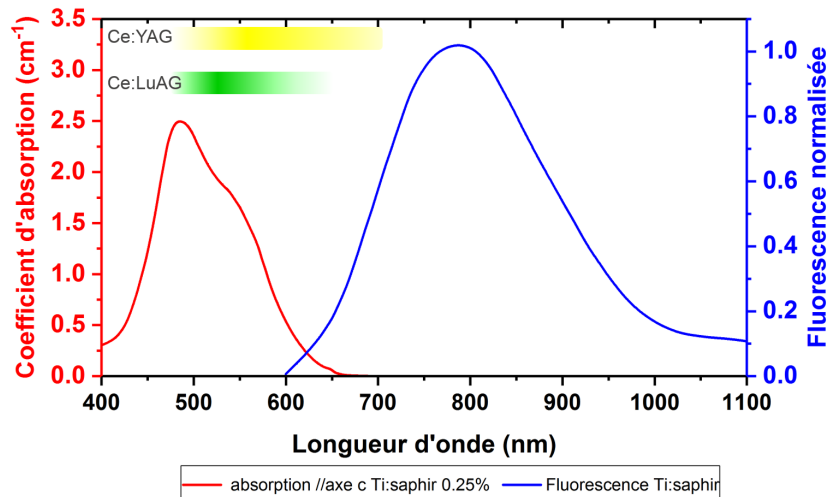


FIGURE III.9 – Spectres d'absorption et de fluorescence du Ti:saphir. Les bandes d'émission du Ce:YAG et du Ce:LuAG (figure II.14) sont rappelées schématiquement pour alléger la figure.

De nombreuses solutions ont été envisagées pour le pompage du Ti:saphir. Le premier laser Ti:saphir présenté par Moulton était pompé à 503 nm par un laser à colorant (coumarin 504) [Moulton 82]. Cette première performance est rapidement suivie par des démonstrations ayant recours à différents systèmes de pompage comme des lampes flash [Lacovara 85], un laser à Argon à 514 nm [Moulton 86], un laser à vapeur de cuivre à 511 nm [Takehisa 92] et un laser Nd:YAG doublé en fréquence à 532 nm [Moulton 86], et plus tard du pompage par un laser fibré dopé à l'ytterbium doublé en fréquence [Samanta 12]. Durant une vingtaine d'années, le Nd:YAG doublé en fréquence a été la source de pompe de choix pour le Ti:saphir. Cela a permis la mise en place d'un grand nombre d'installations scientifiques basées sur ce laser. Le pompage par lampes flash a été rapidement abandonné surtout à cause de la détérioration du cristal en raison de l'absorption des UV par les centres colorés de la matrice. Ce phénomène requiert l'utilisation d'éléments de filtrage.

Depuis le début des années 2010, de gros efforts sont fournis sur des systèmes de pompage à semiconducteurs. Ainsi, plusieurs systèmes de pompage pour le Ti:saphir ont vu le jour comme des diodes laser doublées en fréquence [Müller 11], un laser à semiconducteur pompé optiquement [Resan 08] mais aussi le pompage direct par des diodes laser à 455 nm [Roth 09, Durfee 12, Backus 17] et à 512 nm [Sawai 14, Gurel 15]. Néanmoins le pompage direct du Ti:saphir dans le bleu est limité par l'absorption de paires Ti^{3+} à ces longueurs d'onde qui peuvent se désexciter de manière non radiative [Moulton 19a]. Pour ces raisons, un pompage à des longueurs d'onde supérieures à 490 nm sont à privilégier [Moulton 19b]. Les spectres d'émission des concentrateurs luminescents dopés au cérium sont intéressants car ils se situent au-delà de 490 nm. Le spectre d'émission du Ce:YAG est décalé par rapport au maximum d'absorption du Ti:saphir, ce qui engendre un recouvrement spectral limité. Le spectre du Ce:LuAG, centré à 530 nm, semble être plus adapté au pompage du Ti:saphir (figure III.9).

2.1.3 Les cristaux de colquiriite dopés au chrome

Après l'arrivée du saphir dopé au titane, les recherches sur les cristaux permettant la construction de lasers accordables n'ont pas pour autant été abandonnées. C'est à la fin des années 1980 que Stephen Payne propose un nouveau type de cristal basé sur une déclinaison de matrices de fluorures dopées au chrome [Payne 89]. Il est généralement fait référence à ces cristaux sous le nom de colquiriites. Ce nom tire son origine de la mine Bolivienne de Colquiri d'où sont extraits des cristaux à fluorures. Parmi ces cristaux, on trouve le Cr:LiCAF₆ (Cr:LiCAF), le Cr:LiSrAlF₆ (Cr:LiSAF) et le Cr:LiSrGaF₆ (Cr:LiSGaF). Contrairement aux ions Ti³⁺ dans une matrice de saphir, les ions Cr³⁺ dans une matrice de colquiriite ont des temps de fluorescence bien plus élevés (170 μ s pour le LiCAF, 88 μ s pour le LiSGaF et 67 μ s pour le LiSAF à température ambiante). Le chrome induit deux bandes d'absorption situées dans le visible (400-500 nm et 550-700 nm) tracées sur la figure III.10, correspondant aux deux transitions entre le niveau fondamental ⁴A₂ et les niveaux ⁴T₁ et ⁴T₂. Les lasers à colquiriites présentent une grande plage d'accordabilité (770-1110 nm pour le Cr:LiSAF [Demirbas 15]) qui permet la génération d'impulsions courtes jusqu'à 10 fs [Uemura 00]. Malgré ces propriétés remarquables, les colquiriites sont caractérisées par une faible section efficace d'émission stimulée par rapport au saphir dopé au titane.

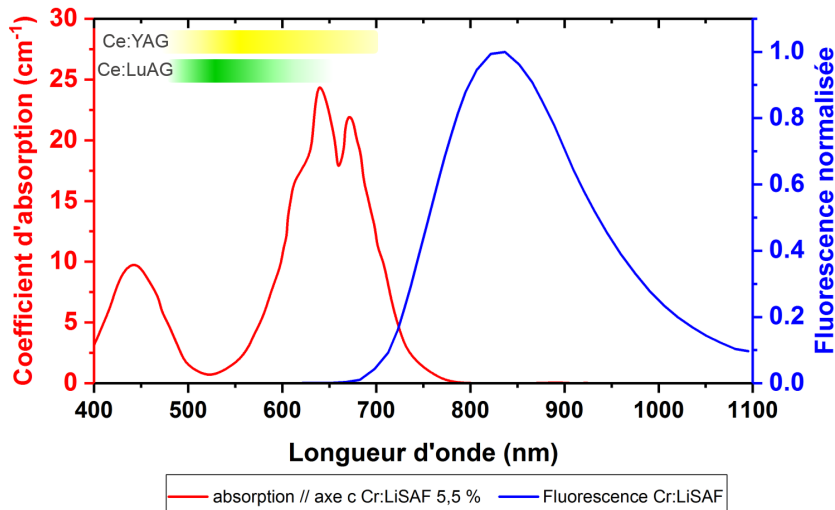


FIGURE III.10 – Spectres d'absorption et de fluorescence du Cr:LiSAF superposés avec la bande d'émission du Ce:YAG et du Ce:LuAG.

La figure III.11 montre la répartition des systèmes de pompage du Cr:LiSAF depuis 1989. Le premier laser Cr:LiSAF était pompé par un laser à krypton [Payne 89]. Le temps de fluorescence relativement élevé des ions chrome dans les matrices de colquiriites permet rapidement des démonstrations de pompage par lampes flash [Payne 90]. Par la suite, le pompage de ces matériaux est réalisé dans le bleu avec des lasers à argon [Hyde 95] et essentiellement dans le rouge entre 600 nm et 700 nm, souvent avec des lasers à krypton [Payne 89] et ponctuellement avec des lasers solides comme le rubis [Ahmad 95] et l'alexandrite [Harter 92]. Plus récemment, le pompage du Cr:LiSAF a été effectué à 670 nm à l'aide du doublage de fréquence de la raie à 1340 nm du Nd:YVO₄ [Kunpeng 15]. L'atout majeur des colquiriites est la possibilité d'un pompage direct par des diodes laser émettant dans le rouge, qui sont disponibles sur le marché depuis le milieu des années 1990 [Balembois 97b, Balembois 97c]. Même si les diodes laser dans le rouge ont un coût élevé, ce type de pompage est bien moins complexe que le doublage de fréquence du Nd:YAG pour le Ti:Saphir. Depuis 2010, la majorité des publications concernant des lasers Cr:LiSAF ont recours à un pompage par diodes laser rouges [Demirbas 11, Demirbas 16].

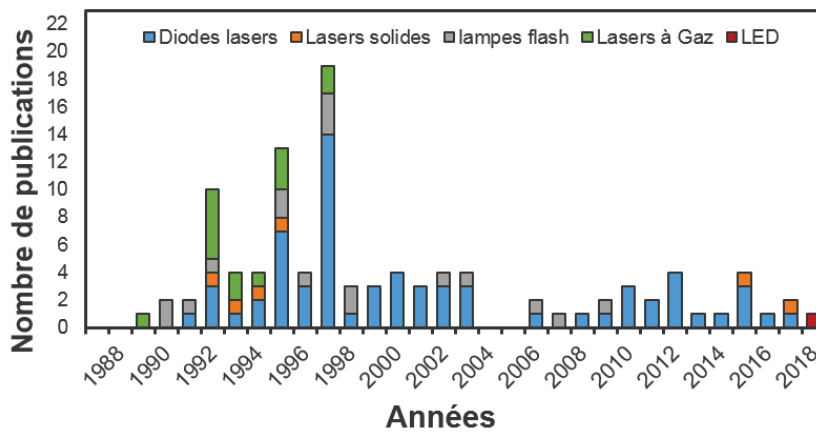


FIGURE III.11 – Répartition des types de pompages dans les publications liées au Cr:LiSAF.

D'autres caractéristiques des colquiriites peuvent expliquer pourquoi ces lasers n'ont pas remplacé le saphir dopé au titane. La dureté des matrices fluorures est bien moindre que celle du saphir (4 contre 9 sur l'échelle de Mohs). Cela, couplé à leur faible conductivité thermique (entre 3 et 5 W/(m.K) en fonction des matrices), fait des colquiriites des matériaux difficiles à refroidir. De plus, si le pH de l'eau de refroidissement n'est pas neutre, la matrice de fluorure a tendance à se dissoudre. Dans ce type de matériau, un cercle vicieux se met en place à cause du *quenching* en température et de la désexcitation Auger qui augmentent la proportion de recombinaisons non-radiatives et engendrent une élévation supplémentaire de la température [Balembois 97c]. Malgré cela, les cristaux de colquiriite dopés au chrome restent une alternative au saphir dopé au titane dans certaines applications qui donnent la priorité à la compacité et la faible puissance pour bénéficier du pompage par diodes laser et éviter les effets thermiques délétères. Le Cr:LiCAF et le Cr:LiSGaF présentent moins de problèmes thermiques que le LiSAF et sont caractérisés par des temps de fluorescence plus élevés. Cela est néanmoins compensé par la section efficace du Cr:LiSAF qui reste plus importante. Bien que le recouvrement spectral soit limité, le pompage des colquiriites avec des concentrateurs en Ce:YAG semble possible (figure III.10).

2.1.4 Le rubis

Le rubis (Cr:Al₂O₃) est l'un des rares cristaux dopés aux métaux de transition fonctionnant comme un 3-niveaux. Cela est rendu possible par le niveau métastable ²E assez éloigné en énergie du niveau laser haut ⁴T₂. Le niveau ²E se peuple rapidement et la transition laser se fait directement entre le niveau ²E et le niveau fondamental ⁴A₂; le rubis n'est donc pas accordable. Le niveau laser bas étant le niveau fondamental (3-niveaux), cela rend l'inversion de population plus difficile à obtenir que dans un laser à 4-niveaux. Pour des photons polarisés perpendiculairement à l'axe *c*, le rubis présente deux bandes d'absorption de 100 nm de large centrées sur 412 nm et 560 nm (figure III.12). Le rubis est caractérisé par un grand temps de fluorescence (2.8 ms à température ambiante) et une section efficace d'émission stimulée dix fois plus faible que celle du saphir dopé au titane (24,5 x 10⁻²¹ cm²). Néanmoins, le temps de fluorescence du rubis engendre un produit $\sigma_e \cdot \tau$ plus de 70 fois plus élevé que le saphir dopé au titane (6860 x 10⁻²⁰ μs.cm²).

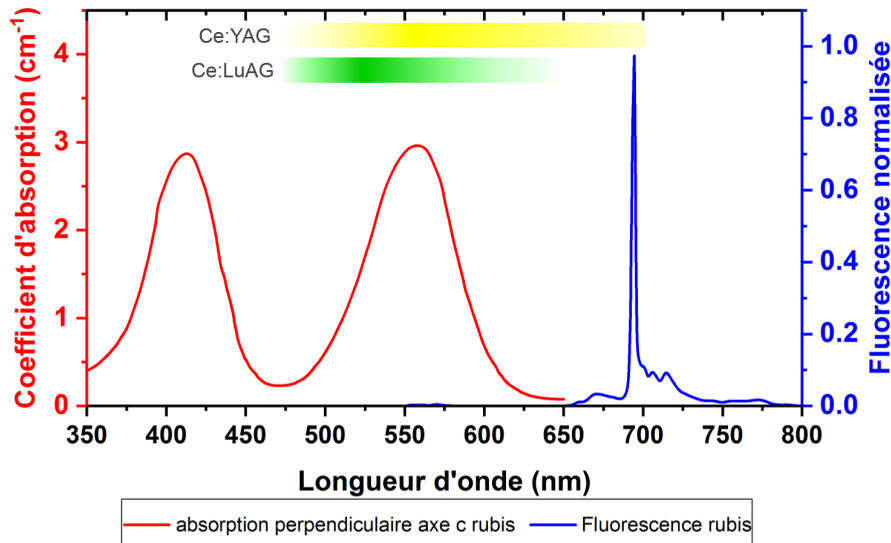


FIGURE III.12 – Spectres d’absorption et de fluorescence du rubis superposés avec la bande d’émission du Ce:YAG et du Ce:LuAG.

Le rubis est le cristal sur lequel repose le premier laser construit par Maiman [Maiman 60] basé sur un pompage par flash. Ce cristal a aussi été pompé avec un laser à argon [Afzal 89] et plus récemment par une diode laser bleue via la transition $^4A_2 \rightarrow ^4T_2$ [Luhs 19]. La superposition du spectre d’absorption du rubis et des spectres d’émission du Ce:YAG et du Ce:LuAG permet d’envisager un pompage par concentrateur luminescent éclairé par LED.

2.1.5 L’alexandrite : cristal caméléon

Le chrysobéryl dopé aux ions chrome ($\text{Cr:BeAl}_2\text{O}_4$), couramment appelé alexandrite, possède des propriétés remarquables. L’alexandrite est un cristal que l’on retrouve à l’état naturel et dont le nom, peu commun, s’explique par son histoire¹. C’est le premier laser accordable à température ambiante rapporté en 1979 par John Walling [Walling 79]. Les lasers à alexandrite sont caractérisés par une accordabilité entre 710 nm et 820 nm avec un maximum d’émission à 755 nm à température ambiante. Pendant plusieurs décennies, les impulsions des lasers à

1. C’est dans la mine de Tokovaya, située dans l’Oural, que le cristal d’alexandrite fut découvert en 1833. De prime abord, les mineurs le confondirent avec une émeraude à cause de sa couleur verte mais ils se rendirent compte que la gemme pouvait prendre des teintes rouge en fonction de son orientation et de l’éclairage. Le minéralogiste Finlandais Nils Gustaf Nordenskiöld (1792-1866) fit une description détaillée du cristal et proposa le nom de Diaphanite du Grec « Di » deux et « Phan » apparaître. Cependant, en 1834, le comte Lev Alekseyevich Perovskii (1792-1856), employeur de Nordenskiöld, présenta la gemme au futur tsar Alexandre II (1818-1881) et donna en son honneur le nom du cristal qui passa à la postérité. Le vert et le rouge faisant écho aux couleurs du corps militaire de l’empire de Russie, elle fut désignée comme gemme officielle de l’empire. Ainsi, le cristal d’alexandrite fut largement utilisé à des fins de propagande par le régime tsariste qui la qualifia de « pierre prophétique » [Semyonovich 84] en utilisant notamment le caractère prétendument magique de la gemme lié à son changement de couleur alors inexplicable. Les propriétés optiques de l’alexandrite fascinèrent les joailliers du XIX^e siècle et la gemme fut diffusée sur le marché du luxe russe et celui de l’Angleterre Victorienne. Ce sont les deux bandes d’absorption caractéristiques du chrome dans le visible qui lui confèrent cette propriété de changement de couleur, les coefficients d’absorption changeant avec les différents axes cristallins. Les gisements d’alexandrite sont relativement rares autour du globe, la synthèse de tels cristaux faisant appel à des scénarii géologiques où interviennent de l’aluminium, du chrome et du béryllium. Après l’épuisement des principaux gisements russes au début du XX^e siècle, l’attrait pour l’alexandrite faiblit, jusqu’à la découverte de nouvelles sources minières au Brésil, au Sri Lanka et en Afrique de l’Est, dans les années 1950. Avec l’arrivée de la technologie laser dans les années 1960 et le premier laser solide au rubis ($\text{Cr:Al}_2\text{O}_3$), l’alexandrite fait l’objet d’un regain d’intérêt dans la recherche de nouveaux cristaux pour son utilisation en tant que milieu amplificateur. Dès 1977, la société Allied Corporation commence à produire de l’alexandrite par la méthode de Czochralski. Cette technique de croissance permet la génération de cristaux d’une grande qualité et ainsi la naissance des premiers lasers à alexandrite en 1979.

alexandrite étaient limitées à plusieurs centaines de femtosecondes [Ghanbari 16]. Cela explique pourquoi ce cristal a rapidement été détrôné par le saphir dopé au titane. Récemment, des impulsions de 65 fs ont été obtenues par un verrouillage de mode avec du graphène [Cihan 18a] et de 70 fs avec un verrouillage de modes par effet Kerr [Cihan 18b]. L'alexandrite possède une excellente conductivité thermique (23 W/(m.K)), un temps de fluorescence élevé, qui atteint 260 μ s à température ambiante et une dureté de 8,5 sur l'échelle de Mohs. L'alexandrite est un cristal biaxial (structure cristalline orthorhombique) qui engendre une forte dépendance des propriétés d'absorption et d'émission avec la polarisation. La section efficace d'émission stimulée est 10 fois plus grande pour une polarisation parallèle à l'axe b par rapport à une polarisation parallèle aux axes a et c . La section efficace selon l'axe c de l'alexandrite à température ambiante est de $5,5 \times 10^{-21}$ cm² (plus de 50 fois plus faible que le Saphir dopé au titane). Néanmoins, l'alexandrite possède une propriété atypique : sa section efficace d'émission stimulée augmente avec la température (annexe B). Cette augmentation de la section efficace d'émission stimulée compense la baisse du temps de fluorescence à plus haute température et empêche la chute du produit $\sigma_e \cdot \tau$. En pratique, on observe une augmentation du gain laser jusqu'à une centaine de degrés Celsius [Fibrich 17]. L'alexandrite possède deux bandes d'absorption entre 370 nm et 460 nm et 510 nm et 690 nm (figure III.13). Pour un photon polarisé parallèlement à l'axe a , le maximum d'absorption se fait à 420 nm. Un photon polarisé parallèlement à l'axe b a un maximum d'absorption à 580 nm.

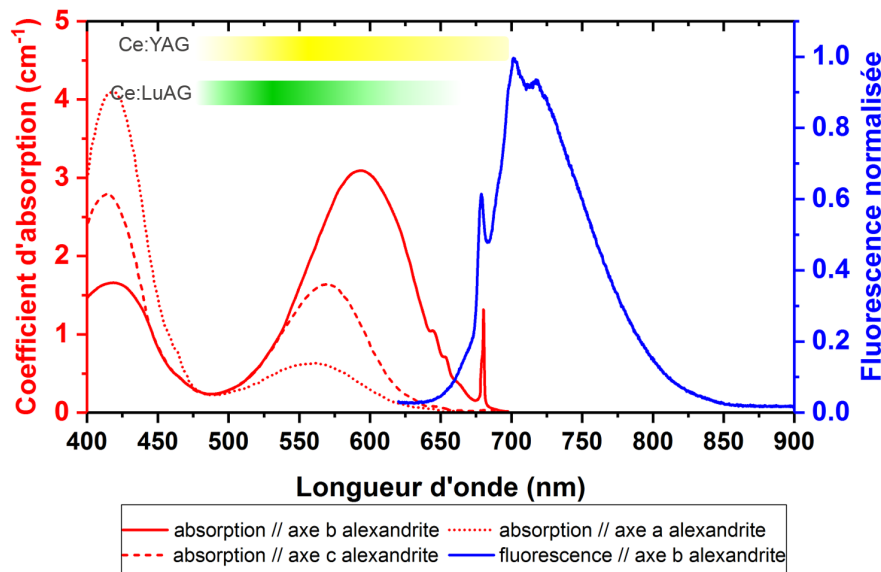


FIGURE III.13 – Spectres d'absorption et de fluorescence de l'alexandrite superposés avec la bande d'émission du Ce:YAG et du Ce:LuAG.

La figure III.14 illustre l'évolution des sources de pompage dans les publications liées à l'alexandrite depuis la première démonstration d'un effet laser par Walling. Le temps de fluorescence élevé de l'alexandrite permet le pompage à l'aide de lampes flash [Walling 80]. Il a aussi été pompé par des lasers à krypton [Lai 83], des lasers à argon [Frey 89] et, dès 1990, avec des diodes laser [Scheps 90]. En 1999, il a même fait l'objet d'un pompage solaire [Lando 99]. Si la majorité des systèmes de 1980 à 2005 reposent sur le pompage par lampes flash, depuis 2005, le pompage de l'alexandrite se fait essentiellement par des diodes laser rouges de puissance [Damzen 13, Thomas 16, Damzen 17a] et des lasers Nd:YAG doublés en fréquence [Ghanbari 18, Major 18]. Le pompage par diodes laser bleues a été démontré récemment sur des lasers à alexandrite *microchip* [Fibrich 19]. Le spectre d'absorption de l'alexandrite autour de 590 nm laisse envisager la possibilité d'un pompage par le Ce:YAG et le Ce:LuAG (figure III.13).

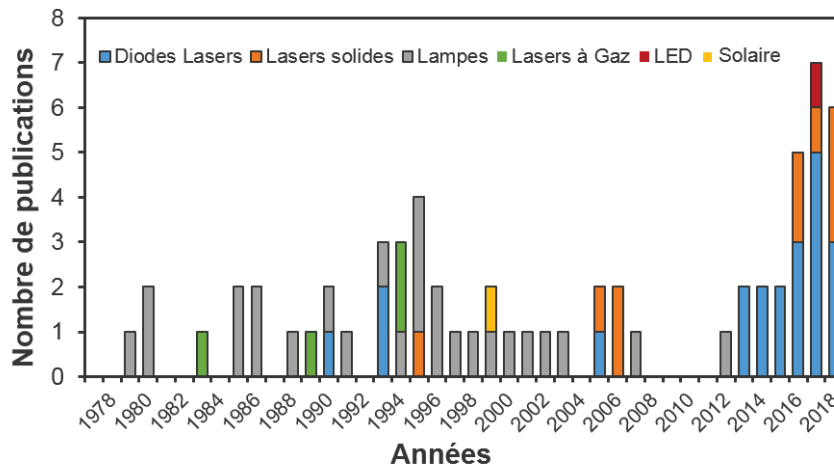


FIGURE III.14 – Répartition des types de pompages dans les publications liées à l’alexandrite.

À l’heure actuelle, le laser à alexandrite possède déjà une véritable place dans l’industrie, notamment dans le secteur de la dermatologie (sa bande d’accordabilité correspond à l’absorption de la mélanine), un nombre impressionnant d’études sur le sujet sont publiées chaque année [Barrett 18]. Les lasers à alexandrite font aussi l’objet d’applications pour les LiDAR, avec la détection à distance de gaz atmosphériques, basées sur le principe d’absorption différentielle, notamment pour détecter la présence d’eau et de potassium [Damzen 17b]. Le maximum de réflectivité de la chlorophylle dans cette gamme de longueur d’onde permet, en effet, le contrôle des étendues forestières à l’aide ce type de laser.

2.1.6 Cr:YAG et Cr:forsterite.

Le Ti:Saphire, les colquiriites dopées au chrome et l’alexandrite ont une longueur d’onde d’émission n’excédant pas 1110 nm. Les cristaux dopés aux ions Cr^{4+} (Cr:YAG, Cr:forsterite) permettent de réaliser des lasers accordables à des longueurs d’onde plus élevées.

Le Cr:YAG et le Cr:forsterite ont des bandes d’accordabilité respectives entre 1350 nm et 1650 nm et 1100 nm et 1370 nm ; ils ont tous deux été utilisés pour la génération d’impulsions de plusieurs dizaines de femtosecondes. Ces deux matériaux sont caractérisés par des temps de fluorescence courts ($4 \mu\text{s}$ pour le Cr:YAG et $2,7 \mu\text{s}$ pour le Cr:forsterite) compensés par de grandes sections efficaces d’émission ($3,3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ pour le Cr:YAG et $1,5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ pour le Cr:forsterite). Le produit $\sigma_e \cdot \tau$ de ces cristaux est de $39 \times 10^{-20} \mu\text{s} \cdot \text{cm}^2$ pour le Cr:forsterite et de $132 \times 10^{-20} \mu\text{s} \cdot \text{cm}^2$ pour le Cr:YAG. La dureté et la conductivité thermique du Cr:YAG sont légèrement plus élevées (8,5 Mohs ; $10 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{k})$) que celles du Cr:forsterite (7 Mohs ; $5 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{k})$). Les bandes d’absorption du Cr:YAG sont situées entre 300 nm et 700 nm ainsi que 800 nm et 1150 nm. Le Cr:forsterite est un cristal biaxial : son absorption est maximale à 550 nm (45 nm à mi-hauteur) pour des photons polarisés selon l’axe a et entre 900 nm et 1100 nm pour des photons polarisés selon l’axe b (figure III.15). Ces cristaux ont été pompés par des lampes flash [Sugimoto 91] mais aussi directement par des diodes laser [Sorokina 99, Qian 97] et le plus généralement par des lasers Nd:YAG [Sugimoto 91] ou des lasers fibrés à 1064 nm [George 14]. La bande d’absorption du Cr:forsterite selon l’axe a indique une compatibilité forte avec la fluorescence du Ce:YAG (figure III.15). Si le recouvrement est moins important que pour le Cr:forsterite, le pompage du Cr:YAG est envisageable avec un concentrateur Ce:LuAG.

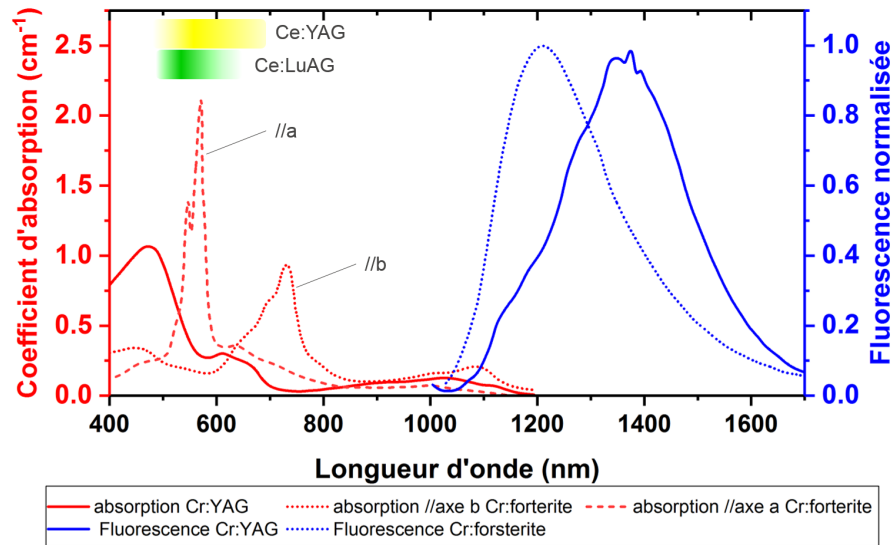


FIGURE III.15 – Spectres d'absorption et de fluorescence du Cr:YAG et du Cr:forsterite superposés avec la bande d'émission du Ce:YAG et du Ce:LuAG.

2.1.7 Bilan

Dans le cas idéal, un cristal laser doit être caractérisé par une grande section efficace (σ_e), un long temps de fluorescence (τ) ainsi qu'une grande section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe (σ_{ap}) et d'un fort dopage en ions actif (n_t). Pour chacun des cristaux considérés, l'ensemble des caractéristiques pertinentes pour un fonctionnement en laser sont rassemblées dans le tableau III.4.

Cristal	Émission				Absorption			
	λ_e (nm)	$\Delta\lambda_e$ (nm)	σ_e (10^{-21} cm 2)	τ (μ s)	λ_{abs} (nm)	$\Delta\lambda_{abs}$ (nm)	n_t (10^{19} cm $^{-3}$)	σ_{ap} (10^{-20} cm 2)
Rubis	694	0,53	24,5	2800	560	65	1,7	25
Alexandrite	755	80	5,5	260	600	90	7,7	14
Ti:Saphir	780	230	280	3,2	480	130	11	4,3
Cr:LiCAF	780	125	13	170	640	100	27	2,3
Cr:LiSGaF	840	180	33	88	640	100	25	3,3
Cr:LiSAF	850	190	48	67	640	100	25	5,5
Cr:forsterite	1250	250	145	2,7	550	45	0,28	35
Cr:YAG	1450	300	330	4	490	170	2,0	2,1

TABLE III.4 – Caractéristiques des cristaux laser dopés aux métaux de transition à température ambiante envisagés pour le pompage par LED. Les dopages en ions actifs (n_t) correspondent aux valeurs classiques pour ces cristaux utilisés dans des oscillateurs lasers.

Le Ti:saphir, le Cr:forsterite et le Cr:YAG sont les cristaux dopés aux métaux de transition ayant les plus grandes sections efficaces d'émission. Le rubis possède un temps de fluorescence exceptionnel. Cependant, il faut garder en mémoire que ce cristal fonctionne comme un 3-niveaux et qu'il ne peut pas être accordé. L'alexandrite et les colquirites dopées au chrome ont des temps de fluorescence de plusieurs dizaines à quelques centaines de microsecondes.

Le Ti:saphir, le Cr:forsterite et le Cr:YAG, quant à eux, sont caractérisés par des temps de fluorescence de quelques microsecondes. Ces cristaux présentent une ou plusieurs bandes d'absorption dans le visible. Le rubis et le Cr:forsterite ont les sections efficaces d'absorption les plus élevées, mais leurs bandes d'absorption sont spectralement plus étroites et leur densité en ions actifs est relativement faible. Les colquirites dopées au chrome possèdent de faibles sections efficaces d'absorption mais sur des bandes qui s'étendent sur une centaine de nanomètres. De plus, ces matrices de fluorures peuvent être dopées avec des proportions en ions actifs un ordre de grandeur au-dessus des densités classiques des cristaux dopés aux métaux de transition. Le saphir dopé au titane présente une section efficace d'absorption du même ordre de grandeur que les colquirites mais sur une plus large bande spectrale ; son dopage en ions actifs est intermédiaire par rapport aux autres cristaux. L'alexandrite combine une densité d'ions actifs intermédiaire avec une section efficace d'absorption relativement élevée. Finalement, le Cr:YAG est caractérisé par de faibles sections efficaces dans le visible et une densité en ions actifs limitée. La faible densité en ions actifs s'explique par le fait que seuls 5 % des ions chrome participent à l'effet laser (les Cr^{4+} sont présents uniquement dans les sites tétraédriques [Sorokin 04]). Un phénomène analogue a lieu dans le Cr:forsterite.

Dès lors que les caractéristiques d'absorption et d'émission des cristaux laser sont établies, il s'agit maintenant d'évaluer la compatibilité de ces cristaux avec le spectre d'émission des concentrateurs de Ce:YAG et de Ce:LuAG. Cette étude fait intervenir une grandeur au centre des systèmes laser : le gain.

2.2 Le gain : un paramètre clé

Le gain (G) est un paramètre au cœur des systèmes laser. Il est défini comme le rapport des puissances à la longueur d'onde laser entre la sortie et l'entrée du milieu à gain :

$$G = \frac{P(l)}{P(0)} \quad (\text{III.2})$$

avec $P(0)$ et $P(l)$ les puissances à la longueur d'onde laser en entrée et en sortie d'un milieu à gain de longueur l (figure III.16).

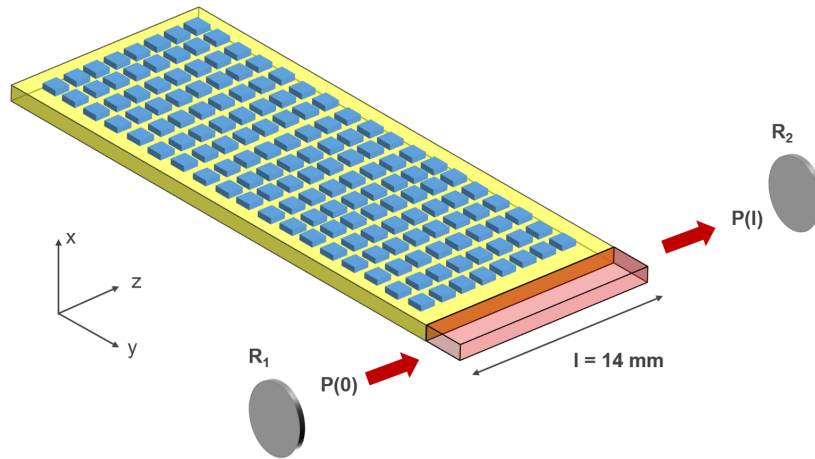


FIGURE III.16 – Schéma de définition du gain laser.

Dans le cas d'un oscillateur, l'effet laser n'est atteignable qu'à partir du moment où G compense les pertes de la cavité. Ces pertes sont liées à la réflectivité des miroirs (R_1 et R_2), aux pertes passives et aux pertes aux interfaces du milieu à gain (l'ensemble des pertes autres que celles liées aux coupleurs est noté α). Pour un oscillateur en cavité linéaire, la condition pour obtenir un effet laser s'évalue alors sur un aller et retour dans la cavité et se note :

$$G_0^2 \cdot R_1 \cdot R_2 \cdot (1 - \alpha) \geq 1 \quad (\text{III.3})$$

avec G_0 le gain petit signal.

Outre la condition pour atteindre le seuil d'oscillation du laser, la valeur du gain nous renseigne sur les pertes additionnelles qu'il est possible d'insérer dans la cavité tout en conservant l'effet laser. En effet, la mise au point de systèmes laser plus complexes, pour un fonctionnement en régime déclenché par exemple, nécessite l'ajout d'éléments dans la cavité qui entraîne des pertes supplémentaires (absorbant saturable, modulateur acousto-optique ou électro-optique). Dans le cas des amplificateurs laser, le gain va orienter les choix de l'architecture (taille des faisceaux, nombre de passages).

Dans le cas d'un pompage par LED via un concentrateur luminescent, le pompage se fait de manière homogène de façon transverse dans le plan de la face de sortie du concentrateur. Sur la figure III.16, l'éclairement est invariant dans le plan $(x; z)$ mais varie selon la direction y à cause de l'absorption du cristal laser à la longueur d'onde de pompe. Pour une valeur de y fixée, le gain laser s'exprime en faisant intervenir le gain linéique petit signal :

$$G_0 = e^{g_0 \cdot l} \quad (\text{III.4})$$

Le gain linéique petit signal g_0 dépend des caractéristiques spectroscopiques du milieu à gain ainsi que de l'éclairement de pompe. On peut montrer que le gain linéique en régime permanent (g_{cw}) s'écrit [Koechner 06] :

$$g_{cw} = n_t \frac{\sigma_e \cdot \sigma_{ap} \cdot E_p \cdot \frac{\lambda_p}{h \cdot c} - \frac{\sigma_{al}}{\tau}}{\sigma_{ap} \cdot E_p \cdot \frac{\lambda_p}{h \cdot c} + \sigma_e \cdot E_l \cdot \frac{\lambda_l}{h \cdot c} + \frac{1}{\tau}} \quad (\text{III.5})$$

avec n_t la densité en ions dopant dans la matrice et τ leur temps de fluorescence, σ_{ap} et σ_{al} les sections efficaces d'absorption respectivement à la longueur d'onde de pompe et laser, σ_e la section efficace d'émission stimulée à la longueur d'onde laser, λ_p et λ_l les longueurs d'onde des photons de pompe et laser, c la célérité de la lumière, h la constante de Planck, E_p et E_l les éclairagements à la longueur d'onde de pompe et laser.

Trois simplifications peuvent être effectuées dans cette expression du gain linéique :

- On se place dans le cas du gain petit signal où l'éclairement à la longueur d'onde laser est faible ($E_l \approx 0$).
- On considère que l'éclairement de pompe reste assez faible pour négliger la saturation d'absorption¹ ($\sigma_a \cdot E_p \cdot \frac{\lambda_p}{h \cdot c} \ll 1/\tau$)
- Dans le cas d'un 4-niveaux, on néglige l'absorption à la longueur d'onde de pompe ($\sigma_{al} \approx 0$).²

Lorsque les trois conditions sont réalisées, le gain petit signal linéique s'écrit :

$$g_{0,cw} = n_t \cdot \sigma_{ap} \cdot \sigma_e \cdot \tau \cdot E_p \cdot \frac{\lambda_p}{h \cdot c} \quad (\text{III.6})$$

où,

- $n_t \cdot \sigma_{ap}$ est le produit de la densité d'ions actifs dans le milieu amplificateur avec la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe. Ce produit caractérise la capacité du cristal laser à absorber la radiation de pompe.
- $\sigma_e \cdot \tau$ est le produit de la section efficace d'émission stimulée à la longueur d'onde laser avec le temps de fluorescence des ions actifs. Ce produit caractérise la capacité du cristal laser à émettre des photons laser.
- E_p est l'éclairement de pompe et $h \cdot c / \lambda_p$ est l'énergie d'un photon de pompe. Ces éléments caractérisent la source de pompage.

1. Cette approximation est tout à fait valable pour la majorité des cristaux étudiés en sachant que le système de pompage de concentrateur éclairé par LED a un éclairement maximum de 10 kW/cm². Dans le cas de l'alexandrite, cette approximation n'est pas correcte à ce niveau d'éclairement de pompe à cause de son temps de fluorescence élevé à température ambiante. Ainsi, cette simplification n'est pas effectuée pour l'alexandrite à température ambiante. Cependant, à plus haute température, le temps de fluorescence de l'alexandrite chute et cette simplification peut être effectuée.

2. Cette approximation n'est pas effectuée pour les lasers 3-niveaux. C'est le cas de l'alexandrite à basse longueur d'onde et du rubis. Dans le cas de l'alexandrite, cette simplification est justifiée autour de sa longueur d'onde centrale (755 nm).

Dans la perspective d'un pompage impulsionnel, il faut prendre en compte la durée de pompage dans l'expression du gain linéique :

$$g_0 = g_{0,cw} \cdot \left(1 - e^{-\frac{\Delta t_p}{\tau}}\right) \quad (\text{III.7})$$

où Δt_p est la durée de l'impulsion de pompe (de l'ordre de la dizaine ou centaine de microsecondes dans la suite de cette étude).

La largeur du spectre d'émission du Ce:YAG et du Ce:LuAG est du même ordre de grandeur que la largeur des spectres d'absorption des cristaux dopés aux métaux de transition (plusieurs dizaines de nanomètres à quelques centaines de nanomètres). Il faut donc prendre en compte l'aspect polychromatique du système de pompage. Le gain linéique s'exprime alors en intégrant le gain sur la plage de recouvrement entre le spectre d'émission du système de pompage et le spectre d'absorption du cristal laser :

$$g_0 = \sigma_e \cdot \tau \cdot \left(1 - e^{-\frac{\Delta t_p}{\tau}}\right) \cdot \int_{\lambda_{p1}}^{\lambda_{p2}} \frac{n_t}{h \cdot c} \cdot \sigma_a(\lambda_p) \cdot \lambda_p \cdot \frac{dE_p}{d\lambda_p} \cdot d\lambda_p \quad (\text{III.8})$$

avec λ_{p1} et λ_{p2} les bornes de la plage spectrale considérée.

La prise en compte de l'aspect polychromatique de la source de pompe est primordiale comme le montre le recouvrement du spectre d'émission du Ce:YAG et du spectre d'absorption du Cr:LiSAF sur la figure III.17.

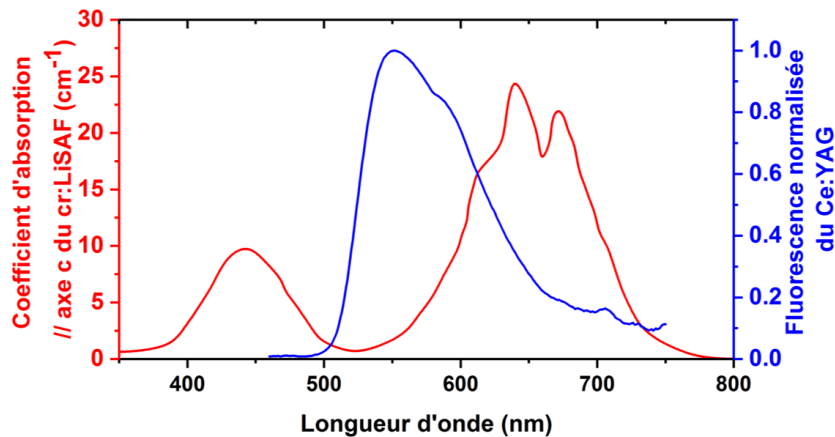


FIGURE III.17 – Exemple du recouvrement spectral entre l'émission du Ce:YAG et l'absorption du Cr:LiSAF

Cette expression finale du gain linéique (équation III.8) met en lumière un certain nombre de paramètres qui ont une influence déterminante sur le développement d'un système laser (figure III.18). On note deux paramètres importants liés aux propriétés d'émission du système de pompage (éclairage de pompe (W/cm^2) et longueur d'onde de pompe) et liés aux propriétés d'émission du milieu à gain à la longueur d'onde laser (section efficace d'émission stimulée à la longueur d'onde laser et temps de fluorescence des ions actifs : $\sigma_e \cdot \tau$). Le rapprochement entre le système de pompage et un milieu à gain en particulier fait naître un troisième jeu de paramètres liés à la compatibilité d'absorption du cristal laser à la longueur d'onde de pompe.

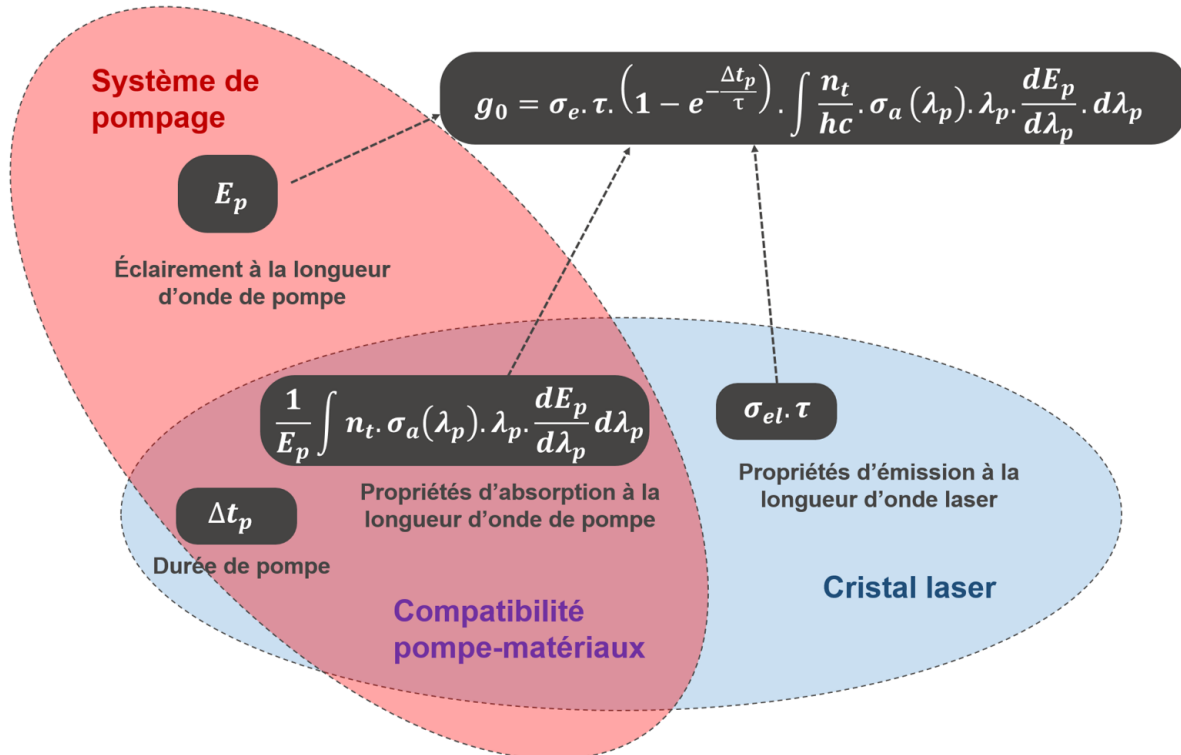


FIGURE III.18 – Schématisation des trois éléments qui entrent en jeu dans le pompage de lasers solides : les propriétés d'émission du milieu à gain à la longueur d'onde laser et d'absorption du milieu à gain à la longueur d'onde de pompe ainsi que les propriétés d'émission du système de pompage.

Les propriétés spectroscopiques des cristaux étant décrites, la grandeur clé (g_0) étant posée, il est maintenant possible d'explorer la compatibilité des cristaux dopés aux métaux de transition avec le pompage par concentrateur luminescent éclairé par LED.

2.3 Compatibilité des cristaux avec les concentrateurs luminescents

Comme le décrit l'équation III.8, le gain linéique s'exprime à l'aide des propriétés d'émission ($\sigma_e \cdot \tau$) et d'absorption ($n_t \cdot \sigma_{ap}$) du cristal laser mais aussi avec les caractéristiques du système de pompage telles que son éclairement et sa longueur d'onde de pompe ($E_p \cdot \lambda_p$). Le rapprochement d'un cristal laser et d'un concentrateur luminescent nécessite donc une certaine compatibilité spectrale. Les concentrateurs de Ce:YAG et de Ce:LuAG ont un spectre situé entre 500 nm et 600 nm avec des maximums respectifs à 550 nm et 530 nm (figure II.14). Avec quels cristaux laser ces systèmes de pompage sont-ils compatibles ?

Un moyen simple de déterminer la compatibilité spectrale entre cristaux laser et concentrateurs est de tracer, pour chaque milieu à gain, ses propriétés d'absorption relatives aux concentrateurs luminescents en fonction de ses propriétés d'émission (III.19). Les propriétés d'émission du milieu à gain correspondent au produit $\sigma_e \cdot \tau$. Le facteur de compatibilité d'absorption du spectre des concentrateurs est défini par :

$$n_t \cdot \overline{\lambda_p \cdot \sigma_{ap}} = \frac{\int n_t \cdot \lambda_p \cdot \sigma_{ap}(\lambda_p) \cdot \frac{dE_p}{d\lambda_p} \cdot d\lambda_p}{\int \frac{dE_p}{d\lambda_p} \cdot d\lambda_p} \quad (\text{III.9})$$

Le facteur $n_t \cdot \overline{\lambda_p \cdot \sigma_{ap}}$, caractérise la capacité des milieux à gain à absorber le spectre des concentrateurs, sans considération sur la valeur de l'éclairement de pompe. Sur la figure III.19, la compatibilité d'absorption du Ti:saphir et du Cr:YAG est évaluée avec le spectre d'émission du Ce:LuAG ; pour les autres cristaux laser, cette compatibilité est évaluée avec le spectre d'émission du Ce:YAG.

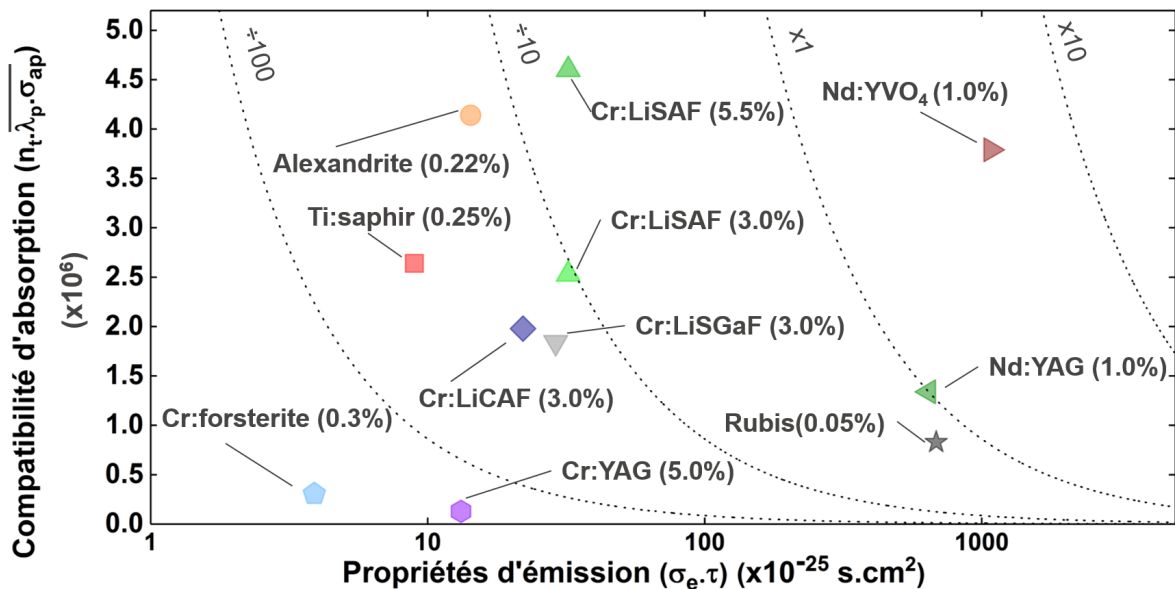


FIGURE III.19 – Propriétés d'absorption et propriétés d'émission pour différents cristaux laser.

Pour obtenir un gain linéique élevé, il faut que les produits $\sigma_e \cdot \tau$ et $n_t \cdot \overline{\lambda_p \cdot \sigma_{ap}}$ soient les plus grands possible. Sur la figure III.19, un matériau idéal se situe donc en haut à droite. Pour prendre la mesure de la difficulté à pomper des cristaux dopés aux métaux de transition, les couples $(\sigma_e \cdot \tau ; n_t \cdot \overline{\lambda_p \cdot \sigma_{ap}})$ sont ajoutés pour deux matériaux dopés aux terres rares : le Nd:YAG et le Nd:YVO₄. Les cristaux dopés au néodyme ont des produits $\sigma_e \cdot \tau$ bien plus élevés (jusqu'à deux ordres de grandeur) que les cristaux dopés aux métaux de transition (hormis le rubis). Afin de prendre en compte l'aspect logarithmique de la figure III.19, quatre courbes pour lesquelles le produit $\sigma_e \cdot \tau \cdot n_t \cdot \overline{\lambda_p \cdot \sigma_{ap}}$ est constant sont ajoutées. La référence prise correspond au

produit $\sigma_e \cdot \tau \cdot n_t \cdot \overline{\lambda_p \cdot \sigma_{ap}}$ dans le cas du Nd:YAG, les autres courbes correspondent respectivement à une multiplication par 10 ainsi qu'à une division par 10 et par 100 de ce produit. Les cristaux dopés aux métaux de transition sont caractérisés par des produits $\sigma_e \cdot \tau$ faibles, ce qui les place à gauche de la figure III.19. Les propriétés d'absorption sont différentes d'un cristal à l'autre, notamment à cause du dopage et de l'accord spectral : cela explique la position des différents cristaux selon l'axe des y .

La compatibilité d'absorption du Cr:YAG et du Cr:forsterite avec les concentrateurs luminescents est faible. Cela s'explique notamment par le fait que le dopage en ions chrome est limité à 0,6 % dans la forsterite et que seuls les ions Cr^{4+} participent à l'effet laser. Pour le Cr:YAG et le Cr:forsterite, un éclairage de pompe plus important serait le bienvenu, ce qui explique pourquoi ces cristaux sont généralement pompés par des lasers Nd:YAG. Les colquiriites dopées au chrome ont des compatibilités d'absorption avec les concentrateurs plus grandes que le Cr:YAG et le Cr:forsterite grâce à un dopage plus important (notamment pour un dopage du LiSAF à 5,5 % en ions chrome). Le saphir dopé au titane est caractérisé par une compatibilités spectrales similaire aux colquiriites dopées à 3,0 %. L'alexandrite présente l'une des meilleures compatibilité spectrale avec le Ce:YAG grâce à un bon recouvrement spectral avec le spectre d'émission du Ce:YAG (visible sur la figure III.13) malgré un dopage en ions actifs limité. Le rubis est un cristal à part : son temps de fluorescence élevé le rapproche des ions dopés aux terres rares en terme de produit $\sigma_e \cdot \tau$. Bien que l'absorption du rubis possède un excellent recouvrement spectral avec le spectre d'émission du Ce:YAG, le faible dopage en chrome limite ses capacités d'absorption.

Après cette étude de compatibilité spectrale, il faut faire intervenir l'éclairage de pompe (E_p) qui entre en compte dans l'expression du gain linéique. Le tableau III.5 statue sur la possibilité du pompage des cristaux dopés aux métaux de transition avec les concentrateurs luminescents dont nous disposons (annexe C). Ce tableau fait intervenir l'éclairage de pompe en calculant la valeur de E_p telle que le gain petit signal G_0 atteigne 1,02 (noté $E_{p,G_0=1,02}$), c'est-à-dire en déterminant l'éclairage de pompe nécessaire pour atteindre le seuil laser lorsque les pertes de la cavité sont de 2 % lors d'un aller et retour (valeur arbitraire qui correspond, de manière empirique, à la limite d'une cavité "facile à aligner").

Un indicateur de compatibilité entre système de pompage et cristal consiste à calculer le taux de pompage, défini par le rapport entre l'éclairage de pompe et $E_{p,G_0=1,02}$:

$$r = \frac{E_p}{E_{p,G_0=1,02}} \quad (\text{III.10})$$

avec E_p , l'éclairage de pompe du milieu à gain disponible avec les concentrateurs sur une durée de pompe Δt_p qui dépend du temps de fluorescence du cristal étudié (annexe C).

Le taux de pompage renseigne sur la facilité d'atteindre le seuil d'oscillation. Le tableau III.5 montre qu'avec les concentrateurs à notre disposition l'obtention d'un effet laser semble compromis pour le Cr:YAG et le Cr:forsterite ($r < 1$). Pour le Ti:saphir, le rubis, l'alexandrite et les colquiriites, un effet laser est donc envisageable ($r > 1$).

Cristal	Concentrateur	$\sigma_e \cdot \tau$ (10^{-20} $\mu\text{s} \cdot \text{cm}^2$)	$n_t \cdot \sigma_a$ (cm^{-1})	$E_{p, G_0=1,02}$ (W/mm^2)	r (taux de pompage)
Cr:LiSAF	Ce:YAG	321	13,7	5,3	14
Cr:LiSGaF	Ce:YAG	290	8,2	7,8	9.5
Alexandrite	Ce:YAG	143	11	11	6.7
Cr:LiCAF	Ce:YAG	221	6,2	12	6.1
Ti:saphir	Ce:LuAG	90	4,7	17	5.9
Rubis	Ce:YAG	6860	4,2	6,7	3.9
Cr:YAG	Ce:LuAG	132	0,42	232	0.43
Cr:forsterite	Ce:YAG	39	0,98	311	0.32

TABLE III.5 – Bilan de la compatibilité entre les cristaux dopés aux métaux de transition et les concentrateurs luminescents de Ce:YAG ou de Ce:LuAG à température ambiante en utilisant les concentrateurs décrits dans l'annexe C

Cependant, le tableau III.5 est donné à température ambiante : il faut prendre en compte l'évolution du produit $\sigma_e \cdot \tau$ avec la température. La figure III.20 illustre l'évolution avec la température du produit $\sigma_e \cdot \tau$ pour le Cr:LiSAF, l'alexandrite et le Ti:saphir. Si le Cr:LiSAF présente les meilleures caractéristiques à température ambiante, c'est clairement l'alexandrite qui se distingue à plus haute température : cela s'explique grâce aux propriétés spectroscopiques de l'alexandrite développées en annexe B.

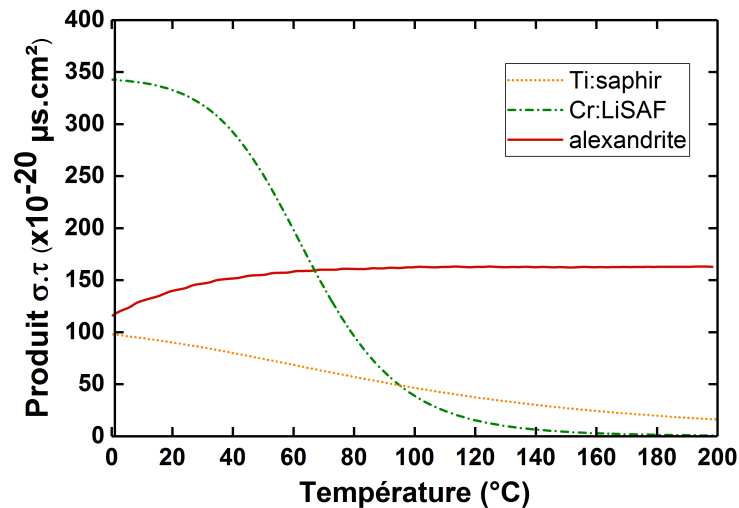


FIGURE III.20 – Évolution du produit $\sigma_e \cdot \tau$ avec la température pour le Cr:LiSAF, l'alexandrite et le Ti:saphir.

Le tableau III.6 rassemble les taux de pompage des colquiriites dopées au chrome, de l'alexandrite et du Ti:saphir à température ambiante, à 50°C et à 100°C . L'évolution du taux de pompage avec la température suit l'évolution du produit $\sigma_e \cdot \tau$. En effet, l'ensemble des taux de pompage baisse avec la température sauf pour l'alexandrite qui, à 100°C , présente le meilleur taux de pompage.

Cristal	Taux de pompage		
	Température ambiante	50 ° C	100 ° C
Cr:LiSAF	14	12	1,8
Cr:LiSGaF	9,5	8,5	2,5
Alexandrite	6,7	8,5	11
Cr:LiCAF	6,1	4,3	0,39
Ti:saphir	5,9	4,7	3,1

TABLE III.6 – Évolution du taux de pompage à température ambiante, 50 ° C et 100 ° C.

3 Conclusion

Ce chapitre dresse un bilan des cristaux laser dopés aux métaux de transition et compatibles avec un système de pompage basé sur un concentrateur luminescent dopé au cérium éclairé par LED.

Les éléments constitutifs du gain laser sont répartis en trois catégories : les propriétés d'émission du cristal laser, les propriétés d'émission du système de pompage et la compatibilité spectrale entre le cristal laser et le système de pompage (figure III.18). Une étude de compatibilité spectrale ainsi que le calcul du taux de pompage aident à statuer sur les cristaux dopés aux métaux de transition compatibles avec un pompage par concentrateur luminescent éclairé par LED.

Plusieurs éléments se dégagent de l'étude menée dans ce chapitre. Parmi les cristaux dont le taux de pompage est supérieur à 1, le rubis a le taux de pompage le plus faible. Ce cristal a fait l'objet de plusieurs essais infructueux. Dans ces travaux de thèse, la priorité est donnée aux cristaux accordables. Le saphir dopé au titane, les colquiriites dopées au chrome et l'alexandrite possèdent une bonne compatibilité spectrale avec les concentrateurs luminescents. À température ambiante, le taux de pompage du Cr:LiSAF est de loin le plus élevé, suivi par le Cr:LiSGaF. L'alexandrite, le Cr:LiCAF et le Ti:saphir ont des taux de pompage deux fois moins élevés. Une hausse de la température change la donne : à 100 ° C, l'alexandrite présente le meilleur taux de pompage.

Ainsi, il est difficile de savoir quel est le meilleur cristal à pomper par concentrateur. C'est pourquoi, nous avons réalisé une approche expérimentale du pompage de laser par LED via des concentrateurs luminescents. Une étude systématique de quatre cristaux accordables est effectuée : l'alexandrite, le Ti:saphir, le Cr:LiSGaF et le Cr:LiSAF.

Chapitre IV

Lasers dopés aux métaux de transition pompés par LED

Objectifs

L'objectif de ce chapitre est double. Dans un premier temps, il s'agit de démontrer expérimentalement que le concept de pompage par LED s'applique aux cristaux dopés aux métaux de transition. Pour cela, des dispositifs expérimentaux visant l'obtention d'un effet laser en régime relaxé avec plusieurs milieux à gain sont étudiés. Lorsqu'un effet laser est obtenu, il est totalement caractérisé par des mesures d'efficacité, d'accordabilité et de gain petit signal. Ce chapitre vise, dans un second temps, à orienter le pompage par LED vers la construction de systèmes laser plus complexes. D'abord, plusieurs lasers fonctionnant en régime déclenché sont mis au point, le régime déclenché étant la porte d'entrée vers des systèmes laser plus complexes. Ensuite, un système laser abouti est présenté : il s'agit d'une source accordable dans l'UV basée sur un laser *cavity-dump* pompé par LED pour la détection d'agents NRBC (nucléaires, radiologiques, biologiques, chimiques).

Sommaire

1	Caractérisation de la tête de pompage	101
2	Lasers en régime relaxé	104
2.1	Lasers colquiriite dopés aux ions Cr^{3+}	104
2.1.1	Montage expérimental	104
2.1.2	Résultats laser Cr :LiSGaF et Cr :LiSAF dopés à 3,0 %	105
2.1.3	Augmenter le gain : modification du dopage et du temps de pompage	108
2.2	Laser à alexandrite	110
2.2.1	Caractérisation du laser à alexandrite	110
2.2.2	Évolution des performances avec la cadence	112
2.2.3	Optimisation du recouvrement	114
2.3	Laser Ti :saphir	115
2.4	Bilan des caractéristiques laser en régime relaxé	119
3	Lasers en régime déclenché	121
3.1	Déclenchement passif	121
3.1.1	Choix des absorbants saturables	121
3.1.2	Laser Cr :LiSAF déclenché par un absorbant saturable de Cr :YAG	123
3.1.3	Laser alexandrite déclenché par un absorbant saturable de V :YAG	124
3.2	Déclenchement actif	125
3.2.1	Laser Cr :LiSAF déclenché avec un modulateur acousto-optique	126

3.2.2	Laser à alexandrite déclenché avec un modulateur acousto-optique	127
3.3	Bilan des performances en régime déclenché	131
4	Développement d'un oscillateur laser sub-10-ns et accordable dans l'UV pompé par LED	132
4.1	Dispositif expérimental	132
4.2	<i>Cavity-dump</i> dans l'infrarouge	133
4.3	Conversion de fréquence	136
4.4	Bilan	139
5	Conclusion	140

1 Caractérisation de la tête de pompe

La tête de pompe utilisée lors de cette étude expérimentale a été conçue avec l'aide du bureau d'étude d'Effilux. Une première version a été réalisée à la fin de la thèse d'Adrien Barbet puis de nombreuses modifications ont été apportées en 2017. C'est cette dernière version qui est présentée ici.

Les LED fonctionnent en régime quasi-continu défini par un temps d'activation (Δt_p) et une cadence. Le temps d'activation des LED varie d'un milieu à gain à l'autre en fonction du temps de fluorescence des ions actifs dont il est composé et des contraintes technologiques imposées par les LED (annexe C). Cette tête de pompe est conçue pour permettre l'exploration du pompage par LED sur le plus de milieux à gain possible. Elle doit donc faire preuve de flexibilité en termes de régimes de fonctionnement et permettre l'utilisation de cristaux concentrateurs de différentes natures. Cette tête de pompe regroupe deux matrices de 1120 LED qui tapissent les deux grandes faces du concentrateur ($200 \times 14 \text{ mm}^2$; figure IV.1.b). Les LED sont des Luxeon Z ($1,70 \times 1,30 \text{ mm}^2$) et le facteur de remplissage sur les grandes faces du cristal atteint 41 % (figure IV.1.a).

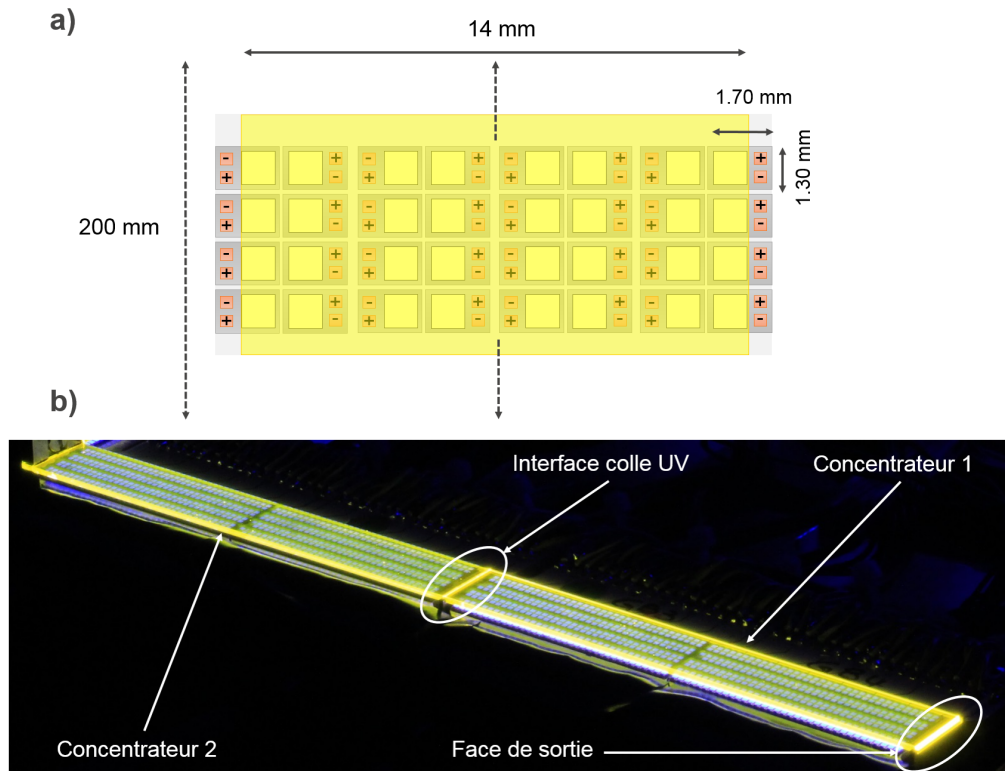


FIGURE IV.1 – a) Schéma de l'agencement des LED sur la face du concentrateur. b) Photo des deux concentrateurs collés.

Le concentrateur de $200 \times 14 \times 1 \text{ mm}^3$ est composé de deux cristaux de $100 \times 14 \times 1 \text{ mm}^3$ (figures IV.1.b et IV.2) joints à l'aide d'une colle à photo-polymérisation UV (NOA 61, Norland Product). Le facteur géométrique atteint une valeur de 400 quand les deux faces sont éclairées. La largeur du concentrateur (14 mm) fixe la longueur du milieu à gain dans le cas d'un pompage transverse. L'alimentation des LED pour les différents régimes de fonctionnement est réalisée avec des contrôleurs électroniques. Chaque contrôleur permet de piloter 64 LED qui sont regroupées en quatre groupes de 16 LED en série. L'alimentation des LED peut se faire de manière continue avec de faibles courants (plusieurs centaines de mA) ou en régime quasi-

continu sur des durées pouvant descendre jusqu'à $1 \mu\text{s}$ avec des ampérages de 10 A. Le circuit imprimé sur lequel reposent les LED est fixé sur un bloc d'aluminium refroidi à eau. Cela permet l'évacuation des calories lors de l'utilisation de la tête de pompe à haute cadence.

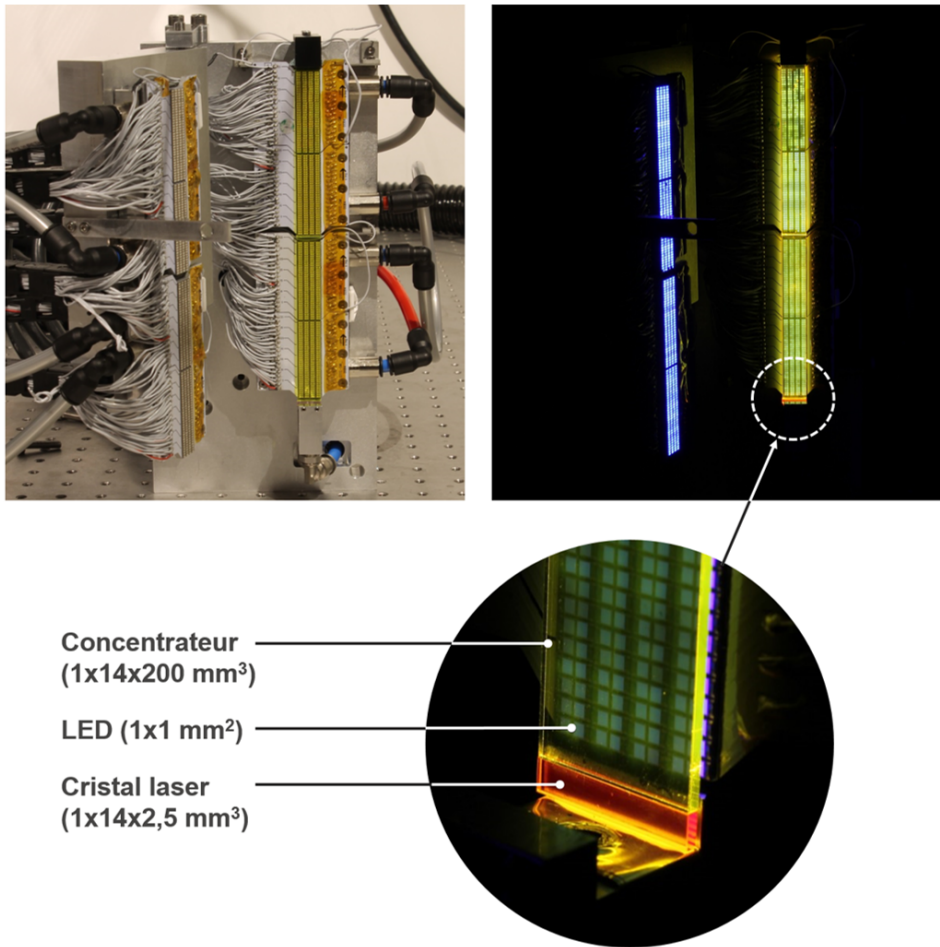


FIGURE IV.2 – Photos de la tête de pompe ouverte regroupant 2240 LED et deux concentrateurs de 100 mm. À gauche le système éteint, à droite le système allumé, en bas un zoom sur le cristal laser.

Deux concentrateurs sont étudiés : le Ce:YAG et le Ce:LuAG. La largeur à mi-hauteur du spectre d'émission du Ce:YAG s'étend de 520 nm à 620 nm alors que celle du Ce:LuAG s'étend de 500 nm à 580 nm (leur spectre d'émission est représenté sur la figure II.14 du chapitre II). Le concentrateur est choisi pour maximiser le recouvrement entre son spectre d'émission et le spectre d'absorption du milieu laser. Plusieurs paramètres entrent en jeu pour définir la cadence d'activation des LED. Les propriétés d'émission du Ce:YAG commencent à décroître à partir de 250°C (figure IV.3). Cependant, la colle à photo-polymérisation UV qui lie les deux concentrateurs entre eux, ainsi que le concentrateur au cristal laser, se détériore au-delà de 120°C . Finalement, c'est l'évolution thermique des caractéristiques spectroscopiques des matériaux laser qui est le plus limitant : dans la plupart des cristaux (Ti:saphir, Cr:LiSAF et Cr:LiSGaF), le gain laser décroît à partir d'une certaine température. Une pièce d'aluminium raccordée au circuit de refroidissement à eau permet de maintenir le cristal laser et de limiter l'élévation de sa température. Une feuille d'indium est placée entre le cristal laser et la pièce d'aluminium pour maximiser l'évacuation de l'énergie thermique emmagasinée.

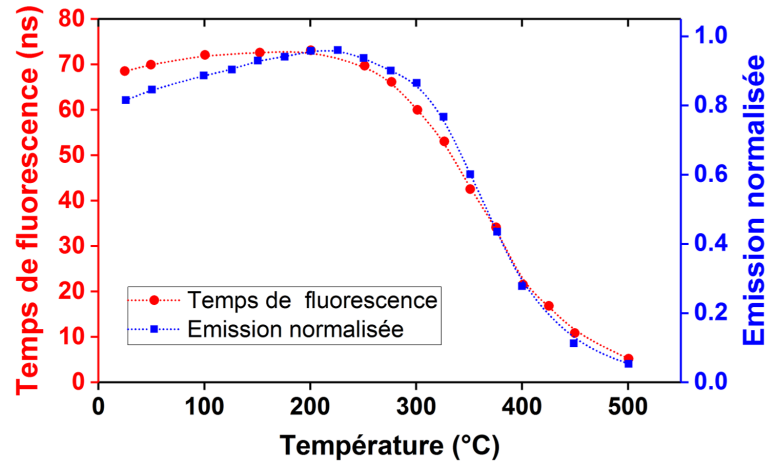


FIGURE IV.3 – Évolution du temps de fluorescence et de l'émission du Ce:YAG avec la température [Arjoca 15].

Le tableau IV.1 regroupe les caractéristiques de la tête de pompe pour trois régimes de fonctionnement utilisés par la suite. En activant les LED à 10 Hz pendant $260 \mu\text{s}$ avec un concentrateur luminescent de Ce:YAG, le courant maximal d'alimentation des LED est de 5 A. L'énergie de pompe délivrée par le concentrateur est de 268 mJ pour une efficacité de 16,7 %. Si la cadence est élevée à 100 Hz, l'intensité d'alimentation des LED est réduite à 2 A, ce qui entraîne une énergie de pompe réduite à 150 mJ. Avec un concentrateur luminescent de Ce:LuAG éclairé à 10 Hz sur une durée plus courte ($15 \mu\text{s}$), le courant maximal d'alimentation des LED peut être poussé à 7 A. Cela correspond à une énergie de pompe de 20,9 mJ pour une efficacité optique de la tête de pompe de 14 %. L'annexe C regroupe plus en détails les différents régimes de fonctionnement de la tête de pompe. Le Ce:LuAG présente des efficacités légèrement plus faibles notamment à cause d'un coefficient d'absorption moins important que le Ce:YAG.

Dimensions (mm^3)	200 x 14 x 1		
Nombre de LED	2240		
Cristal	Ce:YAG	Ce:YAG	Ce:LuAG
Régime de fonctionnent	$260 \mu\text{s} / 10 \text{ Hz}$	$260 \mu\text{s} / 100 \text{ Hz}$	$15 \mu\text{s} / 10 \text{ Hz}$
Alimentation maximale des LED	5 A	2 A	7 A
Puissance crête (kW)	1,03	0,577	1,39
Éclairement crête (kW/cm^2)	8,50	4,12	9,92
Luminance crête ($\text{kW}/\text{cm}^2/\text{sr}$)	2,70	1,31	3,16
Énergie (mJ)	268	150	20,9
Efficacité (%)	16,7	14,5	14,5
Facteur de concentration (C_{LED})	27	27	23

TABLE IV.1 – Caractéristiques de la tête de pompe utilisée avec des concentrateurs de Ce:YAG et de Ce:LuAG pour différents régimes de fonctionnement. L'éclairement annoncé correspond à l'éclairement, dans le cristal laser, estimé à l'aide du logiciel de tracé de rayons *LightTools* (l'adaptation d'indice est prise en compte).

Dans la section suivante, il s'agit de réaliser une étude systématique sur le Cr:LiSAF, le Cr:LiSGaF, l'alexandrite et le Ti:saphir.

2 Lasers en régime relaxé

La première section de ce chapitre consiste à démontrer expérimentalement le pompage par LED de cristaux dopés aux métaux de transition. En se basant sur l'étude du chapitre III, quatre milieux à gain sont étudiés en régime relaxé quasi-continu : le Cr:LiSAF, le Cr:LiSGaF, l'alexandrite et le Ti:saphir. Dans le cas où un effet laser est obtenu, les performances laser sont caractérisées par des mesures d'énergie en régime quasi-continu, d'efficacité optique du système, de plage d'accordabilité et de gain petit signal.

2.1 Lasers colquiriite dopés aux ions Cr^{3+}

2.1.1 Montage expérimental

D'après l'étude menée dans le chapitre III, les cristaux de colquiriite dopés aux ions Cr^{3+} font partie des cristaux dopés aux métaux de transition ayant la meilleure compatibilité avec le pompage par LED via un concentrateur luminescent. Pour réaliser expérimentalement le pompage du Cr:LiSAF et du Cr:LiSGaF (II-IV Optical Systems), les cristaux laser sont directement collés à la face de sortie du concentrateur luminescent à l'aide d'une colle à photopolymérisation UV d'indice de réfraction 1,56 (NOA 61, Norland Product). Le schéma du montage est représenté sur la figure IV.4.

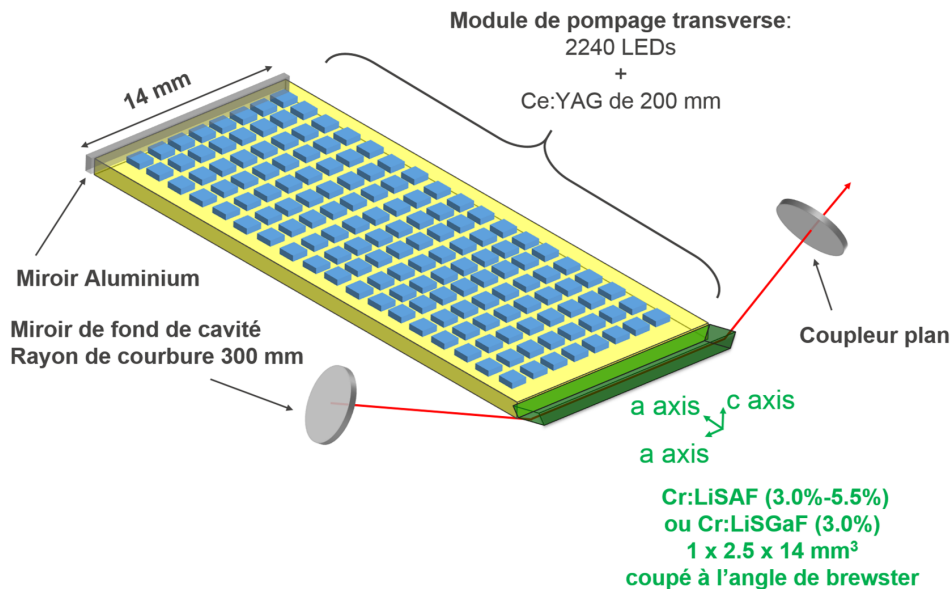


FIGURE IV.4 – Schéma du système de pompage des lasers à colquiriite (l'échelle n'est pas respectée).

Les LED sont pilotées en régime quasi-continu ($150 \mu\text{s}$; 10 Hz), l'ensemble des 2240 LED délivre alors une énergie de 1,06 J. Le concentrateur, quant à lui, délivre 155 mJ au milieu à gain. Deux actions sont menées pour maximiser l'absorption du milieu à gain. Tout d'abord, un miroir en aluminium est placé sur la petite face inutilisée du concentrateur. Ensuite, une feuille d'or est placée sous le cristal laser pour réinjecter la lumière de pompe qui n'a pas été absorbée lors du premier passage dans le milieu à gain. La proportion de pompe absorbée par le milieu à gain est estimée à 43,5 % car une partie du spectre d'émission du Ce:YAG ne recouvre pas les spectres d'absorption du Cr:LiSAF et du Cr:LiSGaF (figure III.10). L'estimation de l'absorption est réalisée en observant l'évolution du signal de fluorescence (qui est proportionnelle à l'absorption) après l'ajout des différents éléments (miroir en aluminium, feuille d'or). Les cristaux de Cr:LiSAF et de Cr:LiSGaF ont une dimension de $14 \times 1 \times 2,5 \text{ mm}^3$; la face de $14 \times 1 \text{ mm}^2$ a la même dimension que la petite face de sortie du concentrateur luminescent. Le

milieu à gain est refroidi à l'aide d'un doigt thermique en contact avec le circuit de refroidissement à eau. Le dopage en ions Cr^{3+} s'élève à 3,0 %, et l'orientation cristalline est choisie pour maximiser l'absorption de la lumière de pompe et l'émission des photons laser (absorption¹ et émission des photons polarisés parallèlement à l'axe c). Les cristaux sont coupés à l'angle de Brewster mais les faces laser ($1 \times 2,5 \text{ mm}^2$) ne sont pas parallèles, ce qui donne au cristal une forme de prisme². L'utilisation de faces taillées à l'angle de Brewster permet d'éviter certaines oscillations parasites ainsi que de se passer de traitements optiques qui ont des seuils de dommage plus faibles qu'une face non traitée.

2.1.2 Résultats laser Cr:LiSGaF et Cr:LiSAF dopés à 3,0 %

Pour chacun des deux cristaux, plusieurs cavités linéaires plano-concaves de 95 mm de long sont élaborées. Le miroir de fond de cavité est hautement réfléchissant (610-1040 nm) avec un rayon de courbure de 300 mm. Différents coupleurs de sortie plans ayant des transmissions entre 1 % et 20 % sur la gamme 650-1000 nm sont utilisés. La figure IV.5 regroupe l'évolution de l'énergie laser en fonction de l'énergie de pompe pour différentes transmissions du coupleur de sortie ainsi que les profils temporels des lasers dans le cas du Cr:LiSGaF (figure IV.5.a et IV.5.c) et du Cr:LiSAF (figure IV.5.b et IV.5.d).

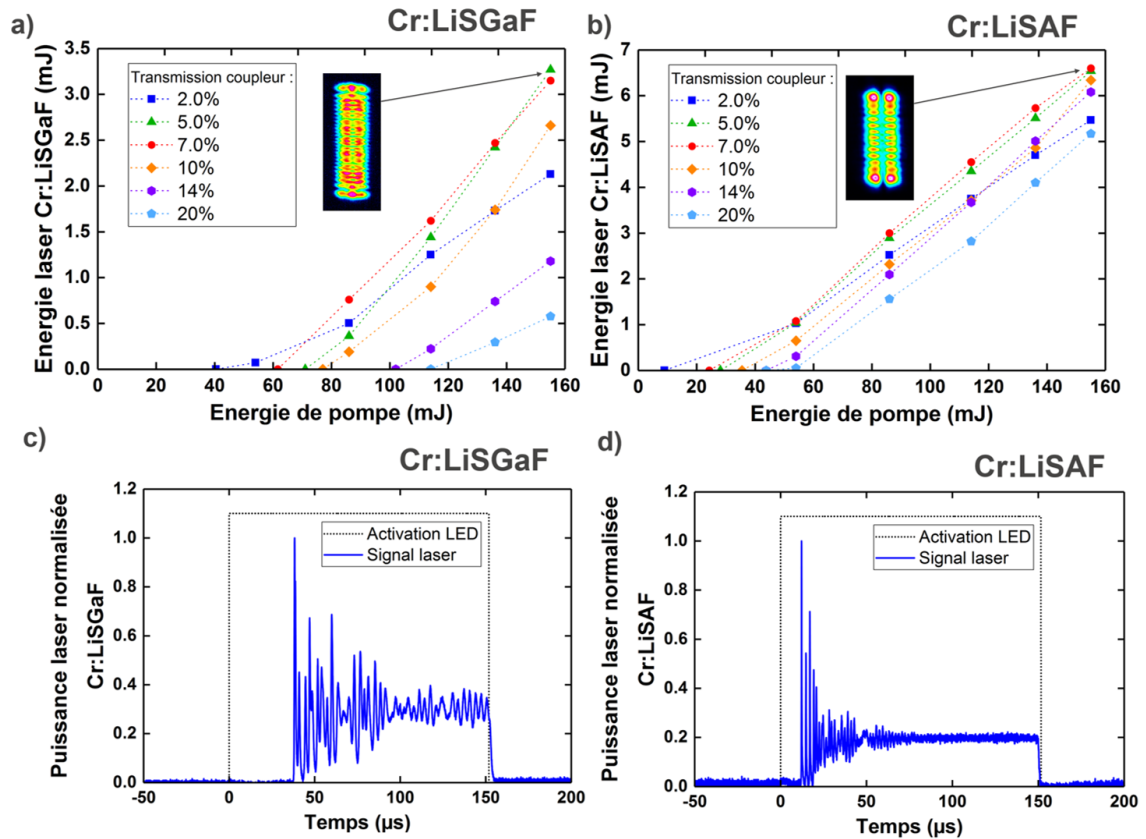


FIGURE IV.5 – a) et b) Courbes d'énergie de sortie relaxée en fonction de l'énergie de pompage ($\Delta t=150\mu\text{s}$ et $F=10 \text{ Hz}$) des lasers Cr:LiSGaF et Cr:LiSAF (insert : profil spatial). c) et d) Profils temporels des deux lasers.

1. L'absorption est maximale pour des photons polarisés parallèlement à l'axe c ; dans les faits, l'absorption est répartie sur les axes a et c , ce qui est plus efficace que sur deux axes a .

2. La forme prismatique des cristaux est contrainte par l'encombrement mécanique de la tête de pompage qui ne permet pas l'utilisation classique de faces laser parallèles taillées à l'angle de Brewster (angle au sommet du prisme : 71°). La forme de prisme engendre des effets de dispersion qui sont limités dans le cas des colquiriites car leur indice de réfraction et leur dispersion chromatique sont faibles ($n=1,4$ et $\frac{dn}{d\lambda} \approx -0,01 \mu\text{m}^{-1}$).

Le laser Cr:LiSGaF atteint une énergie maximale de 3,27 mJ à 827 nm (largeur à mi-hauteur du spectre de 2,8 nm) avec un coupleur 7 % pour un profil multimode (figures IV.5.a). Cela correspond à une efficacité optique de 2,1 % entre le concentrateur et le laser et de 0,3 % entre les LED et le laser. Dans le cas du Cr:LiSAF, l'énergie atteint 6,6 mJ à 848 nm (largeur à mi-hauteur du spectre de 4,5 nm) avec un coupleur à 5 % et un mode TEM_{12,1} (figures IV.5.b). La forme du mode est en accord avec la forme de la section du cristal (allongé dans la dimension de 2,5 mm par rapport à la direction de 1 mm). L'efficacité optique entre le concentrateur et le laser est alors de 4,2 % et de 0,6 % entre les LED et le laser. Le seuil laser est très bas pour le Cr:LiSAF : 9 mJ avec un coupleur 2 % contre 40 mJ avec le même coupleur dans le cas du Cr:LiSGaF. Le temps de création est de 37 μ s pour le Cr:LiSGaF (figure IV.5.c) et descend à 11 μ s pour le Cr:LiSAF (figure IV.5.d). Dans le cas du Cr:LiSAF, un ajustement de l'alignement de la cavité permet un fonctionnement en TEM_{0,0} avec une énergie plus réduite de 2,4 mJ.

La figure IV.6 regroupe les mesures de l'évolution de l'énergie laser en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie pour le Cr:LiSGaF et le Cr:LiSAF. Les mesures d'énergie effectuées avec les différentes transmissions de coupleurs suivent la forme prévue par la théorie [Koechner 06] :

$$E_{laser} = A \cdot \frac{1-R}{1+R} \cdot I_s \left(\frac{2g_0 \cdot l}{L - \ln(R)} - 1 \right) \cdot \Delta t_p \quad (IV.1)$$

où A est la section du mode laser dans le cristal, R la réflectivité du coupleur de sortie, I_s l'intensité de saturation, g_0 le gain linéique petit signal, l la longueur du milieu à gain, L les pertes dans la cavité et Δt_p la durée du pompage. L'ensemble de ces paramètres proviennent de mesures expérimentales sauf la section du mode laser (A), difficile à déterminer, qui sert de paramètre d'ajustement.

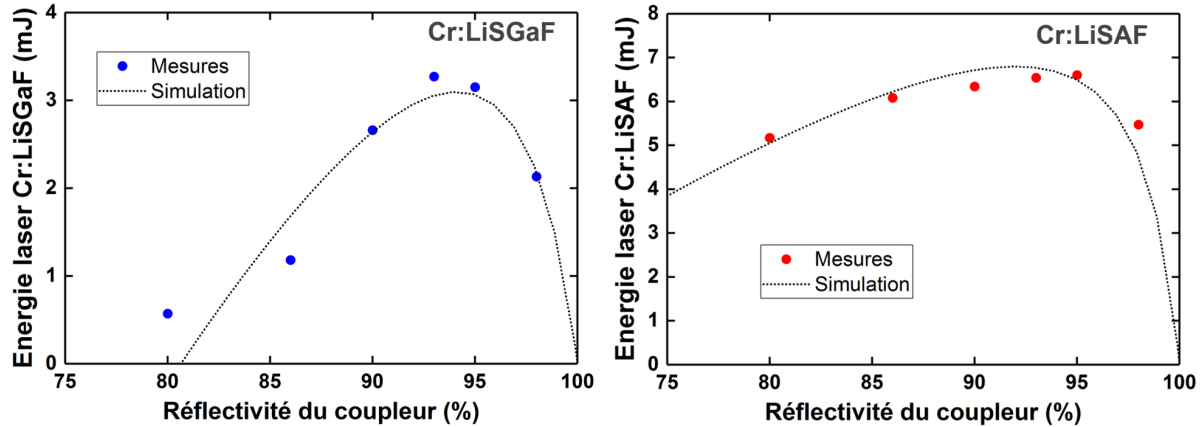


FIGURE IV.6 – Évolution de l'énergie laser en fonction du coupleur de sortie pour le Cr:LiSGaF (a) et le Cr:LiSAF (b).

La mesure de l'accordabilité des lasers Cr:LiSGaF et Cr:LiSAF est réalisée en ajoutant un élément dispersif dans la cavité. La cavité plano-concave est allongée (de 95 mm à 190 mm) pour permettre l'insertion d'un prisme (SF10). La figure IV.7 regroupe les mesures de l'accordabilité du Cr:LiSGaF et du Cr:LiSAF (spectromètre Ocean Optics HR 4000). Avec un coupleur de transmission 2 %, le laser Cr:LiSGaF est accordable de manière continue entre 790 nm et 890 nm. Le laser Cr:LiSAF, quant à lui, s'accorde entre 787 nm et 1002 nm.

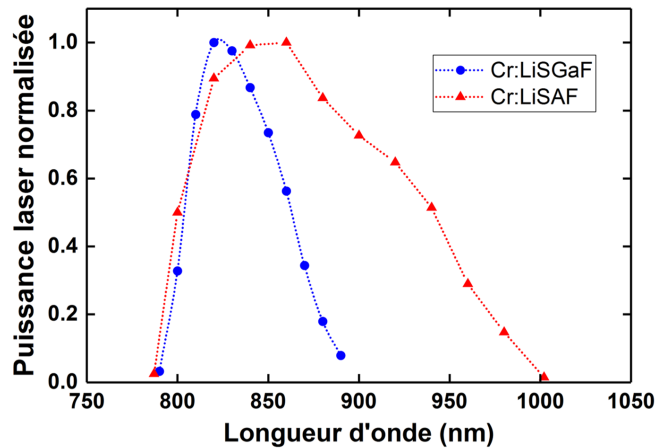


FIGURE IV.7 – Courbes d'accordabilité des lasers Cr:LiSGaF et Cr:LiSAF.

La différence entre les plages d'accordabilité (figure IV.7) et l'évolution de l'énergie laser en fonction de la réflectivité du coupleur (figure IV.6) pour les deux cristaux étudiés s'explique par la valeur du gain laser dans chacun de ces matériaux. En effet, la grande plage d'accordabilité du Cr:LiSAF, ainsi qu'un meilleur fonctionnement avec des coupleurs de transmission plus élevée indique la présence d'un gain plus fort que dans le Cr:LiSGaF. Pour poser des bases quantitatives à ces observations, le gain petit signal est mesuré via l'ajout de pertes calibrées dans chacune des cavités (l'annexe D revient plus en détail sur les méthodes de mesure du gain petit signal). Les pertes calibrées sont insérées par une lame à faces parallèles (en N-BK7) et dépendent de l'angle entre les faces de la lame et la direction du faisceau laser. L'ajout de la lame requiert une taille de cavité minimale de 160 mm. L'égalisation des pertes insérées par la lame à faces parallèles et du gain du laser (ce qui a lieu au seuil d'oscillation) permet de déduire la valeur du gain petit signal en double passage utilisable défini par $G_0^2 \cdot (1 - \alpha)$ (équation III.3). Le gain petit signal en double passage utilisable dans le Cr:LiSAF atteint 1,65 contre 1,29 dans le Cr:LiSGaF (figure IV.8). Les pertes intrinsèques (présentes dans la cavité en dehors de celles introduites par la lame à faces parallèles) sont évaluées par la méthode de Findlay-Clay qui consiste à mesurer l'énergie de pompe au seuil laser pour différentes transmissions du coupleur de sortie [Findlay 66]. En double passage, ces pertes sont de 2,2 % pour le Cr:LiSAF et de 3,9 % pour le Cr:LiSGaF. Le gain petit signal en double passage est simulé à l'aide des propriétés spectroscopiques des cristaux, des éclairagements de pompe et des pertes mesurées dans la cavité en utilisant l'équation III.8.

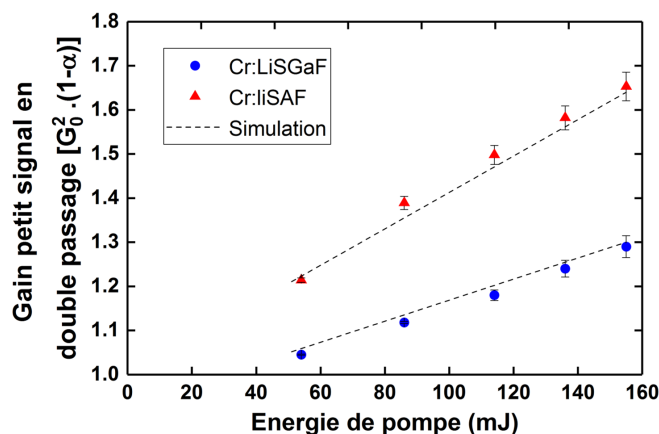


FIGURE IV.8 – Évolution avec l'énergie de pompe du gain disponible en double passage dans les lasers Cr:LiSGaF et Cr:LiSAF. La courbe en tirets correspond à la simulation du gain.

Les meilleures performances du Cr:LiSAF par rapport au Cr:LiSGAF en termes d'énergie laser et d'accordabilité sont confirmées par un gain plus élevé dans le Cr:LiSAF. Cette valeur plus élevée du gain disponible s'explique par la présence de pertes intrinsèques plus importantes dans le cristal de Cr:LiSGAF mais aussi par les produits $\sigma_e \cdot \tau$ et $n_t \cdot \sigma_a$ plus élevés pour le Cr:LiSAF (tableau III.5).

2.1.3 Augmenter le gain : modification du dopage et du temps de pompage

Le Cr:LiSAF présente de meilleures performances que le Cr:LiSGAF. Dès lors, quelles actions peuvent être menées pour augmenter davantage les performances du Cr:LiSAF ? Le dopage du Cr:LiSAF peut être élevé jusqu'à 5,5 % (au-delà de cette valeur les interactions entre ions actifs deviennent prédominantes) ce qui a, théoriquement, une influence directe sur le gain (équation III.6). D'autre part, le gain peut être légèrement augmenté avec un temps de pompage plus élevé ($e^{-\frac{\Delta t_p}{\tau}} \rightarrow 0$ dans l'équation III.8).

Effet du dopage

Dans l'optique d'atteindre des performances plus élevées qu'avec un cristal de Cr:LiSAF dopé à 3,0 %, un cristal de Cr:LiSAF dont le dopage s'élève à 5,5 % est inséré dans une cavité avec un coupleur ayant une transmission de 2 %. Les LED sont alimentées avec un courant de 2 A sur des durées de 150 μ s pour des cadences situées entre 10 Hz et 50 Hz (énergie de 86 mJ). À 10 Hz, l'augmentation du dopage du Cr:LiSAF engendre un gain petit signal plus important (1,38 pour un dopage à 3,0 % contre 1,42 pour un dopage à 5,5 %, figure IV.9). Avec l'augmentation de la cadence, le gain des deux cristaux baisse à cause des effets thermiques. L'écart entre le gain du cristal dopé à 5,5 % et celui dopé à 3,0 % est de moins en moins important jusqu'à devenir nul à 50 Hz. En effet, les effets thermiques sont d'autant plus impactants que le dopage est élevé.

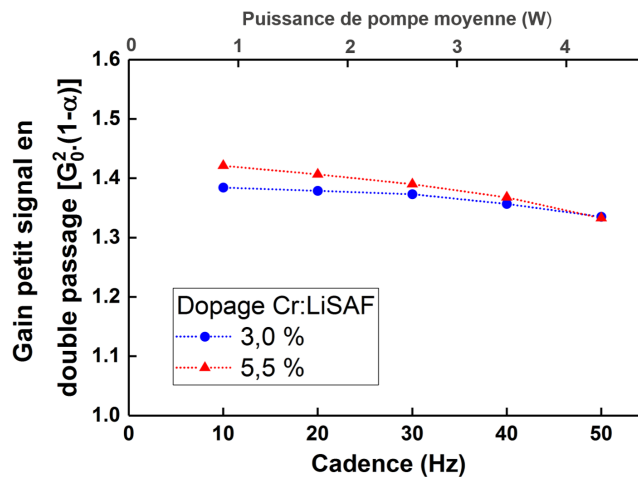


FIGURE IV.9 – Évolution du gain des lasers Cr:LiSAF dopés à 3,0 % et 5,5 % avec la cadence pour une énergie de pompe de 86 mJ.

Effet du temps de pompage (Δt_p)

Pour atteindre le gain le plus élevé possible, un cristal de Cr:LiSAF dopé à 5,5 % est sélectionné. Les LED sont pilotées à 10 Hz pendant 250 μ s pour une énergie de pompe maximale de 257 mJ. Une énergie laser maximale de 8,4 mJ est obtenue en TEM_{11,0} pour une énergie de pompe de 227 mJ (figure IV.10). En TEM_{0,0}, l'énergie laser atteint 3,1 mJ à la même énergie de pompe. Cependant, une baisse d'efficacité en lien avec l'augmentation de la température est clairement observée avec l'augmentation de l'énergie de pompe.

La mesure du gain laser est nécessaire pour comprendre de manière plus détaillée des phé-

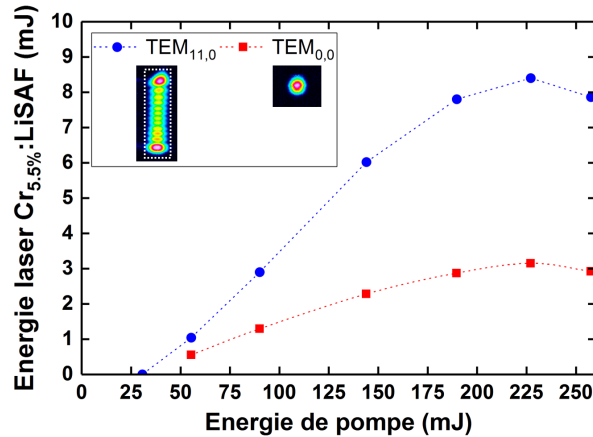


FIGURE IV.10 – Énergie du laser Cr:LiSAF dopé à 5,5 % en TEM_{11,0} et TEM_{0,0} en fonction de l'énergie de pompe.

nomènes expliquant cette baisse d'efficacité. La figure IV.11 regroupe l'évolution du gain petit signal pour un cristal de Cr:LiSAF dopé à 5,5 % avec un pompage de 150 μs et un pompage de 250 μs à 10 Hz. Pour un pompage de 250 μs , le gain atteint une valeur maximale de 1,44 puis décroît à cause de l'augmentation en température alors qu'une durée de pompage réduite à 150 μs permet d'atteindre un gain de 1,68 sans baisse d'efficacité. Cette baisse d'efficacité du Cr:LiSAF en raison de la température a déjà été étudiée [Falcoz 96, Balembois 97c, Balembois 97a]. Elle est principalement liée à deux phénomènes : la chute du temps de fluorescence des ions Cr³⁺ avec l'augmentation de la température et la désexcitation Auger qui augmente le nombre de recombinaisons non-radiatives et engendre donc une élévation supplémentaire de la température.

C'est donc la chute du temps de fluorescence des ions Cr³⁺, induite par l'augmentation de la température, qui explique la baisse de l'efficacité du laser. Le temps de fluorescence passe de 60 μs (41 °C) à faible énergie de pompe à 27 μs (72 °C) à la puissance de pompe maximale (figure IV.11). Le temps de fluorescence commence à chuter drastiquement au-dessus de 150 mJ de pompe : ce paramètre a été pris en compte dans la simulation du gain. Les résultats montrent un comportement linéaire de l'efficacité pour un pompage à 150 μs et avec la baisse d'efficacité observée pour un pompage à 250 μs (figure IV.11).

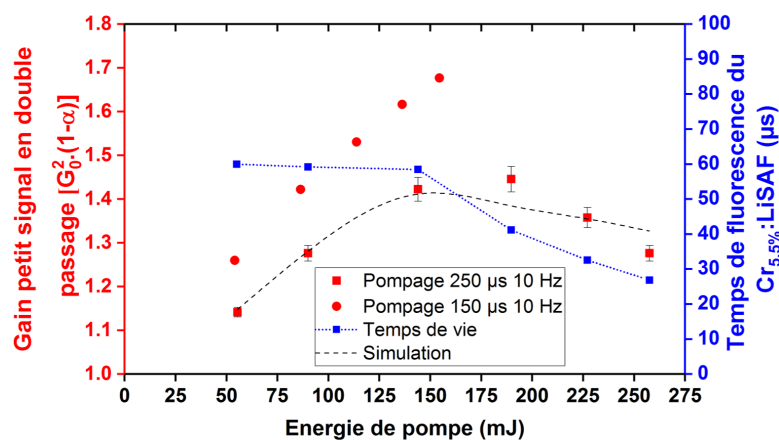


FIGURE IV.11 – Évolution du gain petit signal disponible en double passage avec l'énergie de pompe dans un laser Cr:LiSAF dopé à 5,5 % pour des durées de pompage de 150 μs et 250 μs . Les courbes de gain sont superposées avec l'évolution du temps de fluorescence du Cr:LiSAF.

En définitive, le pompage par LED via des concentrateurs luminescents du Cr:LiSAF permet la mise en place de lasers avec des gains significatifs qui laissent entrevoir la possibilité de réaliser des systèmes laser plus complexes. Cependant, la baisse des performances du Cr:LiSAF avec la température (cadence ou une durée de pompe plus élevées) est un frein majeur au développement de tels systèmes comme le montre l'évolution du taux de pompage du Cr:LiSAF avec la température dans l'étude du chapitre III (tableau III.6). Les résultats obtenus avec le Cr:LiSAF ont, en partie, fait l'objet d'une publication dans le journal *Optic Letters* [Pichon 18c].

2.2 Laser à alexandrite

2.2.1 Caractérisation du laser à alexandrite

Le montage expérimental du laser à alexandrite est identique à celui du Cr:LiSAF. Le cristal d'alexandrite a une dimension de $14 \times 1 \times 2,5 \text{ mm}^3$ (Synoptics Northrop Grumman) et ses faces laser sont taillées à l'angle de Brewster ce qui donne au cristal une forme de prisme (figure IV.12). Contrairement aux colquiriites, le cristal d'alexandrite n'est pas refroidi. Le dopage en ions Cr^{3+} est fixé à 0,22 % (maximum autorisé avant le *quenching* en concentration). L'orientation cristalline permet une émission de photons avec une polarisation parallèle à l'axe b et une absorption maximale à la longueur d'onde de pompe (photons polarisés parallèlement aux axes b et c ; figure III.13). Le temps de fluorescence de l'alexandrite à température ambiante ($260 \mu\text{s}$), plus élevé que celui du Cr:LiSAF ($67 \mu\text{s}$), permet un meilleur stockage d'énergie via une durée de pompage plus longue. Dans un premier temps, les LED sont pilotées à 10 Hz pendant $260 \mu\text{s}$ et délivrent une énergie de 1,83 J; cela correspond à une énergie de 268 mJ fournie par le concentrateur. La proportion de l'énergie de pompe absorbée par le cristal est estimée à 63 % (via le logiciel *LighTtools*).

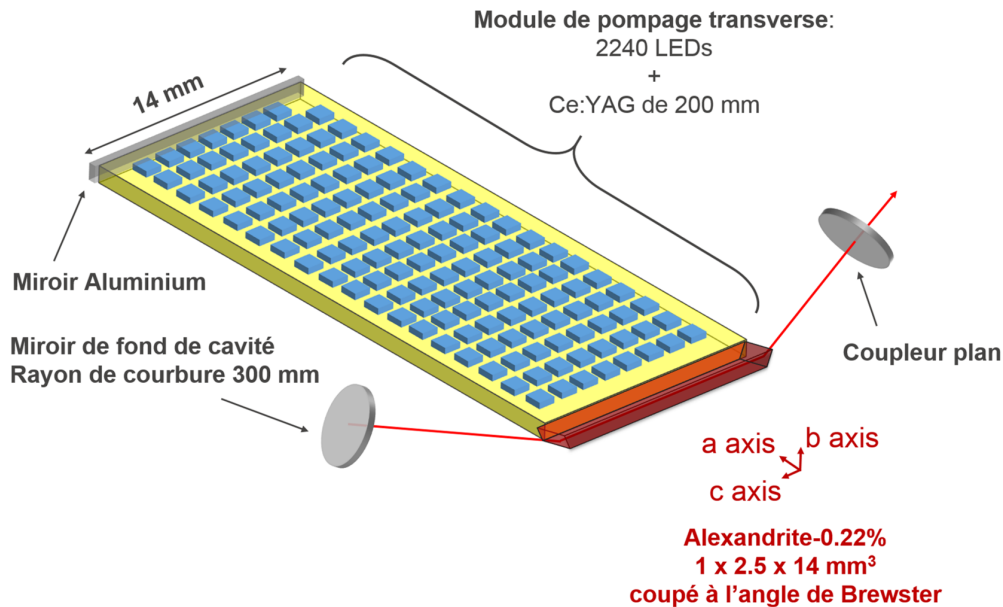


FIGURE IV.12 – Schéma du système de pompage du laser à alexandrite (l'échelle n'est pas respectée).

Plusieurs cavités plano-concaves de 95 mm de long sont réalisées avec des transmissions de coupleurs entre 1 % à 10 %. Les figures IV.13.a et IV.13.b rassemblent les courbes d'efficacité des différents lasers obtenus ainsi que l'évolution de l'énergie laser en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie. Une énergie maximale de 8,8 mJ à 749 nm (largeur à mi-hauteur du spectre de 2,2 nm) est mesurée avec un coupleur de transmission 3,0 % pour un profil TEM_{16,0}.

Cela correspond à une efficacité optique de 3,2 % entre le concentrateur et le laser et de 0,5 % entre les LED et le laser. Le seuil laser le plus bas est de 60 mJ lorsque la transmission du coupleur est de 1,0 %. Le temps de création, cinq fois plus élevé que celui du laser Cr:LiSAF, s'élève à $50 \mu\text{s}$ (figure IV.13.c). Un fonctionnement en $\text{TEM}_{0,0}$ avec une énergie de 2,25 mJ est obtenu en ajustant l'alignement du coupleur de sortie.

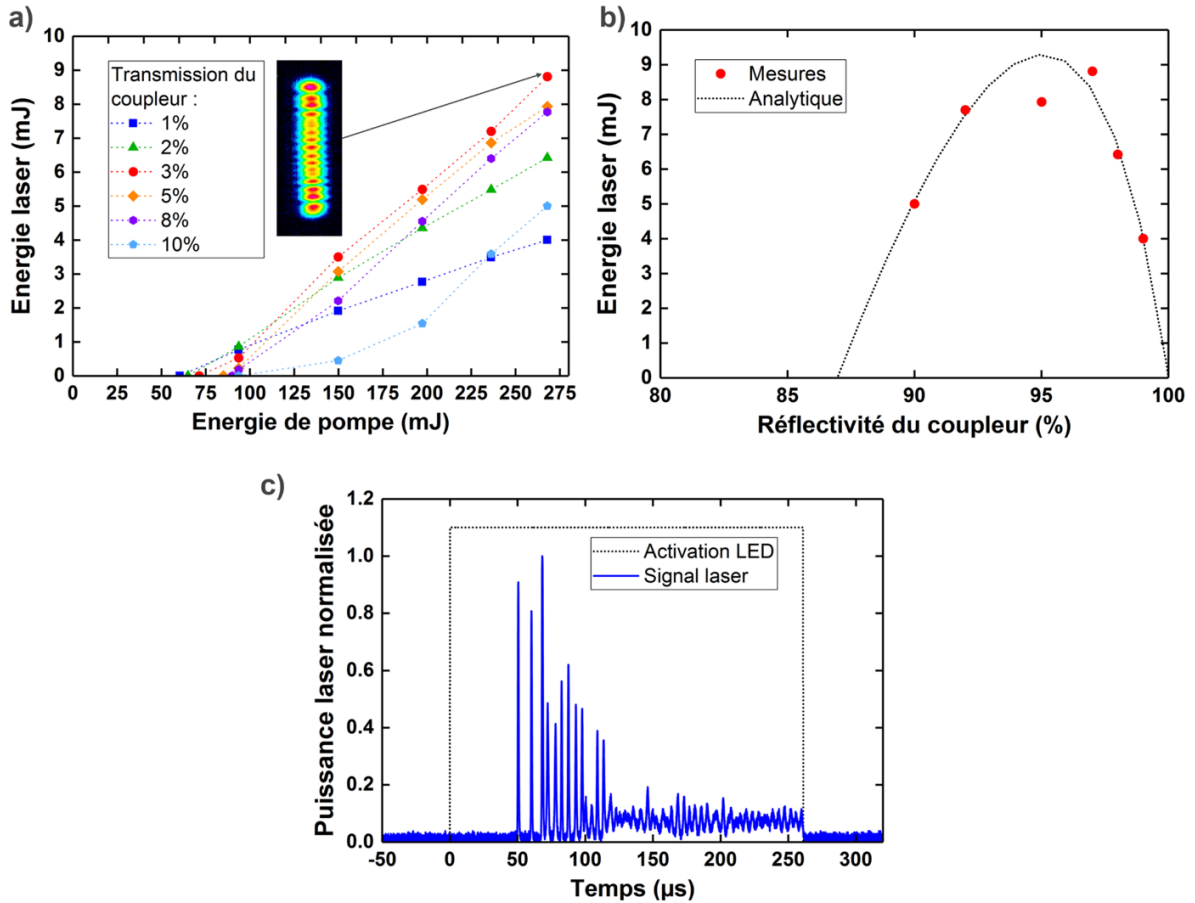


FIGURE IV.13 – a) Courbe d'énergie de sortie relaxée en fonction de l'énergie de pompage ($\Delta t=260\mu\text{s}$ et $F=10 \text{ Hz}$) du laser à alexandrite pour différentes valeurs de réflectivité des coupleurs de sortie. b) Évolution de l'énergie laser avec la réflectivité du coupleur de sortie. c) Profil temporel du laser à alexandrite.

L'indice de réfraction de l'alexandrite est plus élevé que celui du Cr:LiSAF (1,75 contre 1,40) tout comme la dispersion chromatique¹ : les effets de la dispersion dans le cristal, qui a une forme de prisme (angle au sommet de 60°), sont donc plus importants dans l'alexandrite ce qui permet l'accordabilité de la cavité sans ajout additionnel d'un prisme, par simple rotation d'un miroir de la cavité autour de l'axe vertical. Une accordabilité continue entre 715 nm et 800 nm est mesurée avec un coupleur de transmission 2 %. De la même manière que pour le Cr:LiSAF, le gain disponible dans l'alexandrite est mesuré via l'insertion de pertes calibrées dans la cavité (figure IV.14). Le gain petit signal utilisable en double passage atteint une valeur de 1,23. Les pertes dans la cavité s'élèvent à 2,2 % en double passage.

1. $\frac{dn}{d\lambda} \approx -0.01 \mu\text{m}^{-1}$ pour les matériaux fluorures et $\frac{dn}{d\lambda} \approx -0.03 \mu\text{m}^{-1}$ pour les matériaux oxydes.

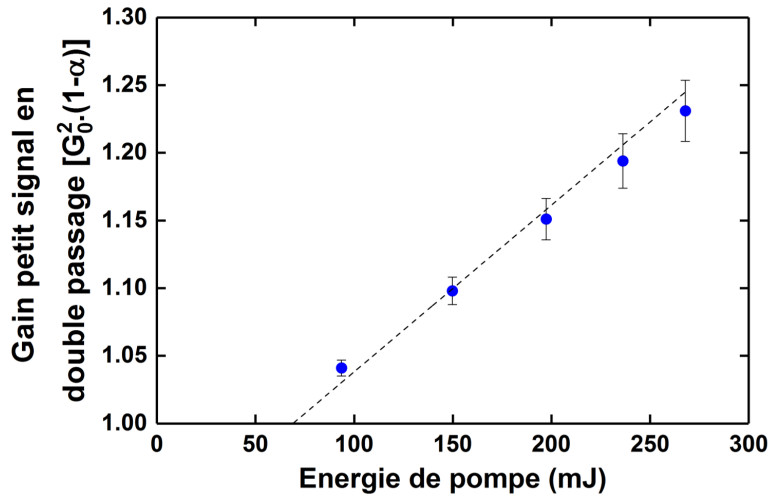


FIGURE IV.14 – Évolution du gain petit signal en double passage du laser à alexandrite en fonction de l'énergie de pompe.

En accord avec les estimations du chapitre III, le gain du laser à alexandrite est plus faible que le gain du laser Cr:LiSAF. Néanmoins, c'est l'évolution des caractéristiques spectroscopiques de l'alexandrite avec la température qui fait l'intérêt de ce milieu à gain (annexe B). Dans les faits, comment évoluent les performances de l'alexandrite avec la température ? L'étude suivante vise à répondre à cette question.

2.2.2 Évolution des performances avec la cadence

Après avoir caractérisé l'alexandrite pour un pilotage des LED à 10 Hz, il convient d'étudier l'évolution des performances d'un tel laser à plus haute cadence (et donc à plus haute température). La cadence est variable de 5 Hz à 100 Hz. L'augmentation de la cadence entraîne une élévation du rapport cyclique des LED, ce qui limite leur courant maximal d'alimentation pour éviter leur détérioration. Lors de cette étude, la durée d'activation est fixée à 260 μ s et le courant à 2 A. Cela correspond à une énergie de pompe de 150 mJ quelle que soit la cadence. L'annexe C regroupe en détails les régimes de fonctionnement de la tête de pompage.

La figure IV.15 décrit l'évolution de l'énergie laser ainsi que de la température de l'alexandrite en fonction de la cadence pour une énergie de pompe fixée à 150 mJ. La température du cristal d'alexandrite est mesurée via le temps de fluorescence (équations B.2 et B.3) et passe de 19 °C (5 Hz) à 132 °C (100 Hz). À 5 Hz, l'énergie laser est de 2,7 mJ contre 6,25 mJ à 80 Hz (110 °C) ; cela constitue une augmentation de l'énergie laser d'un facteur 2,3. L'efficacité entre le concentrateur et le laser passe de 1,8 % à 4,2 %. Le gain disponible passe quant à lui de 1,11 (5 Hz) à 1,25 à (80 Hz). L'allure de la courbe d'énergie sur la figure IV.15 montre une zone d'efficacité maximale entre 70 Hz et 80 Hz (90 °C - 110 °C) ce qui est en accord avec les lasers à alexandrite décrits dans la littérature [Fibrich 17, Kerridge-Johns 18].

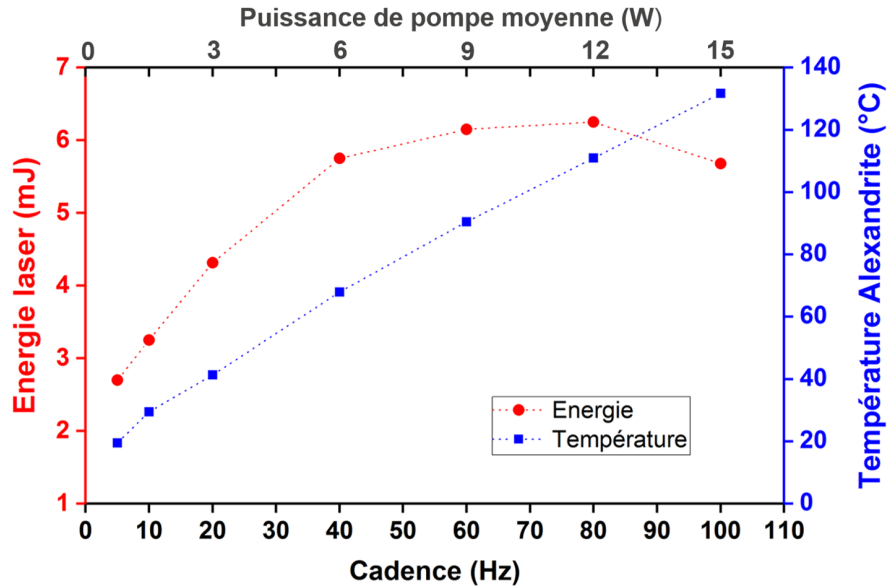


FIGURE IV.15 – Évolution de l'énergie laser et de la température du cristal d'alexandrite en fonction de la cadence de pompage pour une énergie de pompe fixée à 150 mJ.

Une autre observation concerne la plage d'accordabilité de l'alexandrite. Comme décrit dans l'annexe B, l'évolution des sections efficaces σ_e , σ_{GSA} et σ_{ESA} avec la température entraîne un glissement vers les hautes longueurs d'ondes de la longueur d'onde centrale de l'alexandrite. De manière plus globale, ce même glissement intervient sur l'ensemble de la plage d'accordabilité : les plages d'accordabilité à 10 Hz et 100 Hz sont tracées sur la figure IV.16. À 29 °C (10 Hz), pour une énergie de pompe de 268 mJ, l'accordabilité se fait entre 715 nm et 800 nm pour une longueur d'onde centrale de 749 nm. À 132 °C (100 Hz) et une énergie de pompe plus faible (150 mJ), l'accordabilité se fait entre 725 nm et 808 nm pour une longueur d'onde centrale à 759 nm.

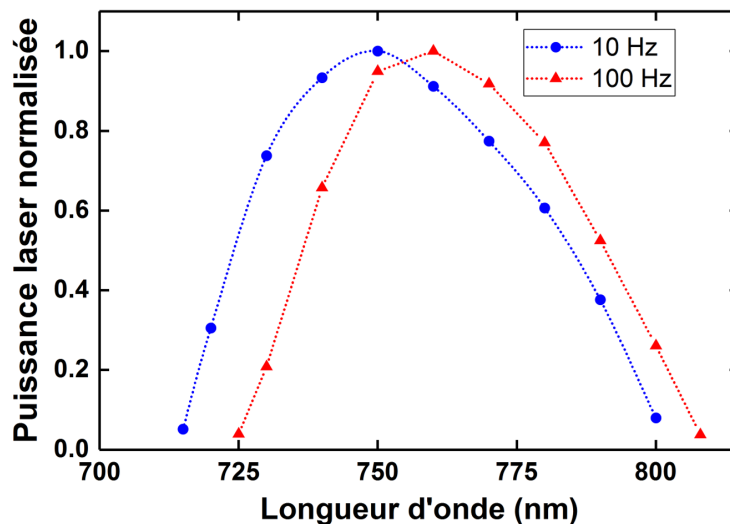


FIGURE IV.16 – Évolution de la bande d'accordabilité avec la cadence (10 Hz, 268 mJ et 100 Hz, 150 mJ).

Les caractéristiques thermiques exceptionnelles de l'alexandrite ont été validées expérimentalement. Cependant, est-il possible d'extraire encore plus d'énergie de ce milieu à gain ?

2.2.3 Optimisation du recouvrement

Cette étude se place dans le cadre d'un pompage quasi-continu (10 Hz ; 260 μ s) et d'une énergie de pompe de 268 mJ. Les efficacités entre le laser et le concentrateur sont limitées à quelques pourcents par rapport aux efficacités des systèmes de pompage plus classiques comme les diodes laser qui peuvent atteindre plusieurs dizaines de pourcents. En effet, dans le cas du pompage par LED, l'inversion de population a lieu dans l'ensemble du milieu à gain et le recouvrement entre le volume pompé et le volume du mode laser est faible, ce qui engendre des efficacités limitées. De plus, la section du milieu à gain étant relativement petite, le mode laser qui peut se développer dans la cavité est limité par la diffraction. Pour extraire le maximum d'énergie du milieu à gain, une solution consiste à mettre au point une cavité fortement multimode (dont le mode fondamental est petit) qui permet de remplir le milieu à gain tout en étant moins limité par la diffraction. Une telle cavité, dont le schéma est représenté sur la figure IV.17, est mise au point à l'aide de trois miroirs. Le cristal d'alexandrite est placé au niveau du *waist* de la cavité, le miroir M_1 est situé à une distance du cristal proche de son rayon de courbure, le miroir M_2 est situé à une distance du cristal égale à la moitié de son rayon de courbure. Un coupleur plan de transmission variable (2,0 %, 5,0 % et 10 %) referme le bras de la cavité. Grâce à cette cavité, le mode laser n'est pas seulement multimode selon l'axe vertical (dimension 2,5 mm du cristal) mais aussi selon l'axe horizontal (dimension 1 mm), ce qui engendre un meilleur remplissage de la zone de gain de plus fortes énergies en sortie du laser.

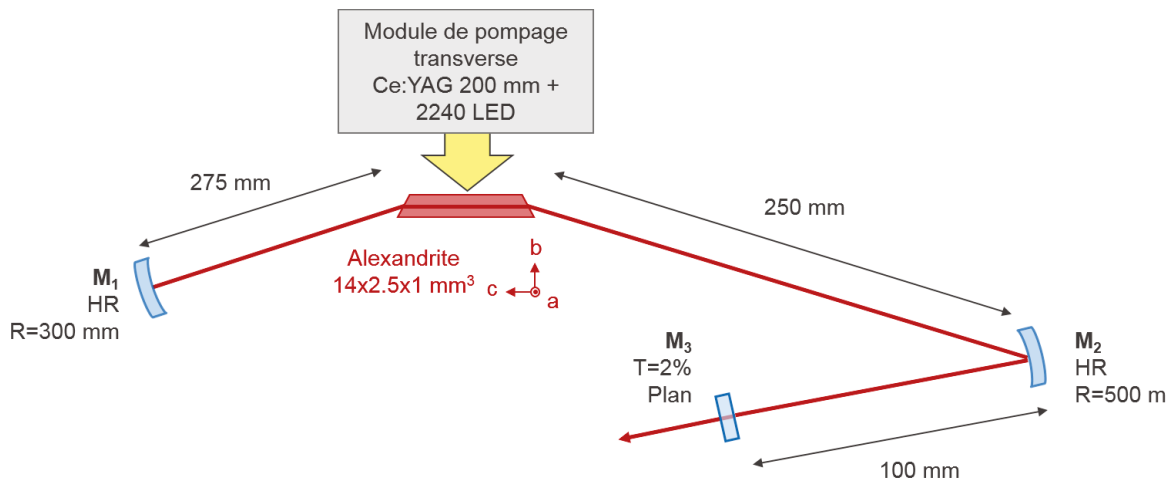


FIGURE IV.17 – Montage expérimental de la cavité à trois miroirs permettant une meilleure extraction de l'énergie stockée dans l'alexandrite.

L'évolution de l'énergie laser en fonction de l'énergie de pompe pour plusieurs transmissions du coupleur de sortie (obtenue avec la cavité de la figure IV.17) est représentée sur la figure IV.18. L'énergie maximale de 38,5 mJ est obtenue avec un coupleur de 5,0 %. Cela correspond à une efficacité optique entre le concentrateur et le laser de 14 %.

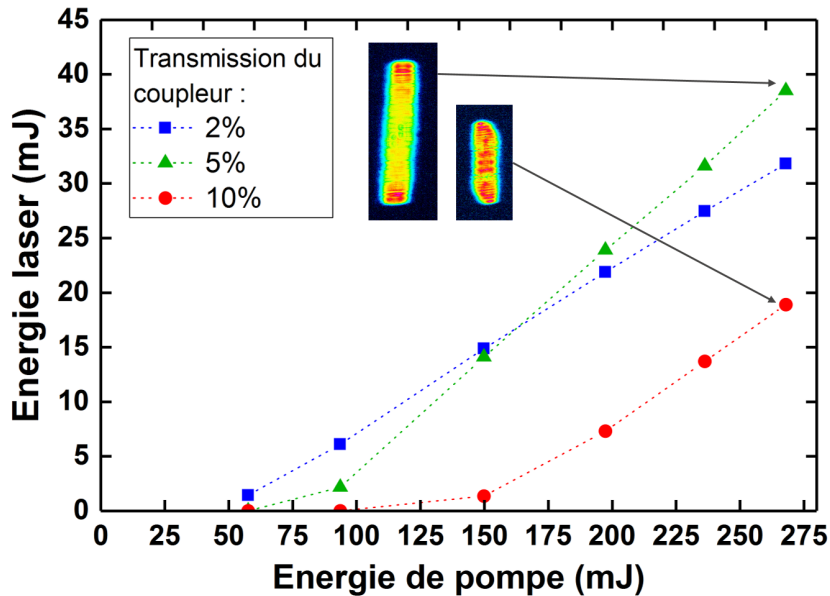


FIGURE IV.18 – Courbe d'énergie de sortie relaxée en fonction de l'énergie de pompage ($\Delta t=260\mu s$ et $F=10$ Hz) du laser à alexandrite pour différentes valeurs de réflectivité des coupleurs de sortie.

Par sa nature incohérente, le pompage par LED distribue l'ensemble du cristal laser en éclairage de pompe. Le gain qui s'y développe est alors réparti dans l'ensemble du cristal. L'extraction de l'énergie présente dans le milieu à gain est donc réalisable si les effets de diffraction du mode laser au niveau de la section du milieu à gain sont limités. Les résultats présentés ici constituent une version optimisée des travaux publiés dans le journal *Optics Letters* [Pichon 17b].

2.3 Laser Ti:saphir

Le cristal de saphir dopé au titane est certainement le milieu à gain le plus emblématique auquel il est prêté attention dans cette étude. La bande d'accordabilité de ce cristal est incomparable avec celle de l'alexandrite et la baisse du temps de fluorescence avec l'augmentation de la température, même si elle est présente, est moins importante que dans le Cr:LiSAF. Le Ti:saphir a démontré sa valeur avec les nombreuses applications scientifiques auxquelles il est rattaché bien que les systèmes de pompage associés soient coûteux et complexes. La mise au point d'un système de pompage simple et efficace pour ce milieu à gain consisterait en une véritable rupture technologique. C'est d'ailleurs l'objectif ultime que s'était fixé le projet ANR EDELVEIS dédié au pompage par LED entre 2013 et 2017. Malheureusement, aucune démonstration d'un tel laser n'a été effectuée durant ce projet. Dans le dernier chapitre de son manuscrit de thèse, Adrien Barbet entreprend de quantifier la proportion de gain manquant qui serait nécessaire de combler pour parvenir à dépasser le seuil du saphir dopé au titane en utilisant un laser de pompage annexe (laser à semiconducteur pompé optiquement Verdi de la société Coherent). Il en conclut que l'éclairage de pompe doit être, au minimum, multiplié par deux pour atteindre le seuil laser de ce cristal tant convoité.

Pour réussir à dépasser le seuil laser du saphir dopé au titane, quatre actions principales sont menées par rapport au travail précédent. D'abord, le concentrateur de Ce:YAG est remplacé par un concentrateur de Ce:LuAG qui a un meilleur recouvrement avec le spectre d'absorption du Ti:saphir (figure III.9). Ensuite, la taille du milieu à gain est réduite de 2,5 mm à 1 mm pour obtenir un plus fort éclairage de pompe. Puis, une colle à photo-polymérisation UV à

haut indice est utilisée pour une meilleure extraction de la lumière piégée dans le concentrateur¹. Finalement, deux miroirs de recyclage de la pompe sont ajoutés : l'un sur la petite face inutilisée du concentrateur luminescent, l'autre après le milieu à gain, de telle manière que la lumière de pompe non absorbée par le milieu à gain soit réinjectée dans le cristal. Ainsi, 67 % de l'énergie de pompe totale issue du concentrateur est absorbée par le cristal (estimation basée sur l'augmentation de la fluorescence avec et sans miroir).

Le milieu à gain ($14 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$) est directement collé à la face de sortie du concentrateur (figure IV.19). Le dopage en ions Ti^{3+} est de 0,25 % et les axes cristallins sont choisis pour maximiser l'absorption de la pompe et l'émission à la longueur d'onde laser (absorption et émission des photons polarisés parallèlement à l'axe c).

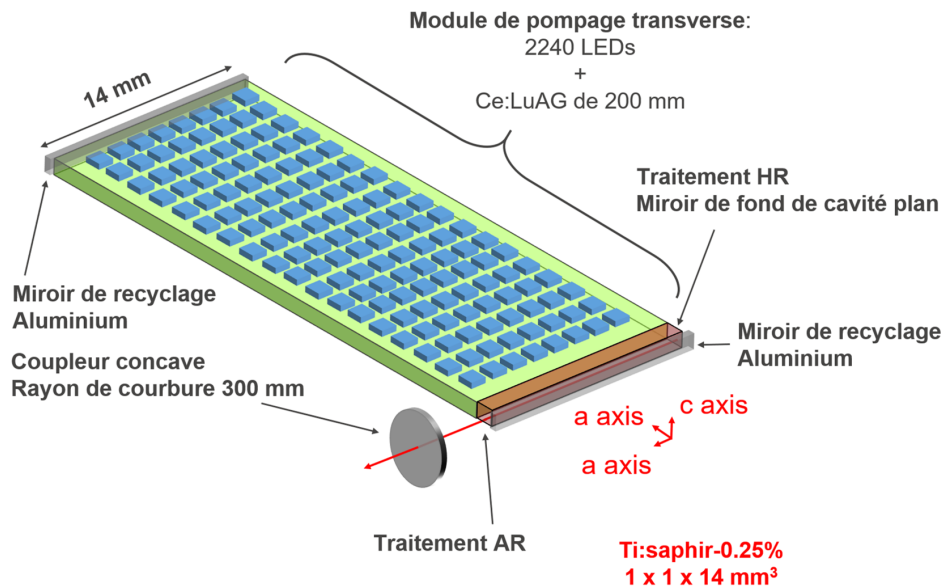


FIGURE IV.19 – Schéma du système de pompage pour un laser Ti:saphir (l'échelle n'est pas respectée).

Les faces laser du cristal sont coupées perpendiculairement à l'axe laser ; l'une d'elle est traitée pour une haute réflectivité entre 780 nm et 820 nm, l'autre possède un traitement anti-réfléchissant sur la même plage de longueur d'onde. Des cavités plano-concaves de 54 mm sont élaborées pour plusieurs transmissions de coupleurs de sortie concaves. Les LED sont pilotées en régime quasi-continu (10 Hz ; $15 \mu\text{s}$) sur des durées proches de cinq fois le temps de fluorescence des ions Ti^{3+} dans le saphir à température ambiante. Dans ce régime de fonctionnement, les LED peuvent être alimentées avec un courant allant jusqu'à 7 A, ce qui correspond à une énergie de l'ensemble des LED de 143 mJ et à une énergie de 20,9 mJ délivrée par le concentrateur. Les courbes d'efficacité du laser pour différentes transmissions du coupleur de sortie sont tracées sur la figure IV.20. Une énergie maximale de $32 \mu\text{J}$ est obtenue à 790 nm (largeur à mi-hauteur du spectre de 5,5 nm) avec un coupleur de 2 % de transmission. L'efficacité optique du système est de 0,023 % entre les LED et le laser et de 0,15 % entre le concentrateur et le laser. Le temps de création s'élève à $4,2 \mu\text{s}$ et le laser se développe sur une durée de $10,8 \mu\text{s}$. Le laser est multimode et caractérisé selon l'axe horizontal par un facteur $M_x^2=6,5$ et $M_y^2=3,0$ selon l'axe vertical. En $\text{TEM}_{0,0}$, l'énergie maximale obtenue avec un coupleur de transmission 2 % est de $18 \mu\text{J}$.

1. Colle d'indice 1,7 : NOA170 de la société Norland Product. Cette colle n'a pas été utilisée avec les autres cristaux car elle est très cassante et a une durée de vie limitée.

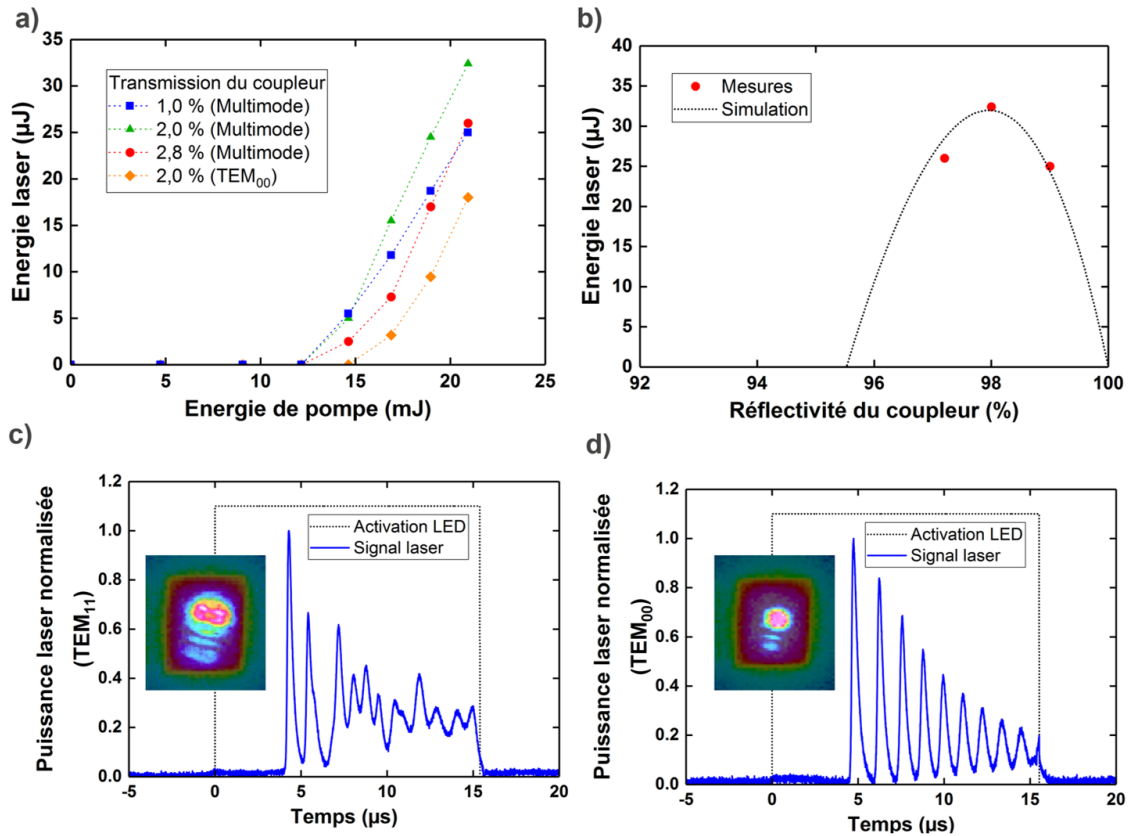


FIGURE IV.20 – a) Courbe d'énergie de sortie relaxée en fonction de l'énergie de pompage ($\Delta t=15\mu\text{s}$ et $F=10\text{ Hz}$) du laser Ti:saphir pour différentes valeurs de réflectivité des coupleurs de sortie. b) Évolution de l'énergie laser avec la réflectivité du coupleur de sortie. c) et d) Profils temporels et spatiaux du laser multimode et $\text{TEM}_{0,0}$

L'accordabilité est mesurée en ajoutant un prisme dans une cavité rallongée à 125 mm. Le laser Ti:saphir est accordé entre 755 nm et 845 nm. L'accordabilité est limitée par le faible gain disponible et par le traitement haute réflectivité du miroir de fond de cavité sur la plage 780-820 nm (figure IV.21.a). Le gain petit signal en double passage dans la cavité est mesuré à 1,066 (figure IV.21.b). Cette valeur faible du gain par rapport aux estimations du chapitre III s'explique, en partie, par les pertes dans la cavité qui atteignent 9,4 % par aller et retour. Il est fort probable que ces pertes soient liées à une mauvaise qualité du cristal (fournisseur RSA Le Rubis, $\text{FOM}>250$) et aux pertes du traitement anti-réfléchissant.

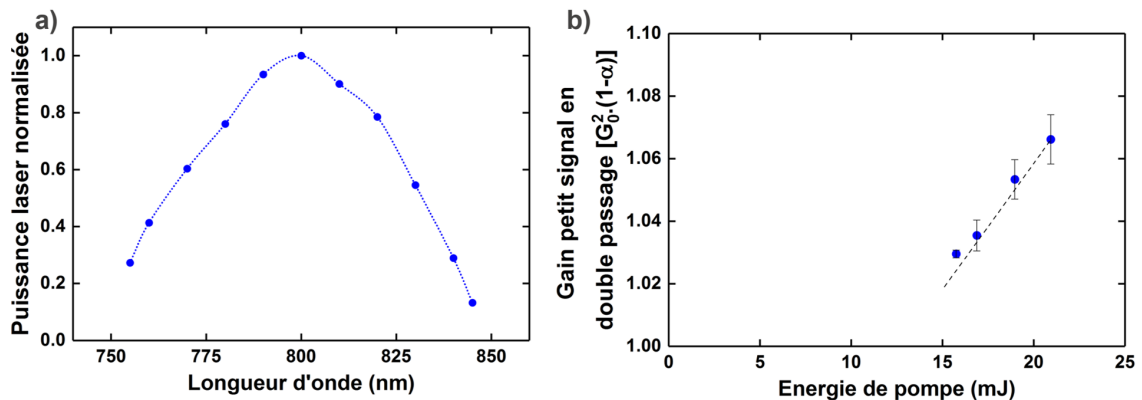


FIGURE IV.21 – a) Bande d'accordabilité du laser Ti:saphir. b) Gain petit signal en double passage en fonction de l'énergie de pompe.

Les différents paramètres laser mesurés sur le cristal de saphir dopé au titane sont plus faibles que ceux obtenus avec le Cr:LiSAF, le Cr:LiSGaF et l'alexandrite. Cela confirme la difficulté à obtenir l'effet laser avec ce cristal grâce observée lors de l'estimation du taux de pompage dans le chapitre III. Le gain petit signal disponible est limité à cause des fortes pertes dans la cavité. Il ne semble pas suffisant pour envisager, à l'heure actuelle, la construction de systèmes plus complexes qui introduiraient des pertes additionnelles dans la cavité. Néanmoins, l'obtention d'un effet laser dans le milieu à gain emblématique comme le Ti:saphir constitue un indicateur fort pour la viabilité du pompage par LED via des concentrateurs luminescents. Les résultats obtenus avec le saphir dopé au titane ont fait l'objet d'une publication dans le journal *Optica* [Pichon 18a].

2.4 Bilan des caractéristiques laser en régime relaxé

Cette étude est la première à considérer le pompage par LED de lasers basés sur des cristaux dopés aux métaux de transition. Les articles issus de ces travaux constituent donc les premières démonstrations de pompage par LED avec des cristaux accordables dans l'infrarouge proche [Pichon 17b, Pichon 18c, Pichon 18a]. Les tableaux IV.2 et IV.4 synthétisent les caractéristiques des lasers mesurées lors de cette étude.

Cristal	Énergie de pompe (mJ)	Durée de pompe (μs)	Énergie Laser (mJ)	Efficacité (%)	Accordabilité (nm)
Cr:LiSGaF	155	150	3,27	2,1	790-890
Cr:LiSAF (3 %)	155	150	6,6	4,2	787-1002
Alexandrite (10 Hz)	268	260	8,8	3,2	715-800
Alexandrite (80 Hz)	150	260	6,25	4,2	725-808
Alexandrite* (10 Hz)	268	260	38.8	14	-
Ti:saphir	20,9	15	32 (μJ)	0,15	755-845

TABLE IV.2 – Tableau récapitulatif des caractéristiques d'émission des lasers pompés par LED en régime relaxé. (*) Cavité permettant un meilleur recouvrement.

Un effet laser est obtenu pour le Cr:LiSGaF, le Cr:LiSAF, l'alexandrite et le Ti:saphir. Pour chacun de ces cristaux, l'efficacité, l'accordabilité et le gain petit signal disponible sont mesurés. L'efficacité présentée dans le tableau IV.2 est mesurée entre l'énergie délivrée par le concentrateur dans le cristal et l'énergie du laser. L'efficacité maximale est obtenue avec les cristaux de Cr:LiSAF et d'alexandrite (pour un fonctionnement à 80 Hz). Une extraction plus importante de l'énergie stockée dans les milieux à gain est possible et a mené à une efficacité de 14 % avec l'alexandrite. Le laser de saphir dopé au titane a une efficacité très faible (0,15 %) notamment parce que l'effet laser mesuré se trouve proche du seuil. En termes d'accordabilité, c'est le Cr:LiSAF qui présente la bande la plus large (787-1002 nm). Combinée avec l'accordabilité de l'alexandrite (715-800 nm), une bande de presque 300 nm est accessible dans le proche infrarouge.

Le tableau IV.3 regroupe les seuils et les pentes d'efficacité des différents lasers mis au point dans cette section. Ces deux valeurs sont reportées pour le coupleur de sortie optimal. Le Cr:LiSAF a le seuil laser le plus bas. On observe une augmentation de la pente d'efficacité de l'alexandrite grâce à l'augmentation de la cadence qui induit une élévation de la température du cristal.

Cristal	Énergie de pompe au seuil laser (mJ)	Pente d'efficacité (%)
Cr:LiSGaF	40	3,7
Cr:LiSAF (3 %)	9	5,3
Alexandrite (10 Hz)	60	5,0
Alexandrite (80 Hz)	55	7,2
Alexandrite* (10 Hz)	57	20
Ti:saphir	12	0,4

TABLE IV.3 – Tableau récapitulatif des seuils et des pentes d'efficacité laser.

Le tableau IV.4 rassemble le gain utilisable, les pertes et le taux de pompage des différents lasers. Les taux de pompage (r_{seuil}) sont différents de ceux calculés dans le chapitre III car ils sont définis par rapport au seuil des cavités respectives. Contrairement aux taux de pompage du chapitre III, les pertes des cristaux interviennent.

$$r_{seuil} = \frac{E_p}{E_{p,seuil}} \quad (IV.2)$$

avec E_p l'éclairement de pompe maximal et $E_{p,seuil}$ l'éclairement de pompe au seuil de l'oscillation laser .

Cristal	$G_0^2(1 - \alpha)$	$1 - \alpha$ (%)	r_{seuil}
Cr:LiSAF	1,68 (5,5 %)	2,2	17
	1,65 (3,0 %)		
Cr:LiSGaF	1,29	3,9	3,9
Alexandrite (10 Hz)	1,23	2,2	4,5
Alexandrite (80 Hz)	1,25	2,2	3,0
Alexandrite* (10 Hz)	1,23	2,2	5,4
Ti:saphir	1,066	9,4	1,7

TABLE IV.4 – Tableau récapitulatif des gains, des pertes et des taux de pompage pour les lasers pompés par LED en régime relaxé. (*) Cavité permettant un meilleur recouvrement.

Le laser de saphir dopé au titane présente un gain disponible (1,066) et un taux de pompage (1,7) faibles qui limitent les perspectives de conception de systèmes plus complexes avec la tête de pompage actuelle. Cela est principalement dû aux fortes pertes passives présentes dans le cristal. Le Cr:LiSGaF, quant à lui, est caractérisé par un gain de 1,29 et un taux de pompage de 3,9. Le plus grand gain petit signal disponible est mesuré sur le Cr:LiSAF (1,65 pour un dopage à 3,0 % et 1,68 pour un dopage à 5,5 %) avec un taux de pompage de 17. Cependant, l'étude de la montée en cadence du système de pompage montre un effondrement du gain du Cr:LiSAF à cause des effets thermiques. L'alexandrite est caractérisée par un gain petit signal disponible plus faible (1,23 pour un pompage de 268 mJ) et un taux de pompage de 4,5. Cependant, la montée en cadence (et donc en température) du laser à alexandrite permet d'améliorer les caractéristiques d'émission de ce cristal. Pour une puissance de pompe réduite de 268 mJ à 150 mJ, le gain petit signal en double passage est de 1,11 à 5 Hz contre 1,25 à 80 Hz.

En ce qui concerne le Cr:LiSAF et l'alexandrite, le gain petit signal disponible dans le milieu à gain est assez important pour considérer des systèmes laser plus complexes. En effet, un effet laser ayant été démontré en régime relaxé, il convient maintenant d'étudier le régime déclenché qui est la porte d'entrée vers des architectures laser plus élaborées.

3 Lasers en régime déclenché

La caractérisation des lasers en régime relaxé permet de mesurer le gain disponible dans les lasers Cr:LiSGaF, Cr:LiSAF, Alexandrite et Ti:Saphir. Le gain qui se développe dans le Cr:LiSAF et l'alexandrite est assez important pour les inclure dans des systèmes laser plus élaborés qu'une simple cavité linéaire. De plus, le temps de fluorescence de ces deux cristaux permet un fonctionnement en régime déclenché par *Q-switch*. Il existe deux manières de réaliser le *Q-switch* : passive (insertion d'un absorbant saturable dans la cavité) et active (insertion d'un modulateur acousto-optique ou électro-optique dans la cavité). L'insertion de tels éléments dans la cavité laser engendre des pertes qui viennent réduire le gain. Ces pertes peuvent être liées à l'absorption des différents éléments et aux passages des interfaces (au total quatre interfaces en double passage). Ces pertes doivent être limitées en utilisant des traitements anti-réflexion aux longueurs d'onde laser ou en taillant les faces à l'angle de Brewster. Dans cette partie, les deux types de *Q-switch* (passif et actif) seront explorés. Dans un premier temps, le *Q-switch* passif du Cr:LiSAF et de l'alexandrite seront respectivement réalisés avec des absorbants saturables de Cr:YAG et de V:YAG. Dans un second temps, le *Q-switch* actif du Cr:LiSAF et de l'alexandrite seront réalisés à l'aide d'un modulateur acousto-optique.

3.1 Déclenchement passif

3.1.1 Choix des absorbants saturables

Le déclenchement passif de lasers pompés par LED a déjà été réalisé dans les années 1980 avec des lasers de Nd:YAG [Kuratev 84]. Plus récemment, d'autres études ont été menées sur des cristaux dopés aux terres rares [Pichon 17a, Cho 17a, Xiao 19, Zhao 19, Cho 19]. Le déclenchement passif nécessite l'utilisation d'un absorbant saturable dont la bande d'absorption est compatible avec le spectre d'émission du laser. Dans le cas des cristaux dopés aux métaux de transition, le risque est que le spectre d'absorption de l'absorbant saturable ne couvre pas l'ensemble de la bande d'émission du laser. L'absorbant saturable peut alors bloquer l'effet laser sur une zone donnée du spectre mais l'autoriser à d'autres longueurs d'ondes. Ainsi, peu d'études ont considéré le *Q-switch* passif du Cr:LiSAF et de l'alexandrite. Des absorbants saturables d'orthosilicate d'yttrium dopé au chrome (Cr:YSO) sont utilisés pour déclencher passivement des lasers à alexandrite [Kuo 00, Kuo 95] et une étude numérique a été réalisée pour un fonctionnement avec le Cr:LiSAF [Chang 02]. Le grenat d'yttrium-aluminium dopé aux ions vanadium (V:YAG), généralement utilisé comme absorbant saturable dans la gamme 1000-1400 nm [Jan Sulc 04], a été utilisé pour déclencher un laser Cr:LiCAF [Jabczynski 01]. Les spectres d'absorption du V:YAG et du Cr:YSO sont représentés sur la figure IV.22. Les bandes d'absorption du Cr:YSO et du V:YAG recouvrent la bande d'émission du laser à alexandrite. Cependant, le V:YAG ne recouvre qu'en partie la bande d'émission du Cr:LiSAF. Un autre absorbant saturable, largement utilisé avec les lasers Nd:YAG, pourrait être compatible avec le Cr:LiSAF : il s'agit du Cr:YAG dont le spectre d'absorption est tracé sur la figure IV.22. Cependant, l'utilisation du Cr:YAG pour déclencher passivement le Cr:LiSAF n'a jamais été démontrée.

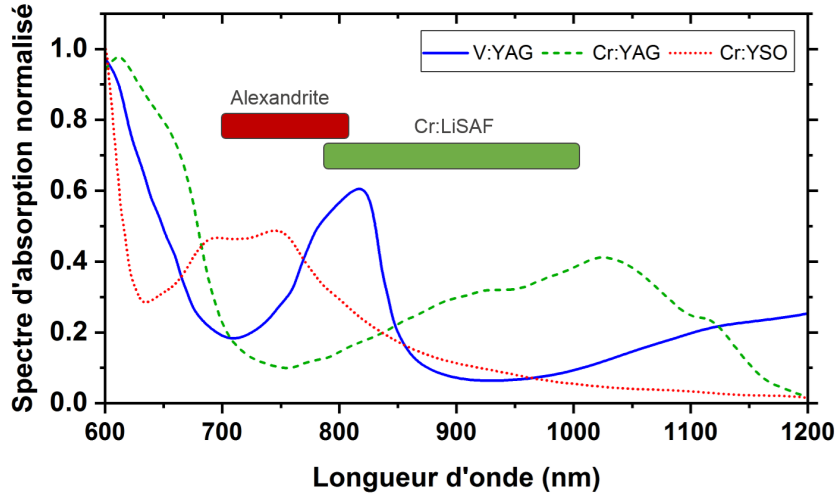


FIGURE IV.22 – Spectre d'absorption des cristaux de Cr:YAG, V:YAG et Cr:YSO pouvant être utilisés comme absorbants saturables dans l'infrarouge proche.

L'approvisionnement en Cr:YSO étant difficile, seuls deux absorbants saturables seront testés : le Cr:YAG et le V:YAG (société Crytur). Les faces des absorbants saturables sont recouvertes d'un traitement AR entre 700 nm et 900 nm. Le cristal de Cr:YAG est découpé sous la forme d'un disque de 5 mm de diamètre et d'une épaisseur d'1 mm. Sa transmission à 850 nm est de 81 % (cela correspond à un coefficient d'absorption de $2,1 \text{ cm}^{-1}$). Les cristaux de V:YAG font 5 mm de diamètre et 0,5 mm d'épaisseur. La transmission du V:YAG est de 93 % à 750 nm (le coefficient d'absorption correspondant est de $1,05 \text{ cm}^{-1}$).

Le choix de la transmission des absorbants saturable à la longueur d'onde laser est basé sur l'étude de John Degnan [Degnan 95] qui définit la transmission optimale par :

$$T_{opt} = \exp(-r_{opt} \cdot \ln(G_0)) \quad (\text{IV.3})$$

où r_{opt} est un paramètre faisant intervenir les propriétés du milieu à gain et de l'absorbant saturable¹.

Le tableau IV.5 regroupe les transmissions optimales prévues par la théorie et les transmissions mesurées sur les absorbants saturables.

	Cr:LiSAF / Cr:YAG	Alexandrite / V:YAG
$G_0^2(1-\alpha)$	1,65	1,23
r_{opt}	0,74	0,65
T_{opt}	83 %	94 %
T_{exp}	81 %	93 %

TABLE IV.5 – Transmissions optimales (T_{opt}) et mesurées (T_{exp}) des absorbants saturables.

Afin de valider la compatibilité entre ces deux absorbants saturables et les cristaux d'alexandrite et de Cr:LiSAF, ils sont insérés dans des cavité plano-concaves de 115 mm (figure IV.23).

1. $r_{opt} = \frac{[\sigma_s \cdot n_s \cdot l_s]_{opt}}{\sigma_e \cdot n_i \cdot l}$ ou σ_s est la section efficace d'absorption de l'absorbant saturable, σ_e la section efficace d'émission stimulée du milieu à gain, n_s la densité de population dans l'état excité de l'absorbant saturable, n_i la densité de population dans l'état laser du haut au début du processus de *Q-Switch*, l_s et l les longueurs de l'absorbant saturable et du milieu à gain.

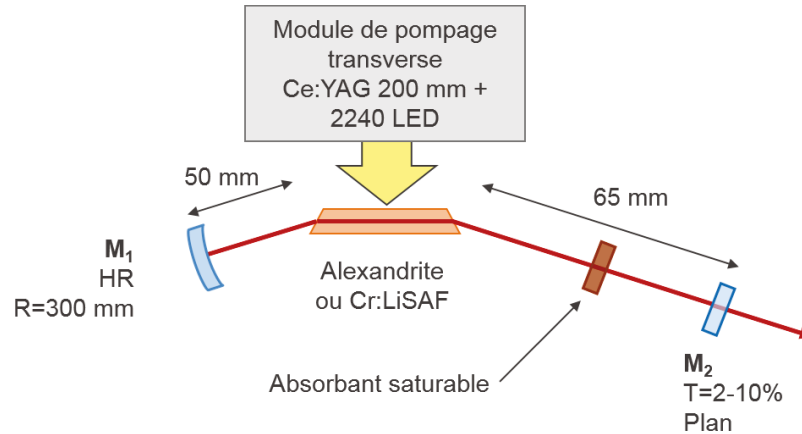


FIGURE IV.23 – Montage expérimental du *Q-switch* passif des lasers à alexandrite et de Cr:LiSAF.

Deux associations de cristaux ont été fructueuses : le Cr:LiSAF déclenché passivement par le Cr:YAG et l'alexandrite déclenché par le V:YAG. En effet, la bande d'absorption du V:YAG est plus étroite que la bande d'émission du Cr:LiSAF et la bande d'émission de l'alexandrite correspond à une gamme spectrale où le Cr:YAG absorbe peu. Dans les deux cas, il s'agit de la première démonstration d'un laser alexandrite déclenché par V:YAG et d'un laser Cr:LiSAF déclenché par Cr:YAG.

3.1.2 Laser Cr:LiSAF déclenché par un absorbant saturable de Cr:YAG

Le déclenchement passif d'un laser Cr:LiSAF dopé à 5,5 % est effectué en ajoutant un absorbant saturable de Cr:YAG dans la cavité. Un régime déclenché est obtenu avec un mode Gaussien fondamental $TEM_{0,0}$. La figure IV.24 regroupe l'évolution de l'énergie et de la durée des impulsions en fonction de la transmission du coupleur de sortie. Le temps de création de l'impulsion est ajouté sur la courbe d'énergie de la figure IV.24. La durée du pompage est ajustée pour obtenir une unique impulsion laser par cycle de pompe en fonction du temps de création de l'impulsion. Le temps d'activation du système de pompage est de $80 \mu s$ (72 mJ) pour le coupleur de transmission 2 %, de $100 \mu s$ (90 mJ) pour le coupleur de transmission 5 % et de $110 \mu s$ (99 mJ) pour le coupleur de 10 % de transmission pour une cadence fixée à 10 Hz.

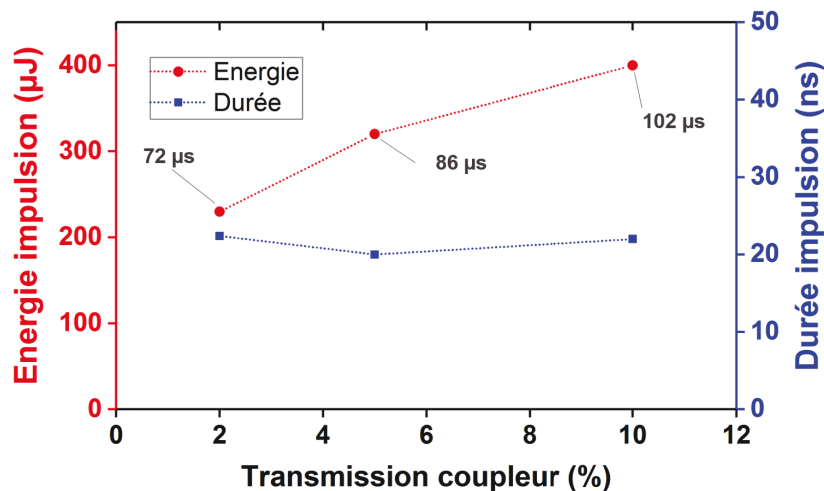


FIGURE IV.24 – Évolution de l'énergie et de la durée des impulsions en fonction de la transmission du coupleur. Le temps de création des impulsions est ajouté sur la courbe de l'énergie.

Une énergie maximale de $400 \mu\text{J}$ pour une durée d'impulsion de 22 ns est obtenue. Cela correspond à une puissance crête de 18 kW pour un temps de création de $102 \mu\text{s}$. La figure IV.25 regroupe le profil spatial et temporel de l'impulsion ayant la plus grande puissance crête.

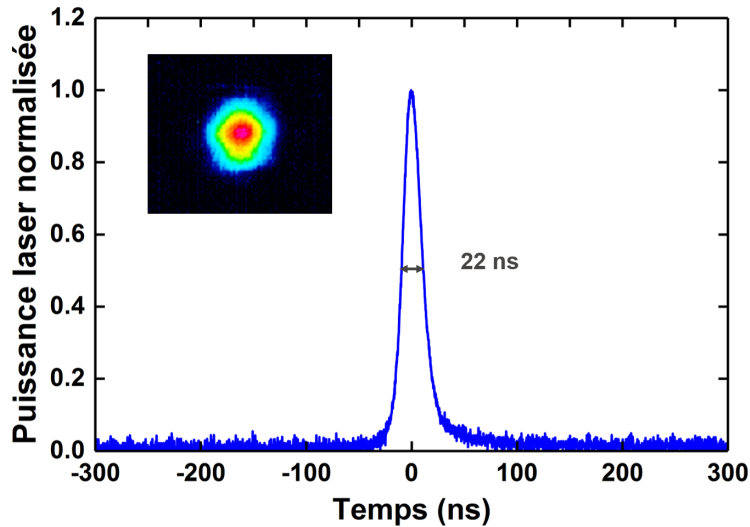


FIGURE IV.25 – Profil temporel et profil spatial de l'impulsion ayant la plus grande puissance crête.

3.1.3 Laser alexandrite déclenché par un absorbant saturable de V:YAG

Le déclenchement passif de l'alexandrite est réalisé avec un absorbant saturable de V:YAG. Le système de pompage est activé à une cadence de 10 Hz pendant $260 \mu\text{s}$ pour une énergie de pompe de 268 mJ . La figure IV.26 regroupe l'évolution de l'énergie et de la durée des impulsions laser en fonction de l'énergie de pompe pour un coupleur de transmission 2% . Le temps de création est ajouté sur la courbe d'énergie pour chaque point de mesure.

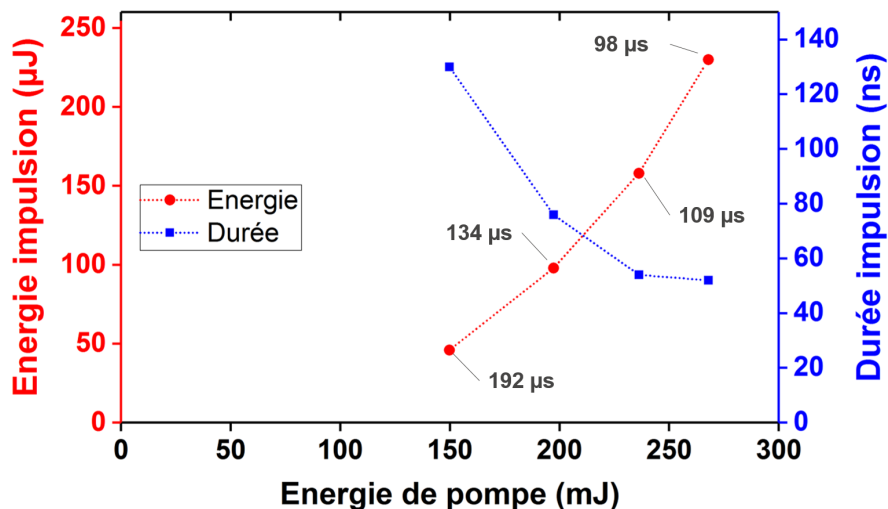


FIGURE IV.26 – Évolution de l'énergie et de la durée des impulsions en fonction de l'énergie de pompe pour un coupleur de transmission 2% . Le temps de création des impulsions est ajouté sur la courbe de l'énergie.

L'énergie maximale obtenue est de $230 \mu\text{J}$ pour une durée de 52 ns . Cela correspond à une puissance crête de $4,4 \text{ kW}$ avec un temps de création de $98 \mu\text{s}$. La figure IV.27.a correspond

à la fluorescence du cristal d'alexandrite lors du cycle de pompage de $260 \mu\text{s}$, l'alignement de la cavité est ici ajusté pour que l'impulsion laser se déclenche à la fin du cycle de pompe. La figure IV.27.b rassemble le profil spatial et le profil temporel de l'impulsion ayant la plus grande puissance crête.

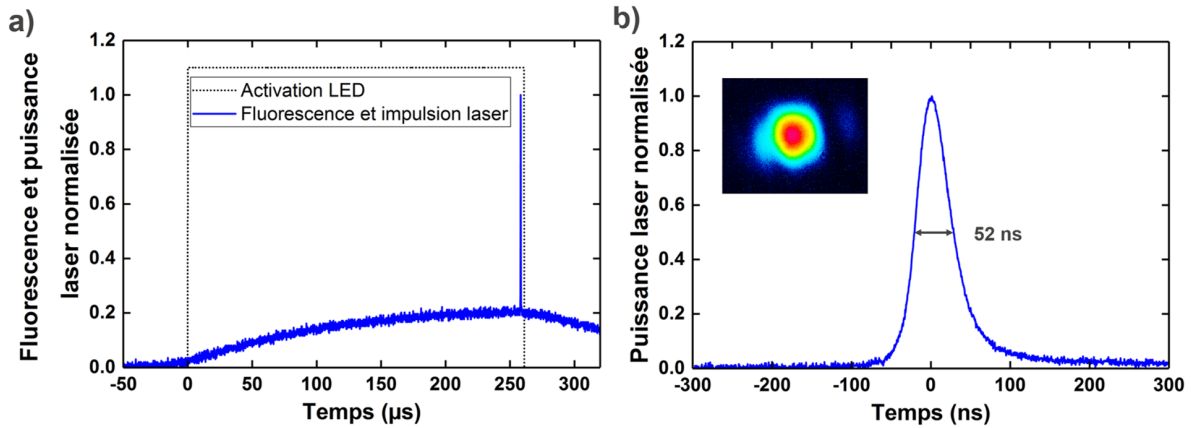


FIGURE IV.27 – a) Profil de la fluorescence du cristal d'alexandrite lors d'un pompage de $260 \mu\text{s}$, l'alignement de la cavité est ajusté ici pour que l'impulsion laser se développe à la fin du cycle de pompage. b) Profil temporel et profil spatial de l'impulsion ayant la plus grande puissance crête.

Comme le confirment ces deux études, le déclenchement passif de l'alexandrite et du Cr:LiSAF peuvent respectivement être réalisés avec des absorbants saturables de V:YAG et de Cr:YAG. Les performances sont meilleures dans le cas du Cr:LiSAF principalement grâce au gain plus élevé disponible dans ce cristal. Les durées minimales des impulsions sont de 22 ns pour le Cr:LiSAF et de 52 ns pour l'alexandrite avec des cavités de tailles comparables. Si le déclenchement passif permet de concevoir des lasers monolithiques d'une grande simplicité et sans système électronique environnant, ils sont difficilement modulables et donc relativement mal adaptés à la mise au point de systèmes plus élaborés. Pour ces différentes raisons, des systèmes reposant sur un déclenchement actif sont explorés.

3.2 Déclenchement actif

Le déclenchement actif de lasers alexandrite et Cr:LiSAF est réalisé en insérant un modulateur acousto-optique (Gooch & Housego, QS24-4F-BR) dans une cavité de 145 mm (figure IV.28). Le modulateur acousto-optique est constitué d'un morceau de silice de 40 mm de long dans lequel la diffraction de Raman-Nath intervient ($l\lambda \ll \Delta^2$ où l est la distance d'interaction entre la lumière et l'onde acoustique, λ la longueur d'onde du laser et Δ la longueur d'onde de l'onde acoustique).

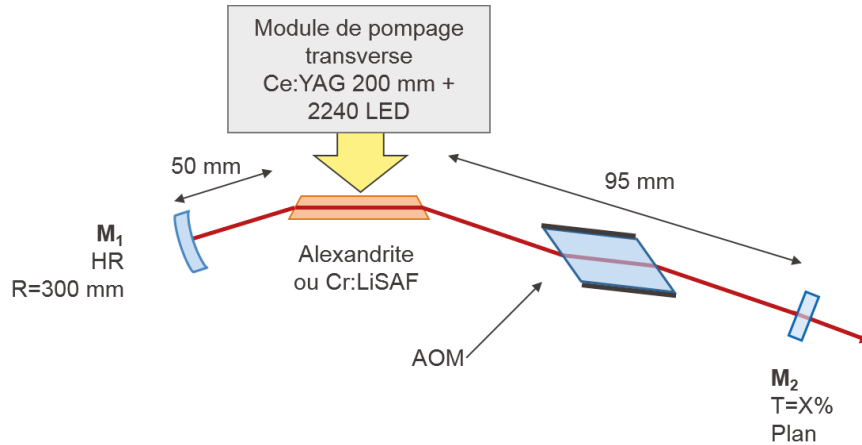


FIGURE IV.28 – Montage expérimental du Q -*switch* actif des lasers à alexandrite et Cr:LiSAF avec un modulateur acousto-optique.

3.2.1 Laser Cr:LiSAF déclenché avec un modulateur acousto-optique

La durée du pompage est de $150 \mu\text{s}$ à une cadence de 10 Hz (155 mJ de pompe) de telle manière que le stockage de l'énergie dans le niveau laser haut atteigne son maximum (une baisse de la fluorescence est observée pour des temps de pompage plus élevés à cause des effets thermiques). Le modulateur acousto-optique introduit des pertes dans la cavité durant la quasi-totalité de la durée du pompage. Les pertes par diffraction sont supprimées durant $6 \mu\text{s}$ à la fin du cycle de pompage. L'impulsion laser commence à se développer quelques microsecondes après la suppression des pertes dans la cavité (temps de création de l'impulsion). L'évolution de l'énergie et de la durée des impulsions en fonction de l'énergie de pompe pour un coupleur de 14% de transmission est tracée sur la figure IV.29.

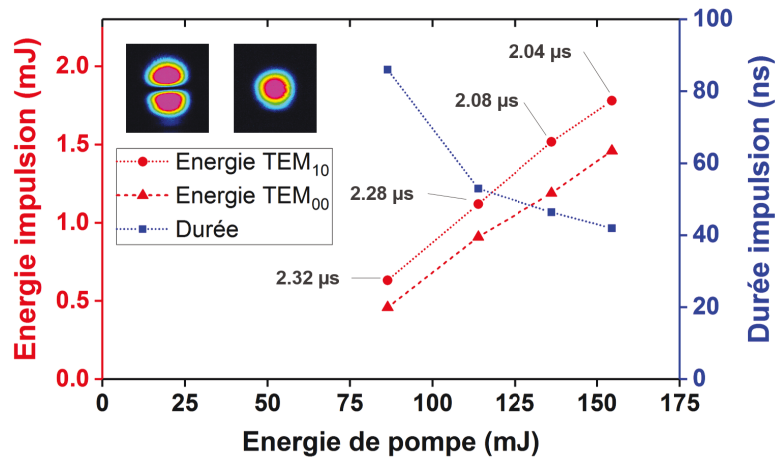


FIGURE IV.29 – Évolution de l'énergie et de la durée des impulsions en fonction de l'énergie de pompe pour un coupleur de transmission 14% en $\text{TEM}_{1,0}$. Le temps de création des impulsions est ajouté sur la courbe de l'énergie. Pour le mode Gaussien fondamental, seule l'évolution de l'énergie est tracée.

Les meilleures performances sont obtenues avec un mode $\text{TEM}_{1,0}$. Des impulsions de $1,8 \text{ mJ}$ sont mesurées pour une durée de 42 ns , ce qui correspond à une puissance crête de 42 kW . Le temps de création de l'impulsion est de $2 \mu\text{s}$. Le profil temporel et le profil spatial de l'impulsion ayant la plus grande puissance crête sont représentés sur la figure IV.30. En $\text{TEM}_{0,0}$, l'énergie maximale mesurée est de $1,46 \text{ mJ}$.

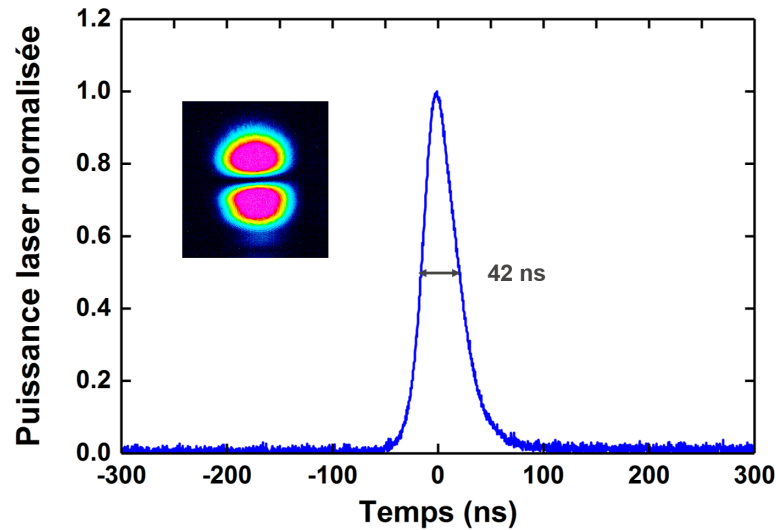


FIGURE IV.30 – Profil temporel et profil spatial de l'impulsion ayant la plus grande puissance crête.

3.2.2 Laser à alexandrite déclenché avec un modulateur acousto-optique

Le laser à alexandrite est déclenché activement par un modulateur acousto-optique. La durée du pompage est fixée à $260 \mu\text{s}$ à une cadence de 10 Hz pour une énergie de pompe de 268 mJ . Dans un premier temps, le laser est caractérisé à la longueur d'onde optimale donnée par la spectroscopie de l'alexandrite à cette température (ici 748 nm ; 28°C). Dans un second temps, le laser en régime déclenché est accordé simplement en ajustant horizontalement l'alignement de la cavité grâce à la forme prismatique du cristal laser. L'énergie et la durée des impulsions ainsi que leur temps de création sont tracés sur la figure IV.31 en fonction de la transmission du coupleur.

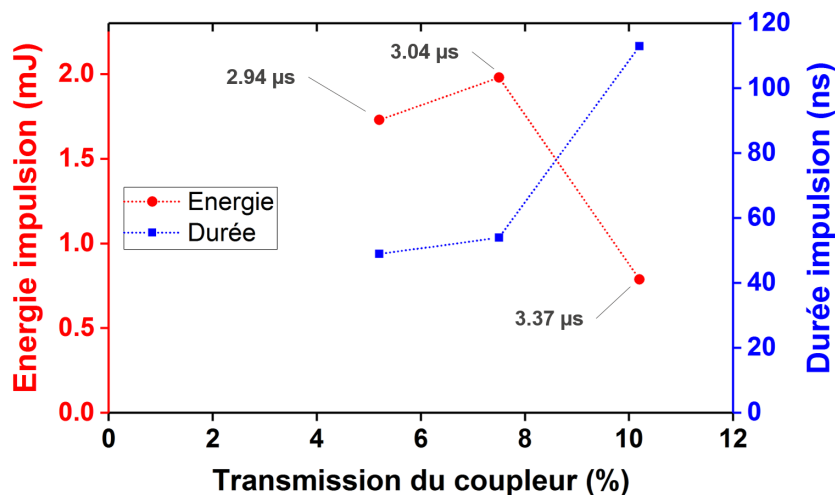


FIGURE IV.31 – Évolution de l'énergie et de la durée des impulsions en fonction de la transmission du coupleur de sortie. Le temps de création des impulsions est ajouté sur la courbe de l'énergie.

Une puissance crête maximale de 36 kW est mesurée avec un coupleur de transmission 5% pour des impulsions de 54 ns et $1,98 \text{ mJ}$. Le temps de création s'élève à $2,94 \mu\text{s}$. Le profil temporel et le profil spatial de l'impulsion sont représentés sur la figure IV.32.

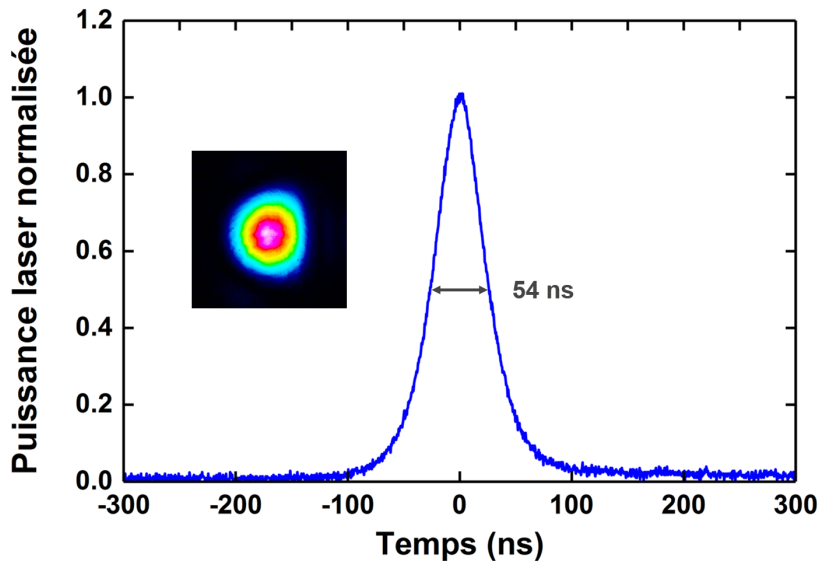


FIGURE IV.32 – Profil temporel et et profil spatial de l'impulsion ayant la plus grande puissance crête.

L'accordabilité du laser est réalisée entre 720 nm et 775 nm avec un coupleur de transmission 5 % (figure IV.33). Avec un pompage de 268 mJ à une cadence de 10 Hz, la température du cristal ne dépasse pas 28 °C et la longueur d'onde optimale du laser se situe à 748 nm. Autour de cette longueur d'onde centrale, la durée des impulsions est de 50 ns et leur énergie avoisine les 2 mJ. En s'éloignant de cette longueur d'onde centrale, le gain diminue. Cela a pour effet d'augmenter la durée des impulsions (jusqu'à 282 ns à 775 nm), de faire chuter l'énergie des impulsions (aux alentours de 360 μ J à 720 nm et 376 μ J 775 nm) et de faire augmenter le temps de création des impulsions (passage de 3,0 μ s à 750 nm à 4,8 μ s à 775 nm).

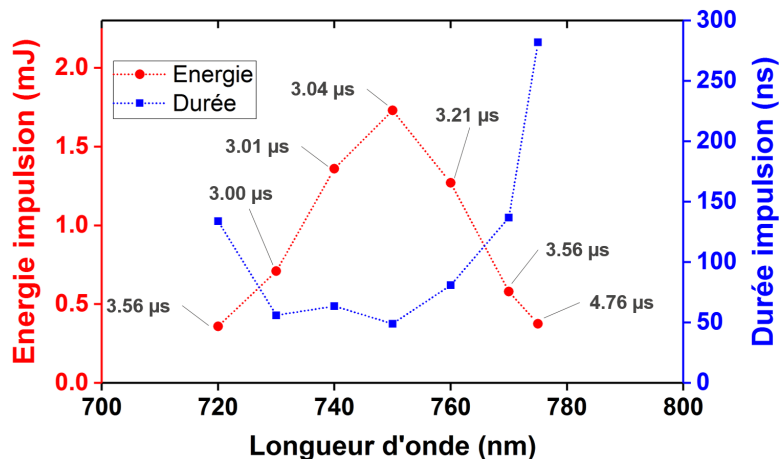


FIGURE IV.33 – Évolution de l'énergie et de la durée des impulsions en fonction de la longueur d'onde laser. Le temps de création des impulsions est ajouté sur la courbe de l'énergie.

L'un des intérêt de l'alexandrite est la possibilité d'accéder à la gamme de l'UV en réalisant une seule conversion de fréquence. Contrairement au laser Nd:YAG qui nécessite deux étages de conversion en fréquence pour atteindre 355 nm, l'alexandrite permet de mettre en place une source entre 355 nm et 400 nm si on considère une accordabilité fondamentale entre 710 nm et 800 nm. Le doublage en fréquence de l'alexandrite est réalisé à l'aide d'un cristal de LBO taillé pour un doublage à 750 nm à incidence normale ($\theta = 90^\circ$; $\phi = 37^\circ$). Le faisceau laser est focalisé dans le cristal non linéaire à l'aide d'une lentille de focale pouvant varier entre

35 mm (*waist* de 36 μm dans le LBO) et 200 mm (*waist* de 210 μm dans le LBO), après la conversion non-linéaire, le faisceau fondamental et le faisceau doublé sont séparés à l'aide d'un prisme (figure IV.34).

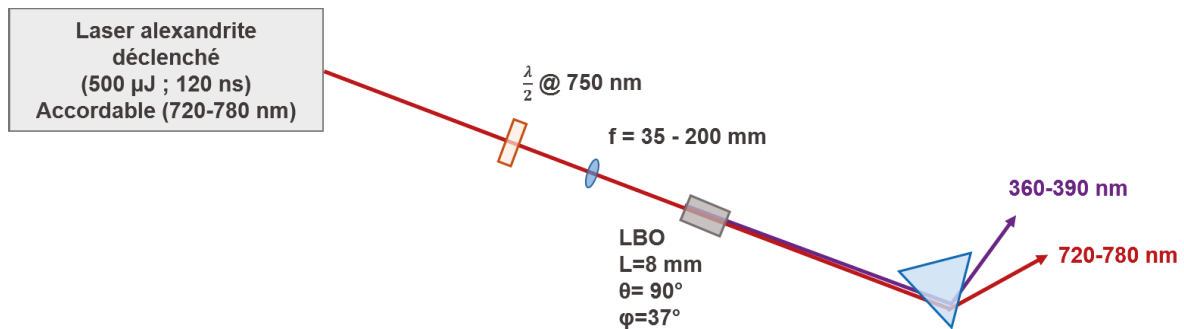


FIGURE IV.34 – Montage expérimental du doublage en fréquence du laser à alexandrite déclenché.

À énergie de pompe maximale, des dégradations sont observées sur le coupleur de sortie lorsque la cavité est accordée. L'énergie de pompe est limitée afin d'obtenir des impulsions d'une centaine de nanosecondes de 500 μJ et donc de prévenir ainsi toute dégradation du système. L'énergie de pompe est alors de 173 mJ à 750 nm contre 268 mJ à 720 nm et 775 nm. Le doublage en fréquence est réalisé entre 360 nm et 387,5 nm pour une énergie entre 25 μJ et 43 μJ (figure IV.35).

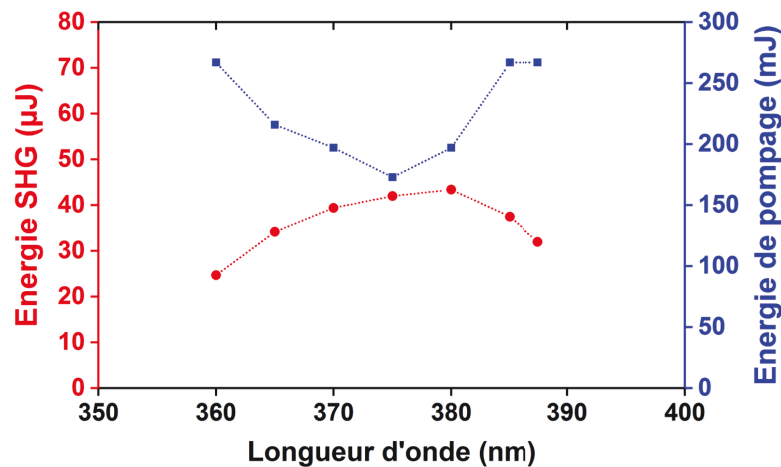


FIGURE IV.35 – Accordabilité de la source UV et évolution de l'énergie de pompe en fonction de la longueur d'onde.

L'efficacité de conversion maximale est obtenue avec une lentille de focale 35 mm (figure IV.36) au prix d'une ellipticité croissante du faisceau, liée à l'acceptance angulaire du cristal non-linéaire. Avec une impulsion fondamentale de 518 μJ et de 120 ns focalisée dans le LBO à l'aide d'une lentille de focale 35 mm, l'intensité crête est de l'ordre de 100 MW/cm^2 . L'efficacité du doublage est limitée par la puissance crête dans l'oscillateur bridée pour éviter toute dégradation des optiques. Néanmoins, des efficacités de conversion plus importantes peuvent être obtenues si les puissances crêtes des impulsions sont augmentées (efficacité de 47 % pour des impulsions de 170 kW crête [Thomas 16]).

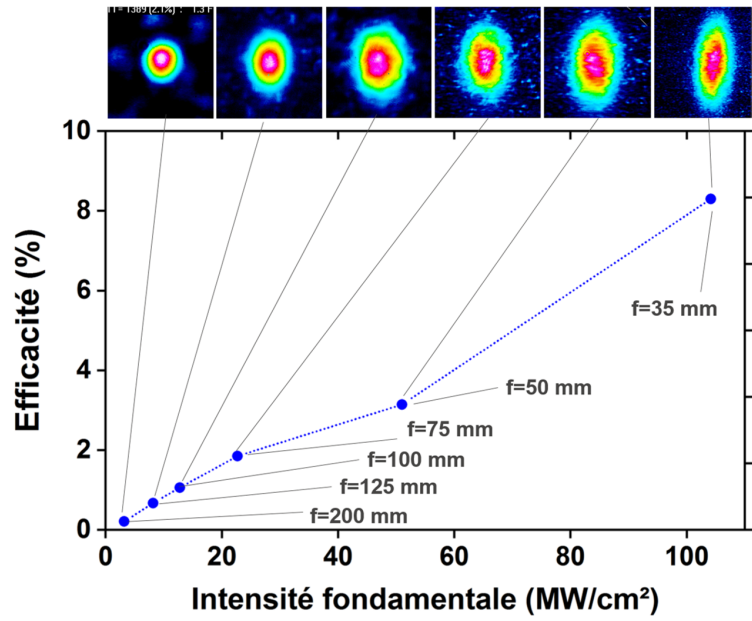


FIGURE IV.36 – Évolution de l'efficacité du doublage en fréquence avec l'intensité à la longueur d'onde fondamentale dans le cristal doubleur.

3.3 Bilan des performances en régime déclenché

Outre le développement de lasers dont la puissance crête est plus élevée qu'en régime relaxé, cette étude de lasers fonctionnant en régime déclenché permet de valider le fait que l'ajout d'éléments dans la cavité n'est pas prohibitif pour atteindre le seuil laser. En effet, les absorbants saturables et le modulateur acousto-optique ajoutent des pertes dans la cavité qui font baisser le gain disponible. Le pompage par LED via des concentrateurs luminescents permet donc la mise au point de systèmes laser plus complexes que des cavités simples à deux miroirs en régime relaxé. Le tableau IV.6 regroupe les performances obtenues en régime déclenché. En *Q-switch* passif, le Cr:LiSAF et l'alexandrite ont pour la première fois été associés à des absorbants saturables de Cr:YAG et de V:YAG. Le *Q-switch* passif du Cr:LiSAF permet de réaliser des impulsions de 22 ns et 400 μJ (18 kW). Le *Q-switch* passif de l'alexandrite, quant à lui, génère des impulsions de 52 ns et 230 μJ (4,4 kW). Les plus faibles performances de l'alexandrite s'expliquent principalement par le gain plus faible présent dans ce cristal mais aussi par les pertes non saturables qui peuvent être plus élevées dans le V:YAG (qui est un cristal moins mature que le Cr:YAG).

Le déclenchement actif du Cr:LiSAF et de l'alexandrite avec un modulateur acousto-optique permet d'obtenir des énergies plus élevées. En effet, le déclenchement peut alors être opéré lorsque l'inversion de population est maximale et non dès que l'absorbant saturable est blanchi comme c'est le cas avec le *Q-switch* passif. Ainsi, des impulsions de 42 ns et 1,8 mJ (42 kW) pour le Cr:LiSAF et de 54 ns et 1,98 mJ (36 kW) pour l'alexandrite sont obtenues. La durée des impulsions est plus grande que pour le *Q-switch* passif car la cavité est rallongée pour permettre d'insérer le modulateur acousto-optique.

Cristal et type de déclenchement	Élément	Énergie de pompe (mJ)	Énergie de l'impulsion	Durée de l'impulsion (ns)	Puissance crête (kW)
Cr:LiSAF (passif)	Cr:YAG	109	400 μJ	22	18
Alexandrite (passif)	V:YAG	268	230 μJ	52	4,4
Cr:LiSAF (actif)	AOM	155	1,8 mJ	42	42
Alexandrite (actif)	AOM	268	1,98 mJ	54	36

TABLE IV.6 – Tableau récapitulatif des caractéristiques des lasers pompés par LED développés en régime déclenché. AOM : modulateur acousto-optique.

La durée des impulsions en *Q-switch* est généralement limitée à quelques dizaines de nanosecondes (définie par le gain disponible, les pertes et la longueur de la cavité). Il existe des méthodes pour obtenir des impulsions inférieures à la dizaine de nanosecondes : la section suivante vise à mettre en action ces techniques pour réaliser une source sub-10 ns avec des systèmes pompés par LED.

4 Développement d'un oscillateur laser sub-10-ns et accordable dans l'UV pompé par LED

Les systèmes de détection à distance de type LiDAR sont caractérisés par l'énergie et la durée des impulsions mais aussi leur longueur d'onde. La portée de détection du système est proportionnelle à la racine carrée de l'énergie de l'impulsion (une impulsion de 1 mJ permet une détection à 1 km alors qu'une impulsion de 10 μJ permet une détection à 100 m). La durée des impulsions caractérise la résolution axiale du système (des durées inférieures à 10 ns permettent une résolution en dessous de 1,5 m). La gamme 750-900 nm permet d'accéder à des bandes d'absorption de l'eau et de la végétation. La gamme 280-360 nm est intéressante pour la détection des agents NRBC (nucléaires, radiologiques, biologiques et chimiques) : ce travail est effectué dans le cadre d'un financement ASTRID (ALEDxandrite).

Le Cr:LiSAF est le cristal laser qui présente le plus fort gain dans l'étude menée en régime relaxé ; c'est donc avec ce cristal qu'il est le plus simple de concevoir un système laser. Deux conversions de fréquence depuis la gamme d'accordabilité du Cr:LiSAF permettent d'accéder à la gamme d'intérêt pour la détection d'agents NRBC. La durée des impulsions obtenues avec le déclenchement via un absorbant saturable et un modulateur acousto-optique n'est pas assez courte pour assurer la résolution des systèmes LiDAR. Les cavités ne pouvant pas être raccourcies à cause de leur encombrement, il faut recourir à d'autres architectures pour réaliser des impulsions plus courtes. Le principe de *cavity-dump* permet de vidanger la cavité laser en un unique aller et retour [Vuyksteke 63]. La première étape consiste à réaliser une cavité en *Q-switch* dont le coupleur de sortie est remplacé par un miroir de haute réflectivité. L'énergie laser atteint un maximum après un certain nombre d'aller et retour. Ensuite, lorsque l'énergie dans la cavité est maximale, elle est vidée via une cellule de Pockels et un polariseur. Pour cela, la cellule de Pockels fait tourner la polarisation d'un angle de 90° ($\frac{\lambda}{4} + \frac{\lambda}{4}$ en double passage). L'impulsion est alors extraite en un aller et retour dans la cavité (dans le cas d'une cavité linéaire). La durée de l'impulsion n'est alors définie que par la longueur de la cavité.

4.1 Dispositif expérimental

Le montage expérimental du laser en *cavity-dump* est représenté sur la figure IV.37.

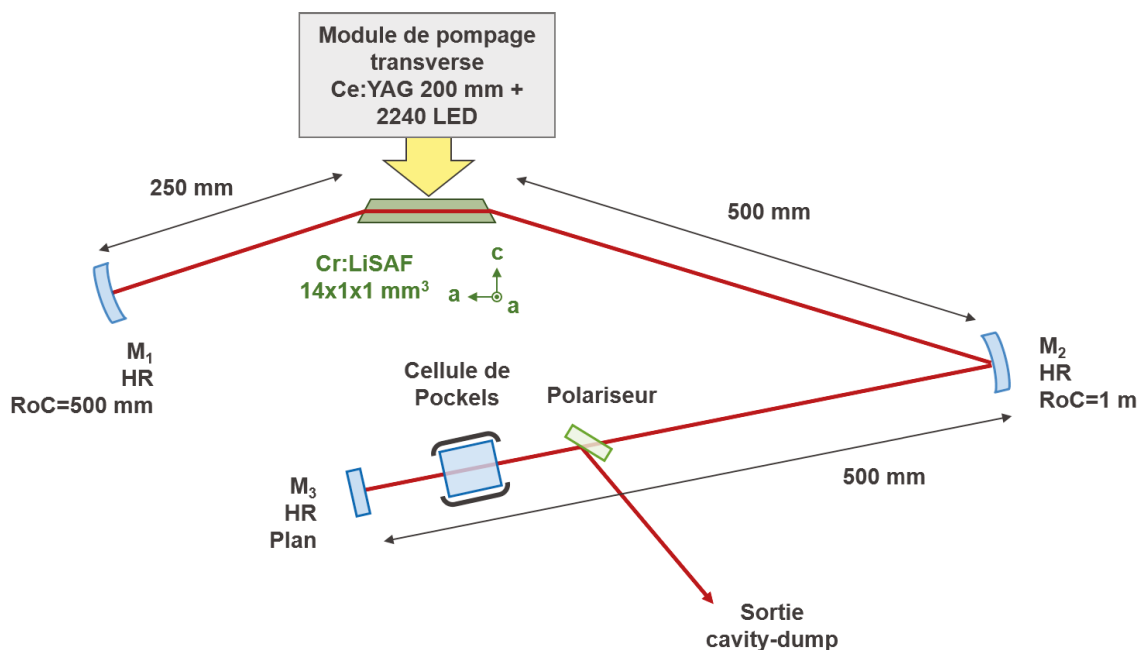


FIGURE IV.37 – Montage expérimental du laser Cr :LiSAF en *cavity-dump* pompé par LED.

Le pompage d'un cristal de Cr:LiSAF dopé à 5,5 % est réalisé de façon similaire à la section IV.2.1. Comme cela a été effectué avec le Ti:saphir, la section du cristal est de $1 \times 1 \text{ mm}^2$ pour maximiser la densité de pompe dans le milieu à gain. Pour assurer le mode laser le plus gros possible dans le Cr:LiSAF, une cavité à trois miroirs est mise au point. Les deux miroirs concaves (M_1 , $\text{RoC}=0,5 \text{ m}$ et M_2 , $\text{RoC}=1 \text{ m}$) sont séparés d'une distance égale à la moitié de leur rayon de courbure. Le *waist* de la cavité est de $260 \mu\text{m}$ entre les miroirs M_1 et M_2 où se trouve le cristal de Cr:LiSAF. Entre les miroirs M_2 et M_3 , le *waist* est fixé à $660 \mu\text{m}$ ce qui permet, d'une part, d'avoir un faisceau peu divergent dans la cellule de Pockels et, d'autre part, d'éviter les dommages qui peuvent altérer le KD^*P de cette cellule. La taille de la cavité est de 1,27 m ce qui correspond à un aller et retour de 8,5 ns.

Les LED sont alimentées avec un courant de 5 A à une cadence de 10 Hz pendant $100 \mu\text{s}$ (au-dessus du temps de fluorescence du Cr:LiSAF qui est de $67 \mu\text{s}$). Le temps de pompage est ajusté en optimisant le signal de fluorescence du Cr:LiSAF qui augmente jusqu'à une durée de pompe de $100 \mu\text{s}$ et diminue au-delà de cette valeur. La température du cristal de Cr:LiSAF est de 39°C (mesuré via le temps de fluorescence), avant de voir l'effet délétère du *quenching* en température (figure IV.11).

L'énergie de pompe délivrée par le concentrateur luminescent est de 103 mJ. Malgré le recouvrement spectral limité entre la bande d'absorption du Cr:LiSAF et la bande d'émission du Ce:YAG, l'énergie absorbée par le milieu à gain est de 32 mJ (en prenant en compte le miroir en or qui renvoie l'énergie de pompe non-absorbée lors du premier passage dans le Cr:LiSAF). À cause du pompage transverse, une partie seulement de l'énergie absorbée peut être utilisée par l'effet laser. La figure IV.38 regroupe l'éclairement de pompe le long de l'axe de pompage ainsi que le volume du mode laser dans le cristal de Cr:LiSAF ($260 \times 260 \mu\text{m}^2$, cavité modélisée sur le logiciel *ReZonator*). En considérant l'énergie de pompe absorbée par le cristal, le défaut quantique entre un photon de pompe et un photon laser, le temps de fluorescence du Cr:LiSAF et le volume du mode laser, l'énergie utilisable par le mode laser est de 3,4 mJ.

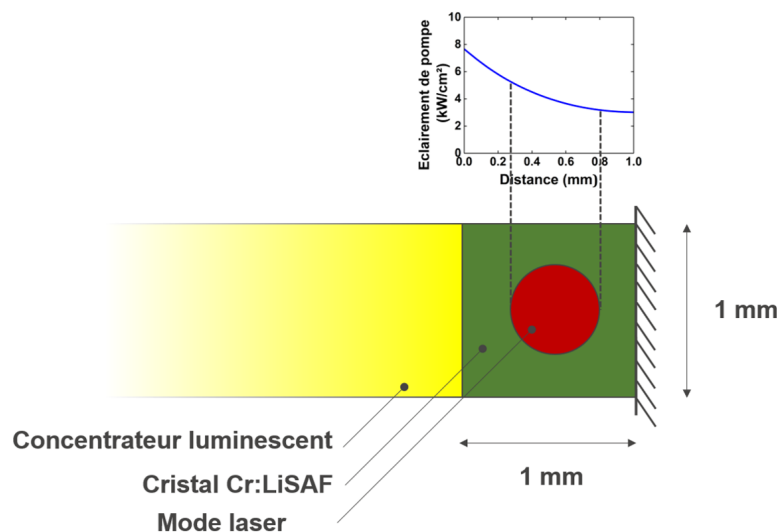


FIGURE IV.38 – Position du mode laser dans le cristal laser et évolution de l'éclairement de pompe le long de l'axe de pompage.

4.2 *Cavity-dump* dans l'infrarouge

Avant un fonctionnement en régime *cavity-dump*, le système a été utilisé en régime déclenché. Dans ce cas, le coupleur plan M_3 a une réflectivité de 90 %. Une cellule de Pockels en KD^*P (QX-1020, Gooch & Housego) et un polariseur (transmission de 98 % pour la pola-

risation horizontale et réflexion de 80 % pour la polarisation verticale) sont insérés dans la cavité. Durant la durée de pompage, la tension appliquée à la cellule de Pockels est ajustée pour un fonctionnement en lame quart d'onde (ce qui fait tourner la polarisation de 90° lors d'un aller retour et impose des pertes de 80 % sur la polarisation). L'effet laser est autorisé à la fin du cycle de pompe en appliquant un créneau de tension à la cellule de Pockels la faisant se comporter comme une lame demi-onde (lame d'onde λ sur un aller et retour). Après un temps de création de 530 ns, une impulsion de 2,2 mJ et de 135 ns est mesurée. La longue durée de l'impulsion est attribuée à la longueur de la cavité. L'énergie utilisable par le mode laser est de 3,4 mJ. En *Q-switch*, 65 % de cette énergie se retrouve dans l'impulsion en sortie du laser (les 35 % restants sont attribués aux pertes par diffraction sur les bords du cristal et les pertes des éléments de la cavité).

Par la suite, le coupleur de sortie est remplacé par un miroir plan de haute réflectivité. Le temps de création de l'impulsion *Q-switch* baisse alors à 480 ns. Lorsque l'impulsion de *Q-switch* atteint sa valeur maximale, un second créneau de tension est appliqué à la cellule de Pockels ($\frac{3\lambda}{4}$) de manière à forcer l'éjection de l'impulsion par le polariseur. La figure IV.39 correspond au comportement temporel du processus de *cavity-dumping*. Une photodiode placée au niveau du miroir M_1 permet d'observer l'évolution de l'énergie de l'impulsion dans la cavité (figure IV.39.a) : l'impulsion *Q-switch* est coupée par l'activation du deuxième étage de tension sur la cellule de Pockels. L'impulsion en sortie du polariseur est observée à l'aide d'une photodiode rapide (temps de montée de 1 ns) et est visible sur la figure IV.39.b. Les impulsions mesurées à la sortie du polariseur ont une énergie de 1,1 mJ pour une durée de 8,8 ns ce qui correspond à une puissance crête de 125 kW. Des impulsions résiduelles sont visibles sur la figure IV.39.b après éjection de l'impulsion principale ; cela correspond à la transmission résiduelle de 20 % du polariseur selon la polarisation verticale (une partie de l'impulsion reste dans la cavité après la vidange).

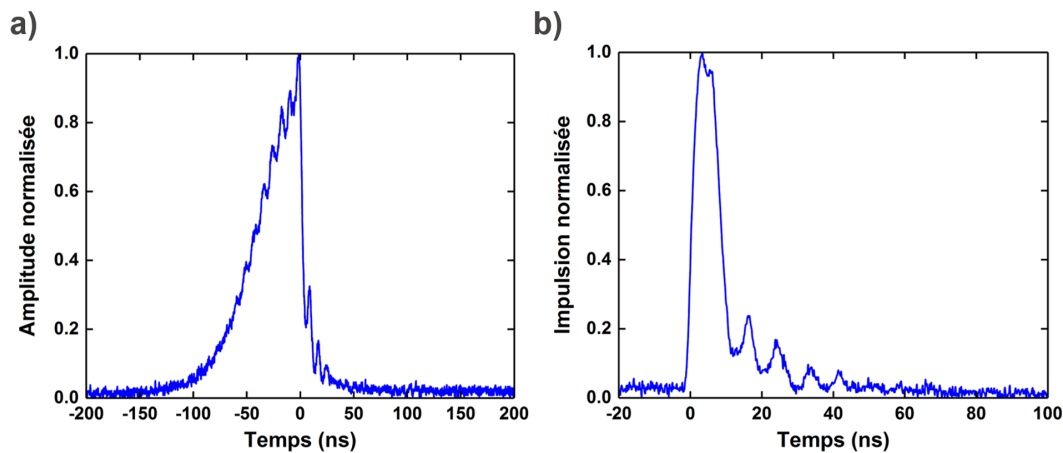


FIGURE IV.39 – a) Évolution de l'amplification de l'impulsion dans la cavité. b) Impulsion éjectée par le polariseur.

Le spectre de l'impulsion en *cavity-dump* est centré sur 840 nm avec une largeur à mi-hauteur de 23 nm (figure IV.40). La forme prismatique du Cr:LiSAF n'induit pas de sélectivité spectrale. En effet, la variation angulaire entre un faisceau à 849 nm et un faisceau à 826 nm n'est que de 0,5 mrad après un passage dans le cristal de Cr:LiSAF. Cela correspond seulement à un quart de la divergence du mode laser qui se développe dans la cavité (2 mrad) pour un *waist* de 260 μm . L'impulsion est donc large spectralement.

Le profil spatial de l'impulsion représenté, sur la figure IV.40, est proche du mode fondamental $\text{TEM}_{0,0}$. La qualité de faisceau, mesurée via la taille du faisceau à plusieurs distances

du *waist* à l'aide d'une caméra, correspond à un facteur M^2 de 1,10 dans l'axe horizontal et de 1,13 dans l'axe vertical.

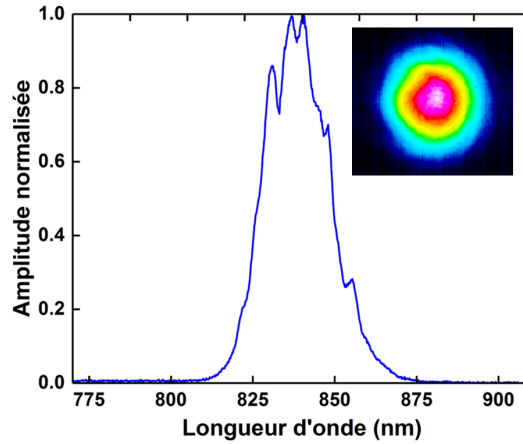


FIGURE IV.40 – Spectre et profil spatial de l'impulsion en *cavity-dump*.

Une étude analytique du processus d'amplification de l'impulsion dans la cavité valide l'ordre de grandeur de l'énergie de l'impulsion ainsi que son temps de création. Les équations de Frantz et Nodvik [Frantz 63] prennent en compte l'amplification de l'énergie de l'impulsion et la consommation du gain présent dans le cristal laser lors de chaque passage :

$$E_{k+1}^e = T \cdot E_k^s \quad (\text{IV.4})$$

$$G_{k+1} = G_k \cdot \exp\left(\frac{E_k^e - E_k^s}{J_{sat} \cdot S}\right) \quad (\text{IV.5})$$

$$E_{k+1}^s = J_{sat} \cdot S \cdot \ln\left[G_k \cdot \left(\exp\left(\frac{E_{k+1}^e}{J_{sat} \cdot S}\right) - 1\right) + 1\right] \quad (\text{IV.6})$$

où E_k^e et E_k^s sont les énergies de l'impulsion à l'entrée et à la sortie du milieu à gain lors du $k^{ième}$ passage, T la transmission du faisceau lors de chaque aller et retour qui correspond à l'ensemble des pertes de la cavité, J_{sat} la fluence de saturation, S la section du faisceau et G_k le gain dans le cristal lors du $k^{ième}$ passage.

L'évolution de l'énergie à l'intérieur de la cavité dans le temps est tracée sur la figure IV.41. Avec une impulsion initiale de 1,1 pJ (évaluée via la proportion d'énergie en émission spontanée dans l'angle de divergence du mode laser), un gain de 1,68 en double passage et des pertes de 10 % lors de chaque aller et retour dans la cavité (principalement attribuées à la cellule de Pockels, au polariseur et aux pertes par diffraction), l'énergie maximale de l'impulsion atteint 1,5 mJ dans la cavité avec un temps de création de 484 ns. En considérant 80 % de l'énergie de l'impulsion (réflexion du polariseur), on obtient en sortie du système une impulsion de 1,2 mJ. L'écart avec la mesure est attribué à l'erreur sur la connaissance de la taille du mode laser qui a une grande influence sur l'énergie en sortie du système.

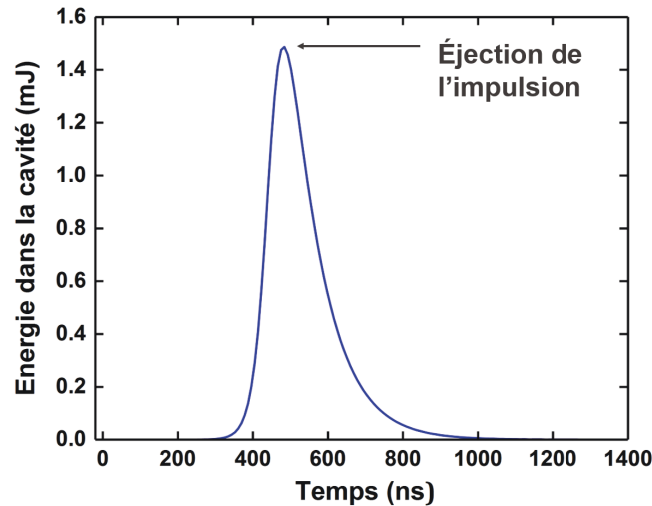


FIGURE IV.41 – Évolution de l'énergie de l'impulsion dans la cavité avec le temps.

4.3 Conversion de fréquence

La conversion de fréquence dans l'UV est obtenue par génération de troisième harmonique faisant intervenir deux étages de conversion en cascade (figure IV.42). Le premier étage de conversion consiste en un doublage de fréquence dans un cristal de LBO de 8 mm. Le cristal de LBO est taillé pour une conversion de fréquence de type I à 850 nm ($\theta = 90^\circ$; $\phi = 27^\circ$). Le faisceau en sortie du laser fonctionnant en *cavity-dump* est focalisé avec un *waist* de $43 \mu\text{m}$ dans le cristal de LBO à l'aide d'une lentille de focale 100 mm.

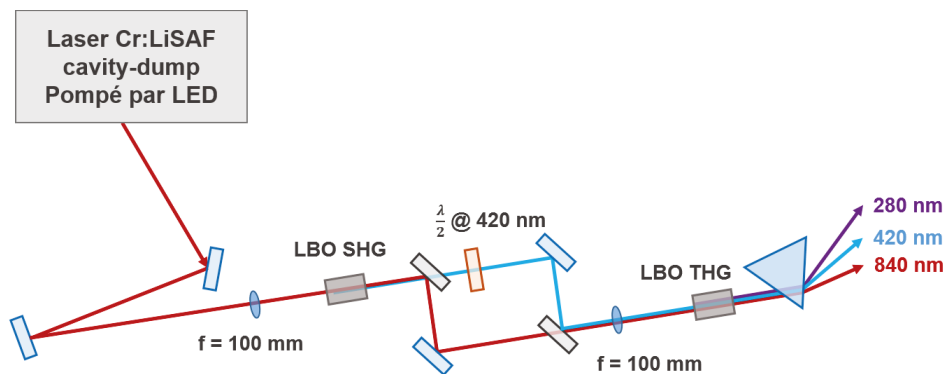


FIGURE IV.42 – Montage expérimental du système de conversion de fréquence à deux étages vers l'UV.

Une impulsion de $108 \mu\text{J}$ à 420 nm est mesurée. Le faisceau dans le bleu est circulaire (figure IV.43.a), en accord avec l'acceptance angulaire de 4,3 mrad pour cette configuration d'accord de phase, proche de la divergence du faisceau fondamental dans le cristal de LBO. Le spectre de l'impulsion à 420 nm est caractérisé par une largeur à mi-hauteur de 1,1 nm (figure IV.43.b). C'est une largeur à mi-hauteur bien plus faible que celle de l'impulsion infrarouge car le spectre dans le bleu est limité par l'acceptance spectrale du processus non-linéaire. Cela explique pourquoi l'efficacité de conversion n'est que de 10 % alors que l'intensité infrarouge atteint $2,2 \text{ GW}/\text{cm}^2$ dans le cristal de LBO. Cette acceptation spectrale est utilisée pour réaliser l'accordabilité de la source dans le bleu. Par une simple rotation du cristal de LBO autour de l'axe ϕ , la source est accordée de 408 nm à 435 nm (accordabilité de 9 nm à mi-hauteur ; figure IV.43.a)

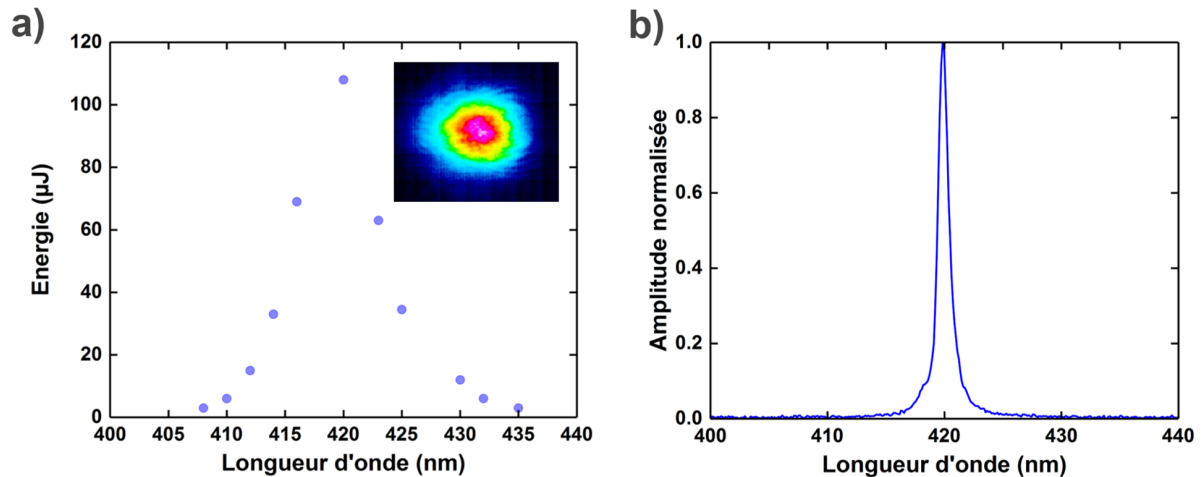


FIGURE IV.43 – a) Accordabilité de l'impulsion dans le bleu et profil spatial de l'impulsion. b) Spectre de l'impulsion dans le bleu.

Le second étage de conversion est réalisé avec un cristal de LBO de 10 mm de longueur coupé pour réaliser une somme de fréquence avec un photon à 850 nm et un photon à 420 nm (accord de phase de type I : $\theta = 90^\circ$; $\phi = 54,6^\circ$). La configuration de type I impose la rotation de la polarisation du faisceau bleu de 90° de façon à ce qu'elle soit parallèle à la polarisation du faisceau infrarouge. Pour cela, les faisceaux bleu et infrarouge sont séparés à l'aide d'un miroir dichroïque (HT 400-450 nm ; HR 800-900 nm) puis recombinaés à l'aide d'un deuxième miroir dichroïque (HR 400-450 nm ; HT 800-900 nm). Une lame demi-onde est insérée dans le bras du faisceau bleu pour réaliser la rotation de sa polarisation. Le *waist* dans le premier cristal de LBO est imagé dans le second LBO à l'aide d'une lentille de focale 100 mm placée dans une configuration 2f-2f. Le faisceau UV est isolé à l'aide d'un prisme UV en silice. Une énergie de $13 \mu\text{J}$ est mesurée à 280 nm (figure IV.44.a). L'efficacité de conversion entre le faisceau fondamental dans l'infrarouge et le faisceau dans l'UV est de 1,2 %, limitée par l'acceptance spectrale. La largeur à mi-hauteur du spectre de l'impulsion est de 0,5 nm (IV.44.c). La durée de l'impulsion à mi-hauteur est de 7 ns (IV.44.b). L'accordabilité dans l'UV est réalisée entre 276 nm et 284 nm via la rotation des deux cristaux de LBO en cascade. Comme nous ne disposons pas de caméra sensible à 280 nm, le profil spatial de l'impulsion UV est observé par fluorescence sur une surface blanche (IV.44.d). Ces résultats ont fait l'objet d'une publication dans le journal *Optics Express* [Pichon 19].

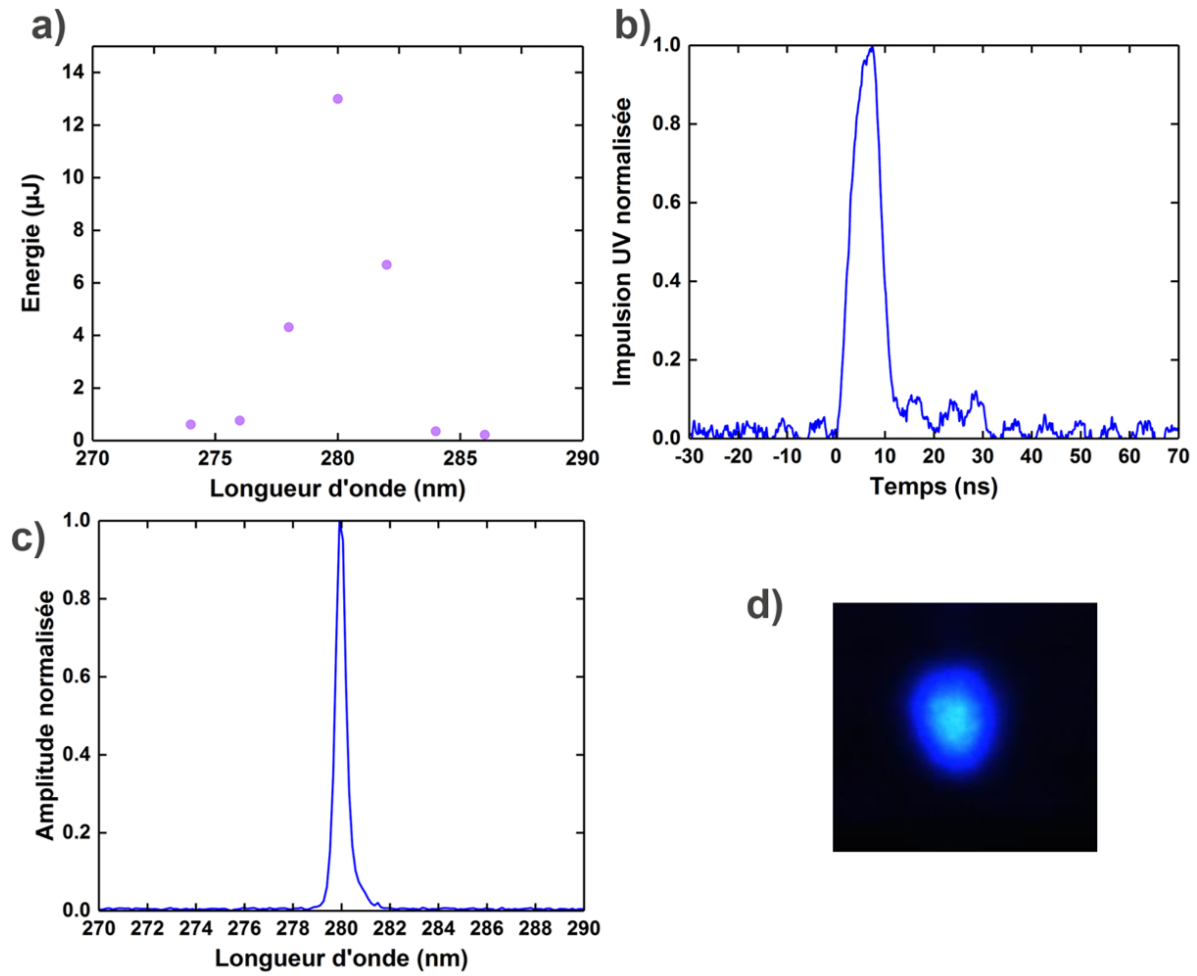


FIGURE IV.44 – a) Accordabilité de l'impulsion dans l'UV. b) Profil temporel de l'impulsion à 280 nm. c) Spectre de l'impulsion. d) Profil spatial de l'impulsion UV (mesuré par fluorescence).

4.4 Bilan

Cette nouvelle source laser dans l'UV est une alternative aux sources laser solides classiques dans cette gamme de longueur d'onde. Généralement, les sources utilisées sont des OPO (300-2340 nm [Kondratyuk 00]) et des lasers Ce:LiCAF (280-300 nm [Pham 18]) qui reposent sur un pompage par la génération de 4^{ème} harmonique de laser Nd:YAG.

Le tableau IV.7 regroupe les caractéristiques des différentes étapes de la conception de la source accordable dans l'UV. La source est caractérisée par une accordabilité entre 273 nm et 284 nm. À 280 nm, les impulsions sont de 7 ns et 13 μJ , ce qui correspond à une puissance crête de 1,8 kW.

	Longueur d'onde centrale (nm)	Largeur du spectre (nm)	Durée	Énergie	Puissance crête	Temps de création
Pompe (Ce:YAG)	550	100	100 μs	103 mJ	1,0 kW	-
Cr:LiSAF relaxé	840	23	77 μs	2,23 mJ	29 W	23 μs
Cr:LiSAF <i>Q-switch</i>	840	23	135 ns	2,07 mJ	15 kW	530 ns
Cr:LiSAF <i>cavity-dump</i>	840	23	8,8 ns	1,10 mJ	125 kW	480 ns
Doublage	420	1,1	7,9 ns	108 μJ	14 kW	-
Triplage	280	0,5	7,0 ns	13 μJ	1,8 kW	-

TABLE IV.7 – Tableau récapitulatif de la source laser sub-10 ns accordable dans l'UV.

Ce système est le premier laser reposant sur un pompage par LED pouvant être utilisé pour une application. En effet, ces caractéristiques permettent la réalisation d'applications LiDAR dans l'UV sur des distances de 100 m et une résolution axiale inférieure à 1 m qui peuvent être intéressantes pour la détection d'explosifs et d'agents NRBC.

5 Conclusion

Ce chapitre consiste en une étude expérimentale systématique portant sur plusieurs cristaux laser dopés aux métaux de transition qui ont émergé lors de l'étude du chapitre III. Plusieurs oscillateurs laser en régime relaxé ont été mis au point avec le Cr:LiSGaF, le Cr:LiSAF, l'alexandrite et le Ti:saphir. Ce sont les premiers cristaux dopés aux métaux de transition pompés par un système basé sur la technologie LED. Les gains importants mesurés avec le Cr:LiSAF et l'alexandrite ont permis de réaliser des systèmes laser fonctionnant en régime déclenché. L'ensemble des techniques de *Q-switch* ont été explorées. Les études sur le *Q-switch* passif ont fait émerger deux couples cristaux laser / absorbants saturables inédits avec le Cr:LiSAF combiné au Cr:YAG et l'alexandrite combiné au V:YAG. Le *Q-switch* actif a été réalisé avec un modulateur accousto-optique et une cellule de Pockels.

Fort des performances obtenues avec ce nouveau type de pompage, nous avons développé un système laser pour une application de détection LiDAR dans l'UV. Pour remplir les conditions nécessaires à la réalisation de cette application, le cristal de Cr:LiSAF est inséré dans une cavité permettant un fonctionnement en *cavity-dump* suivi d'une conversion de fréquence à deux étages dans l'UV. Ce système est un premier pas vers d'autres systèmes laser pompés par LED. En effet, la cavité fonctionnant en *cavity-dump* peut être facilement transformée en amplificateur régénératif injecté avec des impulsions femtosecondes. La largeur de spectre mesurée sur le Cr:LiSAF autorise l'amplification d'impulsions de moins de 50 fs à 850 nm pouvant atteindre le millijoule. L'annexe E initie l'exploration d'amplificateurs avec des systèmes pompés par LED.

Conclusion générale

Bilan des travaux

Dans une première partie, constituée des chapitres [I](#) et [II](#), ces travaux de thèse décrivent la réalisation de sources SWIR à semiconducteurs. Le chapitre [I](#) met en place une source de lumière dans le SWIR basée sur l'association de LED à 940 nm et de la fluorescence de l'Yb,Er:verre. La puissance de cette source est 25 fois plus élevée que celle d'une LED dans le SWIR. La gamme de longueur d'onde couverte par cette source est intéressante pour l'industrie agroalimentaire (détection de l'eau) et la microélectronique (inspection des *wafers* de silicium). Cette source a donné naissance à un produit pour lequel la société Effilux a obtenu un prix d'innovation. La luminance de cette source reste limitée pour certaines applications. Le chapitre [II](#) porte sur la mise au point d'un concentrateur luminescent à base d'Yb,Er:verre qui permet de contourner le principe de conservation de la luminance. C'est la première fois que le principe de concentration luminescente est utilisé dans le SWIR. Ce concentrateur luminescent a une luminance située un ordre de grandeur au-dessus de celle des LED émettant dans la même gamme de longueur d'onde.

Dans le visible, les performances des concentrateurs luminescents offrent une combinaison unique des avantages des lampes flash et des diodes laser. La seconde partie de ces travaux de thèse, constituée des chapitres [III](#) et [IV](#), est consacrée à l'utilisation de concentrateurs luminescents pour le pompage de cristaux dopés aux métaux de transition en régime impulsif. Le chapitre [III](#) constitue une étude de compatibilité du pompage des cristaux dopés aux métaux de transition par des concentrateurs luminescents dopés au cérium. Le chapitre [IV](#) prolonge cette étude sur le plan expérimental. Plusieurs cristaux laser dopés aux métaux de transition sont, pour la première fois, pompés par LED en régime relaxé : le Cr:LiSGaF, le Cr:LiSAF, l'alexandrite et le Ti:saphir. Ces quatre lasers sont notamment caractérisés par leur accordabilité, leur efficacité et leur gain en double passage (1,29 Cr:LiSGaF, 1,65 pour le Cr:LiSAF, 1,23 pour l'alexandrite et 1,066 pour le Ti:saphir). Nous avons fait le choix d'utiliser le Cr:LiSAF et l'alexandrite, dont le gain est significatif, pour mettre au point des systèmes laser plus complexes. Pour ces deux cristaux, les régimes déclenchés passifs et actifs sont explorés. L'étude portant sur le *Q-switch* passif fait émerger deux nouveaux couples cristaux laser / absorbant saturable avec l'utilisation du Cr:YAG pour déclencher le laser Cr:LiSAF et du V:YAG pour déclencher l'alexandrite. Dans le cas du déclenchement actif, réalisé avec un modulateur acousto-optique, l'énergie des impulsions laser dépasse le millijoule avec des durées de plusieurs dizaines de nanosecondes. Dans la perspective d'une application LiDAR, qui impose des conditions spécifiques sur la longueur d'onde, la durée et l'énergie des impulsions, une source accordable dans l'UV sub-10 nanoseconde est mise au point. Ce système est basé sur un laser Cr:LiSAF fonctionnant en *cavity dump*. Deux étages de conversion de fréquence permettent d'accéder à la gamme 276-284 nm avec une énergie de 14 μ J autorisant la détection d'explosifs et d'agents NRBC (nucléaires, radiologiques, biologiques et chimiques). Les cristaux ont aussi été testés en amplificateurs d'impulsions laser (annexe [E](#)). La figure [IV.45](#) dresse une carte spectrale des différentes sources développées dans ces travaux de thèse. Le

tableau IV.8 regroupe les caractéristiques de ces différentes sources.

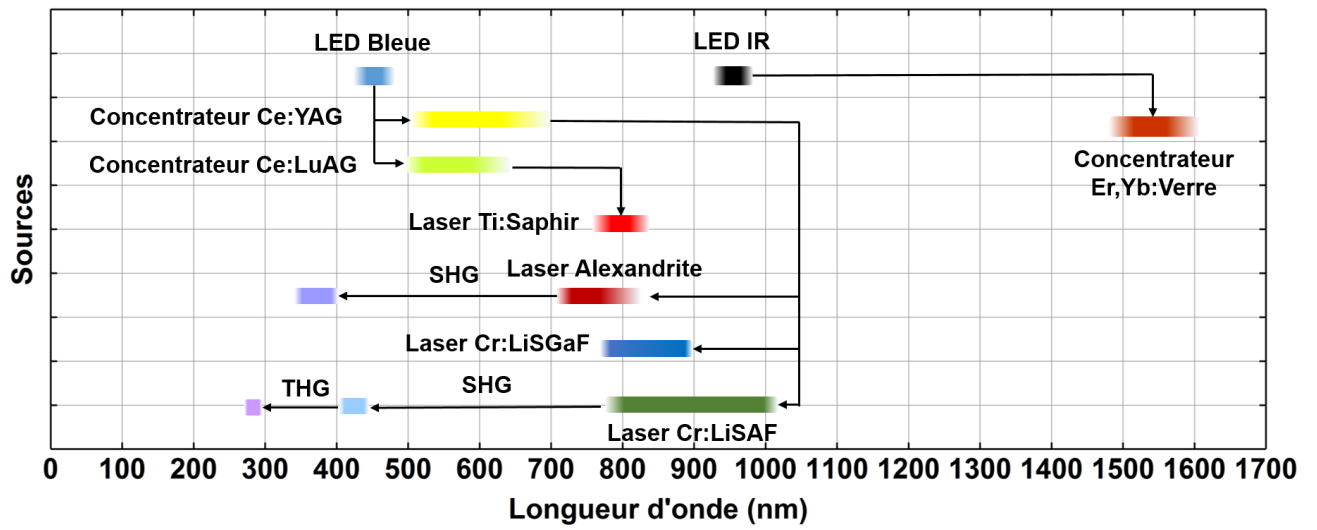


FIGURE IV.45 – Carte spectrale des différentes sources élaborées lors de ces travaux de thèse.

Source	Cristal	Mode de fonctionnement	Puissance crête	Énergie	Durée	Gain utilisable	Page
Fluorescence	Yb,Er:verre	Continu	460 mW	-	-	-	33
Concentrateurs	Ce :YAG	Continu	14 W	-	-	-	148
	Ce:LuAG	Quasi-continu	1,19 kW	268 mJ	260 μ s	-	103
	Yb,Er:verre	Quasi-continu	1,39 kW	20,9 mJ	15 μ s	-	103
		Continu	850 mW	-	-	-	64
Oscillateurs laser	Cr:LiSGaF	Relaxé	29 W	3,3 mJ	113 μ s	1,29	106
	Cr:LiSAF	Relaxé	47 W	6,6 mJ	139 μ s	1,65	106
		<i>Q-switch</i> passif	18 kW	400 μ J	22 ns	-	124
		<i>Q-switch</i> actif	42 kW	1,78 mJ	54 ns	-	126
		<i>Cavity-dump</i>	125 kW	1,1 mJ	8,8 ns	-	134
	Alexandrite	Relaxé	42 W	8,8 mJ	210 μ s	1,23	111
		<i>Q-switch</i> passif	4,4 kW	230 μ J	52 ns	-	125
		<i>Q-switch</i> actif	36 kW	1,98 mJ	54 ns	-	127
		Relaxé	3,0 W	32 μ J	10,8 μ s	1,066	116
	Conversions de fréquence	Cr:LiSAF \rightarrow LBO	SHG	14 kW	108 μ J	7,9 ns	-
Cr:LiSAF \rightarrow LBO \rightarrow LBO		THG	1,8 kW	13 μ J	7,0 ns	-	137
Alexandrite \rightarrow LBO		SHG	860 W	43 μ J	50 ns	-	129
Amplificateurs laser	Cr:LiSGaF	2 passages	-	-	-	1,27	161
	Cr:LiSAF	2 passages	-	-	-	1,58	161
		4 passages	-	-	-	2,12	163
	Alexandrite	2 passages	-	-	-	1,18	161
	8 passages	-	-	-	4*	164	

TABLE IV.8 – Tableau récapitulatif des sources développées dans ces travaux de thèse. * Le gain de l'amplificateur en huit passages correspond au gain brut (G_0^8).

Perspectives

À la suite de cette étude, les perspectives et possibilités d'amélioration portent sur deux grands aspects : les concentrateurs luminescents et les systèmes laser.

Plusieurs problèmes technologiques sont à résoudre pour augmenter l'efficacité des concentrateurs luminescents. Par exemple, les questions du collage, de la gestion de la thermique et de l'efficacité. Les colles à photo-polymérisation UV ne résistent pas à des températures supérieures à 120 ° C. Plusieurs solutions existent comme le collage moléculaire ou les sol-gels. Le contrôle en température des concentrateurs est lié à la question du collage mais aussi au fonctionnement des systèmes laser à plus hautes cadences. Dans ces travaux de thèse, pour des rapports cycliques des LED qui dépassent 3 %, la gestion de la température devient critique. Car un contact thermique avec une pièce refroidie à eau va frustrer la réflexion totale interne et va donc dégrader les performances du concentrateur.

Le rendement du concentrateur est aussi un problème majeur qui est fondamentalement lié à l'aspect isotrope de l'émission spontanée. D'une part, de nouvelles géométries de concentrateur sont à explorer comme les concentrateurs carrés [Rafiee 19]. D'autre part, une amélioration du *package* des LED couplées permettrait d'augmenter le taux de remplissage (η_{fill}).

L'amélioration des LED pourrait faire émerger de nouveaux couples LED/concentrateurs qui permettraient de couvrir de nouvelles gammes de longueur d'onde pour la vision industrielle et le pompage de lasers solides. Pour les concentrateurs dans le SWIR, une déclinaison du co-dopage à l'ytterbium avec d'autres matériaux tels que le bismuth, l'holmium ou le thulium permettrait de couvrir une grande gamme de longueurs d'onde et donc un plus grand nombre d'applications.

Finalement, ce sont vers les systèmes laser qu'il faut se pencher pour la conception des futures architectures laser. La montée en puissance du système comprenant quelques milliers de LED est largement envisageable, soit en multipliant le nombre de têtes de pompage, soit en augmentant la largeur des concentrateurs (et donc la longueur du milieu à gain). La suite du projet de pompage par LED se dirige, en partie, vers l'amplification d'impulsions laser femtosecondes. La cavité fonctionnant en *cavity-dumping* constitue la première étape vers la construction d'un amplificateur régénératif : l'action à suivre consiste à injecter une impulsion ultra-courte dans cette cavité. Il est donc envisageable de penser que le pompage par LED permettra un jour de donner naissance à des lasers industriels dans les gammes nanoseconde et femtoseconde.

Annexe A

Concentrateur luminescent de Ce:YAG éclairé par LED en régime continu

Motivations et description du dispositif

La gamme du vert-jaune est intéressante pour un grand nombre d'applications liées aux bandes d'absorption de l'hémoglobine ou à la vidéo-projection. Cependant, il n'existe pas de sources simples, brillantes et peu coûteuses dans cette gamme de longueur d'onde. Les lampes à vapeur de sodium et les lampes flash au xenon filtrées manquent de brillance. Les LED et les diodes laser en AlGaInP manquent de flux lumineux (*green gap* [Weisbuch 15]). Les lasers solides et les lasers à colorant sont trop complexes et trop onéreux pour beaucoup d'applications. Outre les longueurs d'onde du jaune, les sources de lumière ayant une luminance supérieure aux LED sont intéressantes car elles permettent de réaliser des applications de projection 3D qui visent à éclairer un objet afin de le reconstruire numériquement dans l'espace. C'est dans cette perspective que la mise au point d'un prototype de source basé sur un concentrateur luminescent de Ce:YAG éclairé par LED bleues a débuté. À la différence des concentrateurs présentés dans ces travaux de thèse, qui fonctionnent en régime quasi-continu, cette source fonctionne en régime continu.

Deux lignes de 72 LED sont déposées tête-bêche (Luxeon Z Royal Blue) pour un total de 144 LED émettant à 450 nm. Le circuit imprimé permet de connecter en parallèle ces 144 LED en 18 groupes de 8 LED en série (schéma à gauche de la figure A.1). Le courant d'alimentation maximal injecté en continu dans les LED est limité pour maintenir leur température entre 60°C et 90°C. Le circuit imprimé est fixé sur un bloc d'aluminium refroidi à eau jouant le rôle de puits thermique.

Le concentrateur luminescent en Ce:YAG a une largeur de 2,5 mm, adaptée à la largeur de la ligne de LED (figure A.1) ; le facteur de remplissage atteint 58 %. L'épaisseur du concentrateur est fixée à 1 mm pour assurer une absorption à 93 % à la longueur d'onde des LED. La longueur du concentrateur atteint, quant à elle, 100 mm pour obtenir un facteur géométrique élevé ($G=100$ dans le cas d'un éclairage par des LED sur une seule face). Le prototype comprend un système de refroidissement du concentrateur : un doigt thermique d'une largeur de 100 μm et de 100 mm de longueur réalisé dans une pièce d'aluminium refroidie à eau et vient se poser sur le dessus du système (figure A.2). L'objectif est de maintenir le concentrateur à une température autour de 100°C, bien que les propriétés spectroscopiques du Ce:YAG ne s'altèrent pas en dessous de 250°C [Arjoca 15].

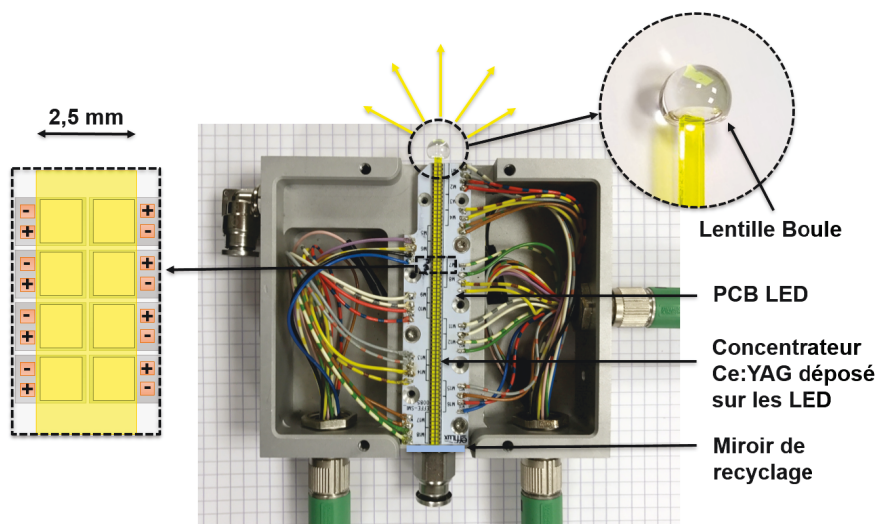


FIGURE A.1 – Photo du concentrateur luminescent de Ce:YAG éclairé par LED. Sont représentés en encadré, à gauche un groupe de 8 LED en série sous le Ce:YAG, à droite la lentille boule de saphir.

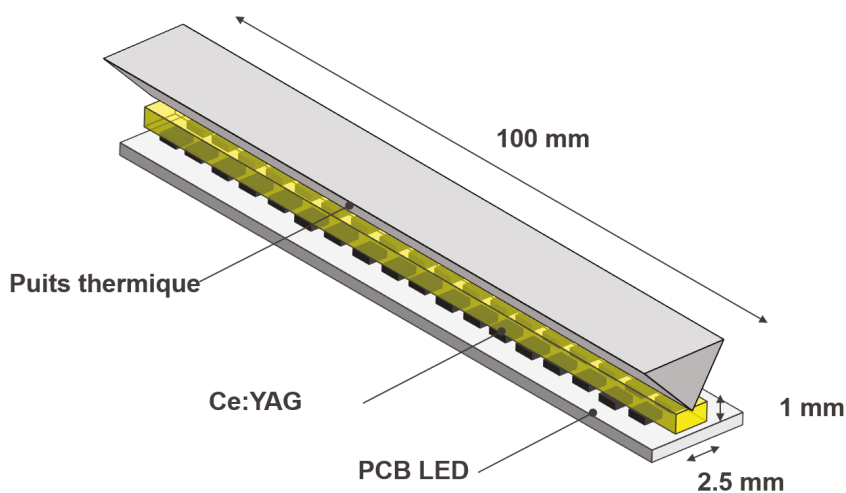


FIGURE A.2 – Schéma du dispositif avec le puits thermique de forme pyramidale (le nombre de LED n'est pas conforme à la réalité).

Optimisation de l'extraction dans l'air

Dans le cas d'un concentrateur luminescent ayant l'indice de réfraction du YAG ($n=1,83$) et placé dans l'air, 52 % des rayons émis dans le concentrateur restent piégés à l'intérieur et 8 % s'échappent de chacune des six faces. Dans le cas d'une source dédiée à l'éclairage, l'objectif est d'obtenir un maximum de lumière dans une direction : pour cela, deux actions sont menées. D'abord, un miroir en aluminium est ajouté pour recycler la lumière sortant de la face opposée à la face d'extraction (figure A.1). En effet, la lumière s'échappant de cette face est précieuse car elle correspond à des rayons ayant des angles permettant un guidage jusqu'à la face d'extraction. Ensuite, une plus grande extraction est obtenue en ajoutant une lentille de saphir ($n=1,76$) permettant de réaliser une adaptation d'indice au niveau de la face de sortie (chapitre II). Les résultats concernant l'optimisation de l'extraction de la lumière du concentrateur sont regroupés sur la figure A.3. Ainsi, en prenant en référence un concentrateur de Ce:YAG dans l'air, l'ajout d'un miroir sur la face opposée à la face de sortie augmente la puissance

extraite d'un facteur 1,68. L'ajout d'une lentille boule en saphir entraîne une augmentation d'un facteur 2,83 (contre un facteur 2,21 avec une lentille boule de PMMA d'indice $n=1,49$). Enfin, l'ajout d'un miroir et d'une lentille boule en saphir permet d'augmenter la puissance de sortie d'un facteur 3,32 (contre 2,61 pour un miroir et une lentille boule en PMMA).

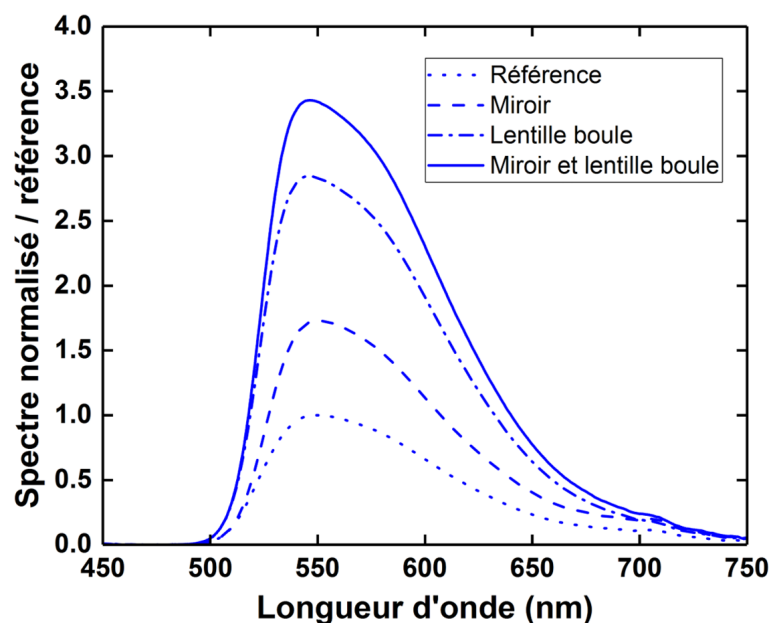


FIGURE A.3 – Évolution du spectre en sortie du concentrateur après l'ajout individuel ou conjoint d'un miroir en aluminium et d'une lentille boule en saphir. Les spectres sont normalisés par rapport à l'émission d'un concentrateur de Ce:YAG dans l'air.

Un facteur important est l'indice optique de la colle à photo-polymérisation UV utilisée pour faire le lien entre la lentille boule et le Ce:YAG. En effet, les colles traditionnellement utilisées ont un indice proche de 1,5 mais il existe des colles à indice plus élevé, théoriquement plus adaptées à l'indice optique du Ce:YAG. Trois colles ont été testées, une colle de la société Vitralite ($n=1,47$) et deux colles commercialisées par Norland Product : la NOA 170 ($n=1,70$) et la NOA 61 ($n=1,56$). Les résultats présentés plus haut ont été réalisés avec la colle Vitralite qui est bien adaptée à un produit industriel grâce à sa bonne tenue dans le temps et face aux fortes températures. L'utilisation de la colle NOA 61 entraîne une augmentation de 2,8 % de la puissance extraite contre 7,9 % pour la NOA 170. Cependant, cette dernière colle a tendance à devenir cassante avec le temps ou lors d'une exposition à des températures plus élevées, ce qui a limité son utilisation dans l'ensemble du projet.

Performances et perspectives d'améliorations

Avec le système de refroidissement du cristal de Ce:YAG actif, l'intensité d'alimentation des LED en continu est limitée à 0,6 A, le courant maximum recommandé par le constructeur lors de l'utilisation individuelle des LED étant de 1 A. Cela représente une puissance émise par l'ensemble des LED de 80 W. La puissance en sortie du dispositif atteint alors 14 W (figure A.4) pour un rendement optique de 18 % et un facteur de concentration de 9,8. La température du Ce:YAG est maintenue sous les 100 °C.

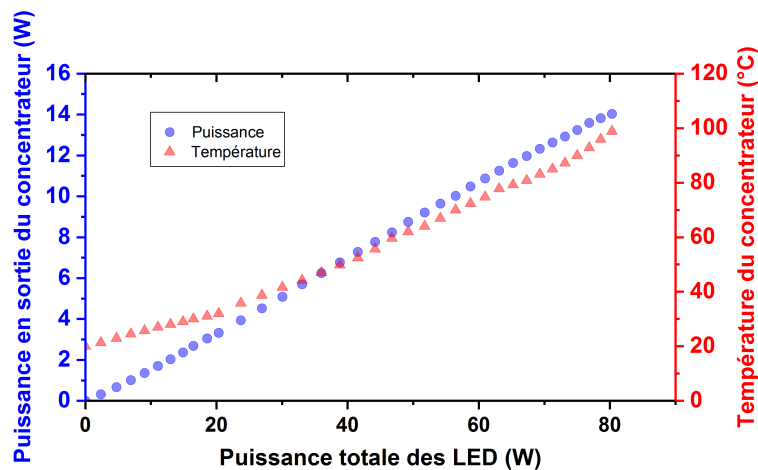


FIGURE A.4 – Puissance en sortie du dispositif ainsi que la température du concentrateur en fonction de la puissance apportée par l’ensemble des LED.

La stabilité thermique et en puissance du dispositif est étudiée et reportée sur la figure A.5. Pendant un régime transitoire de 15 s, la température passe d’une vingtaine à une centaine de degrés alors que la puissance varie de 15 W à 14 W. Par la suite, ces deux paramètres restent stables dans le temps.

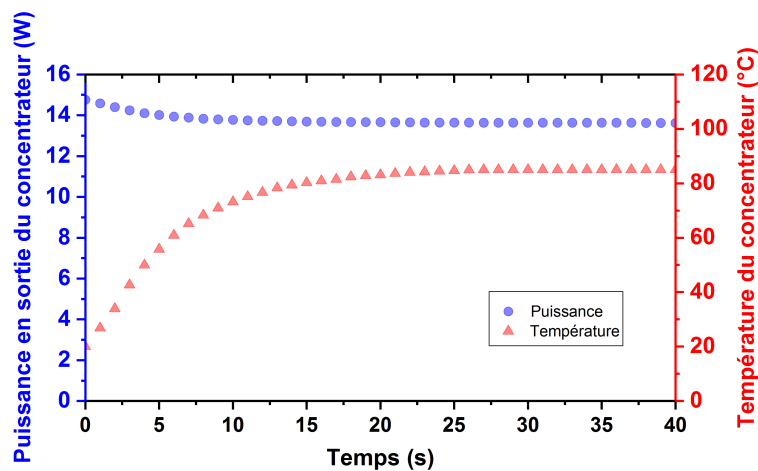


FIGURE A.5 – Puissance en sortie du dispositif ainsi que sa température du concentrateur en fonction du temps.

Ce concentrateur luminescent éclairé par LED est caractérisé par un éclairage de 560 W/cm^2 sur une surface de $2,5 \text{ mm}^2$ alors qu’une LED dans la même gamme de longueur d’onde émet 18 W/cm^2 sur une surface de 1 mm^2 . Certaines améliorations peuvent tout de même être apportées à ce dispositif. En effet, le système de refroidissement du cristal de Ce:YAG n’est pas optimisé car il engendre une baisse du rendement optique de 27 % en frustrant partiellement la réflexion totale interne (figure A.6). Sans le système de refroidissement, l’intensité d’alimentation des LED est limitée à 0,3 A, ce qui représente une puissance émise par l’ensemble des LED de 50 W. Dans cette configuration, le concentrateur émet 12 W pour un facteur de concentration de 13,5.

Ainsi, un système de refroidissement qui ne fait pas chuter l’efficacité serait le bienvenu. Il est possible d’imaginer un tel système en plaçant les doigts froids sur les deux côtés du

concentrateur comme proposé par De Boer *et al.* [Antonis 17]. Cela permet aussi de libérer la deuxième grande face du concentrateur pour y ajouter des LED et donc envisager un dispositif émettant au minimum 30 W. D'autres considérations sur le dopage du concentrateur sont importantes. Un dopage plus faible en ions Ce^{3+} permet de faire baisser les pertes par réabsorption à l'intérieur du concentrateur ; cela est à nuancer avec l'absorption de la lumière émise par les LED.

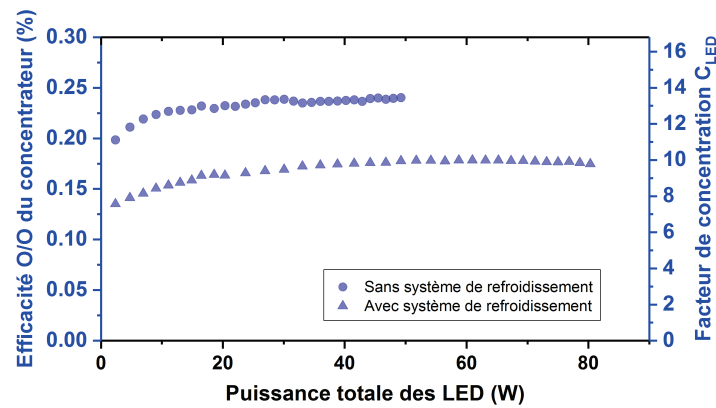


FIGURE A.6 – Efficacité optique/optique et facteur de concentration C_{LED} correspondant en fonction de la puissance apportée par l'ensemble des LED avec et sans dispositif de refroidissement du Ce:YAG.

Pour terminer cette étude, il est important de comparer notre source de lumière dans le jaune aux sources de lumière déjà existantes dans cette gamme de longueur d'onde. Les éléments de comparaison sont issus de l'article de Sathian *et al.* [Sathian 17]. Le système de concentrateur luminescent en Ce:YAG est comparé à une lampe à vapeur de sodium [Philips 18], une lampe flash à xénon [Cermax 12], une LED jaune AlGaInP [Lumileds 17], un laser solide [Enderlein 14] et un laser à colorant [Omi 03]. Le système présenté par Sathian *et al.* a une plus grande puissance de sortie que celui présenté ici car le concentrateur utilisé mesure 300 mm de long et ses deux grandes faces sont recouvertes de LED contrairement au dispositif présenté dans cette partie où une seule face d'un concentrateur de 100 mm est utilisée : le facteur de concentration est donc 6 fois plus élevé dans l'étude de Sathian *et al.* Les puissances en sortie des deux concentrateurs étant similaires, cela conforte la capacité de montée en puissance du dispositif mis en place pour Effilux.

		Lampe à vapeur de sodium	Lampe à xénon (filtrée)	LED AlGaInP	Laser Solide	Laser à colorant	LC [Sathian 17]	LC Effilux
Largeur spectrale	nm	0,6	50	15	10^{-5}	1	76	76
Puissance	W	11	2,2	0,12	20	2×10^3	20	14
Efficacité à la prise	%	30	0,7	11	2	1	2	5
Émittance	W/mm ²	10^{-4}	10^{-2}	0,1	10^7	10^5	7,2	5,6
Coût	€	100	100	1	10^5	10^4	1000*	1000*

TABLE A.1 – Caractéristiques et performances des sources de lumière incohérentes à 1550 nm en comparaison avec les sources développées dans cette partie. (*) Estimation.

Annexe B

Comportement spectroscopique de l'alexandrite avec la température

Le comportement exceptionnel de l'alexandrite avec la température mérite que l'on s'attarde brièvement sur la spectroscopie de ce matériau. La figure B.1 représente les niveaux d'énergie de l'alexandrite. Le pompage permet le passage du niveau fondamental 4A_2 aux niveaux 4T_1 et 4T_2 . La différence d'énergie entre les niveaux 4T_2 et 2E , qui sont à l'équilibre thermodynamique, est proche de l'énergie thermique ($\Delta E_{TE} \approx k_B T$) ; l'alexandrite peut donc fonctionner comme un 3-niveaux ou un 4-niveaux. À basse température, le niveau 2E est très peuplé ce qui favorise un fonctionnement en 3-niveaux (de manière analogue au rubis) avec une émission laser à 680 nm. Ce régime de fonctionnement possède un seuil laser relativement haut et demande un refroidissement du cristal à des températures cryogéniques [Kerridge-Johns 18]. À plus haute température, le niveau 4T_2 est plus peuplé que le niveau 2E . Ainsi, l'effet laser a lieu entre le niveau 4T_2 et la bande du niveau 4A_2 . La largeur de la bande 4A_2 offre un continuum en niveaux d'énergie qui permet une fluorescence entre 650 nm et 870 nm. Dans la suite, on s'intéresse à un fonctionnement de l'alexandrite en 4-niveaux.

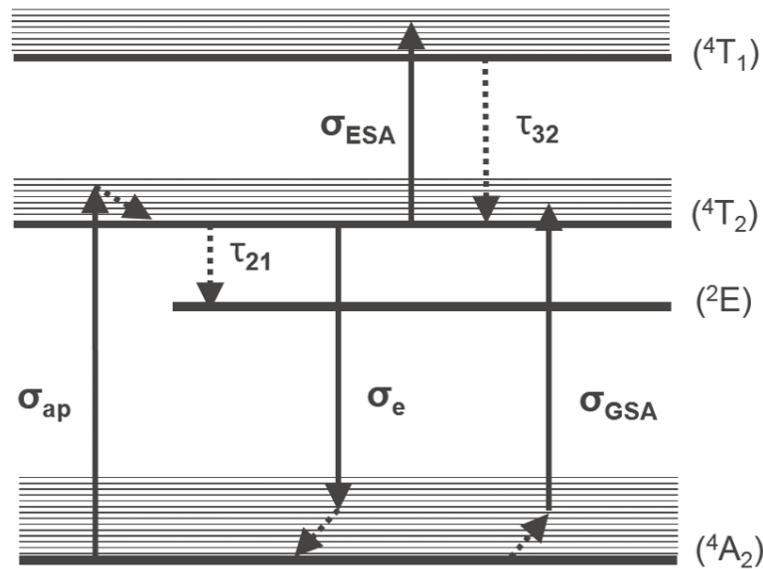


FIGURE B.1 – Schéma des niveaux d'énergie de l'alexandrite.

Deux autres éléments entrent en jeu : l'absorption dans l'état excité aux longueurs d'onde laser et de pompe (regroupé dans σ_{ESA}) ainsi que l'absorption dans l'état du bas à la longueur d'onde laser (σ_{GSA}). Ces deux éléments, couplés à la section efficace d'émission stimulée à la

longueur d'onde laser, interviennent directement dans la construction du gain laser. Le gain linéique est proportionnel à ces sections efficaces,

$$g \propto n_2 \cdot \sigma_e - n_2 \cdot \sigma_{ESA} - n_0 \cdot \sigma_{GSA} \quad (\text{B.1})$$

avec n_2 la densité d'atomes dans le niveau 4T_2 et n_0 la densité d'atomes dans le niveau 2E .

σ_{ESA} et σ_{GSA} sont donc deux sources de pertes pour le gain laser. La figure B.2.a regroupe l'évolution de σ_{ESA} , σ_e et σ_{GSA} avec la longueur d'onde à température ambiante. σ_e ne fait que décroître entre 700 nm et 840 nm. σ_{GSA} est présent à 700 nm et décroît pour devenir négligeable au-delà de 730 nm. On observe que σ_{ESA} possède un minimum à 770 nm. Le comportement de ces différentes sections efficaces avec la température permet de comprendre les différents régimes de fonctionnement de l'alexandrite. Vers les basses longueurs d'ondes, c'est l'apparition de l'absorption dans l'état excité et dans l'état du bas qui freine l'effet laser malgré une section efficace d'émission stimulée relativement élevée. Vers les hautes longueurs d'ondes, c'est la baisse de la section efficace d'émission stimulée qui limite l'effet laser. Une fois que la section efficace d'émission est inférieure à l'absorption dans l'état excité, l'effet laser n'est plus possible. Entre 740 nm et 780 nm, σ_{GSA} est négligeable et σ_e décroît quand σ_{ESA} possède un minimum : cela fait naître une valeur optimale pour le gain laser autour de 755 nm à température ambiante.

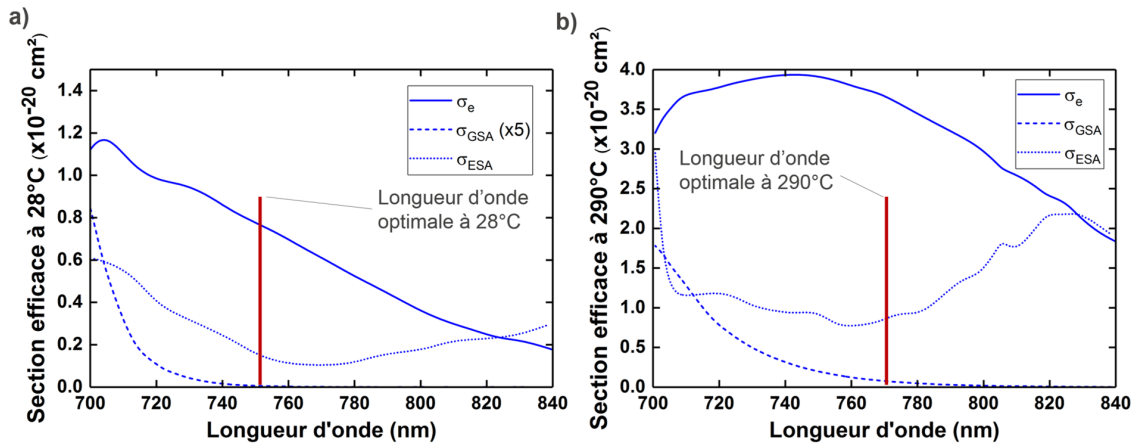


FIGURE B.2 – Évolution de σ_{ESA} , σ_e et σ_{GSA} avec la longueur d'onde à 28 ° (a) et à 290 ° (b). [Shand 83]

Le cristal d'alexandrite est caractérisé par des propriétés thermiques exceptionnelles pour un matériau laser. Comme c'est le cas pour les autres cristaux dopés aux métaux de transition, le temps de fluorescence des ions Cr^{3+} dans l'alexandrite diminue avec la température. Cependant, σ_e , σ_{GSA} et σ_{ESA} augmentent avec la température [Shand 83] (figure B.2). Ces effets ont été étudiés à plusieurs reprises dans la littérature [Torizuka 94, Zhang 93, Demirbas 19].

Les niveaux 4T_2 et 2E étant à l'équilibre thermodynamique, leur fraction de population (respectivement f_{2E} et f_{2T} avec $f_{2E} + f_{2T} = 1$) est décrite par la distribution de Boltzmann qui fait intervenir l'énergie entre les deux niveaux (ΔE_{TE}) :

$$f_{2T} = e^{-\Delta E_{TE}/k_B T} / (1 + e^{-\Delta E_{TE}/k_B T}) \quad (\text{B.2})$$

Le temps de fluorescence τ des ions Cr^{3+} s'exprime à l'aide du temps de vie radiatif des niveaux 4T_2 ($\tau_T=6,6 \mu\text{s}$) et 2E ($\tau_E=1,5 \text{ ms}$) [Sun 97] :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{f_{2E}}{\tau_E} + \frac{f_{2T}}{\tau_T} \quad (\text{B.3})$$

ΔE_{TE} étant proche de $k_B T$, le temps de fluorescence est fortement impacté par la température. À température ambiante, le temps de fluorescence de l'alexandrite est de $260 \mu\text{s}$ contre $150 \mu\text{s}$ à 150°C . σ_e et σ_{GSA} sont liés par la relation :

$$\sigma_e = f_{2T} \cdot \sigma_{GSA} \quad (\text{B.4})$$

Ainsi, lorsque la température est plus élevée, f_{2T} augmentent et donc σ_e augmente (figure B.2.b) [Shand 83]. À 755 nm σ_e augmente d'un facteur 5, σ_{GSA} augmente d'un facteur 240 et σ_{ESA} augmente d'un facteur 7 entre la température ambiante et 290°C . Les variations des différentes sections efficaces avec la température engendrent un glissement de la longueur d'onde laser optimale vers les hautes longueurs d'ondes (765 nm typiquement, figure B.2.b).

Le produit $\sigma_e \cdot \tau$ est constitutif du gain laser (III.6). Dans le cas de l'alexandrite, la baisse du temps de fluorescence des ions actifs avec la température est compensée par l'augmentation de la section efficace d'émission stimulée. Le produit $\sigma_e \cdot \tau$ augmente jusqu'à 60°C puis reste stable jusqu'à 200°C (figure B.3). À plus haute température, l'augmentation de la section efficace d'émission stimulée ne permet plus de compenser la baisse du temps de fluorescence.

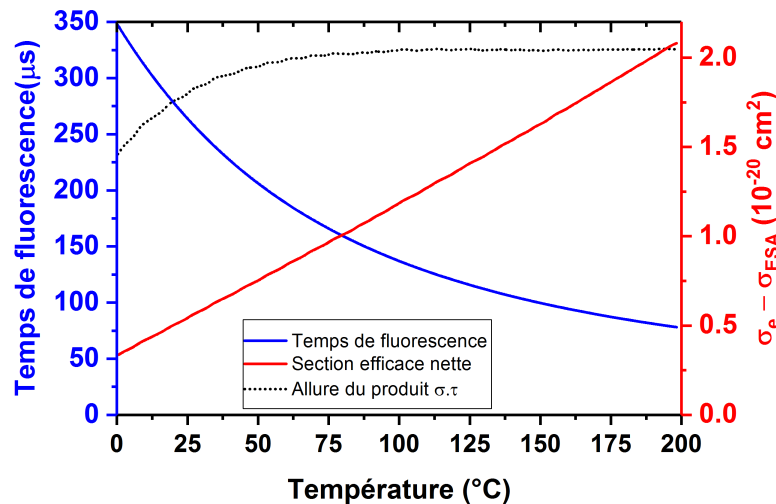


FIGURE B.3 – Évolution du temps de fluorescence, de la section efficace d'émission stimulée et de l'allure du produit $(\sigma_e - \sigma_{ESA}) \cdot \tau$ avec la température en négligeant σ_{GSA} [Kerridge-Johns 18].

Dans les faits, σ_{GSA} et les propriétés d'absorption entrent aussi en jeu. Généralement la puissance des lasers à alexandrite atteint un maximum entre 90°C et 110°C [Fibrich 17, Kerridge-Johns 18]. Le comportement du gain avec la température change avec la valeur de l'éclairement de pompe. La figure B.4 regroupe le comportement du gain linéique avec la longueur d'onde pour différentes températures (l'éclairement de pompe est ici fixé à $7,4 \text{ kW/cm}^2$, valeur typique atteignable avec le système de pompage de concentrateur éclairé par LED).

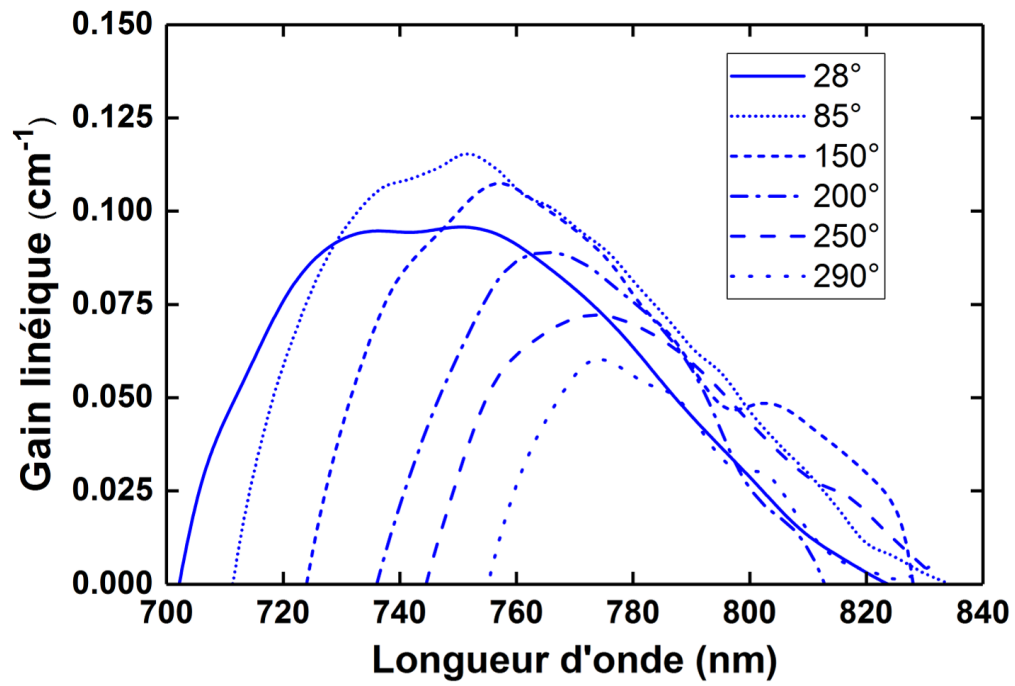


FIGURE B.4 – Gain linéique de l'alexandrite en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures. L'éclairement de pompe est fixé à 7,4 kW/cm².

Annexe C

Régime de fonctionnement de la tête de pompage

Deux éléments agissent sur le régime de fonctionnement de la tête de pompage. D'une part, le temps de fluorescence des cristaux (τ) détermine la durée pendant laquelle le milieu à gain peut stocker l'énergie. Dans le cas idéal, la durée du pompage doit se faire au moins pendant 3τ qui correspond à 95 % du stockage maximal. D'autre part, la durée d'échauffement de la LED est à prendre en compte. En effet, les LED commencent généralement à chauffer pour une activation supérieure à 1 ms. Pour cette raison, le courant d'alimentation ne dépasse pas 1 A pour des activations en régime continu ou en régime quasi-continu au-delà de 1 ms. En régime quasi-continu, pour des durées d'activation inférieures à 1 ms, le courant d'alimentation peut être augmenté. Le tableau C.1 regroupe les courants d'alimentation pour les différents régimes de fonctionnement.

Régime	Δt_p	$\Delta t_p/\tau$	$I_{LED}(A)$
Continu	CW	$\rightarrow \infty$	1
Quasi-continu	1 ms	0,35 (Rubis)	2
	260 μs	1 (Alexandrite)	5
	150 μs	2,2 (Cr:LiSAF)	5
	15 μs	4,7 (Ti:saphir)	7
	20 ns	5 (Rh640)*	80

TABLE C.1 – Régimes de fonctionnement des LED. (*) Régime de fonctionnement des LED pour un laser à polymère (colorant Rhodamine 640 [Gallinelli 17]).

Le tableau C.2 rassemble les énergies et les éclairagements de pompe pour différents régimes de fonctionnement de la tête de pompage en quasi-continu. Le pompage de chacun des cristaux change en fonction du temps de fluorescence et du régime de fonctionnement des LED :

- Le **rubis** est pompé durant 1 ms à 10 Hz avec un courant de 2 A (578 mJ ; 4,1 kW/cm²). Le temps de fluorescence élevé du rubis (2,8 ms) limite le courant d'alimentation des LED. Nous avons fait le choix d'un pompage à 2 A pendant 1 ms plutôt que d'un pompage à 1 A pendant 2,8 ms pour favoriser l'éclairage de pompe (éclairage de 4,1 kW/cm² à 2 A contre 2,6 kW/cm² à 1 A). Le rapport $\Delta t_p/\tau$ est alors de 0,35, ce qui limite le stockage de l'énergie à 27 % de sa valeur maximale (contre 63 % avec un pompage de 2,8 ms).

- Le pompage de l'**alexandrite** est réalisé sur une durée de $260 \mu\text{s}$ ($\Delta t_p/\tau = 1$ donc 63 % du stockage maximal à température ambiante). Les propriétés thermiques de l'alexandrite ont permis le pompage de ce cristal à des cadences allant de 10 Hz à 100 Hz. Le courant d'alimentation maximal des LED varie en fonction de la cadence. Plus le rapport cyclique des LED est faible, plus l'ampérage d'alimentation peut être élevé. À 10 Hz, le courant d'alimentation maximal est de 5 A (268 mJ ; 7,4 kW/cm²). À 100 Hz, le courant d'alimentation maximal est de 2 A (250 mJ ; 4,1 kW/cm²).
- Le pompage des **Cr:colquiriites** est réalisé à une cadence de 10 Hz avec un courant de 5 A (7,4 kW/cm²) pour trois durées d'alimentation différentes : 250 μs (258 mJ), 150 μs (155 mJ) et 100 μs (103 mJ). Dans le cas du Cr:LiSAF, qui a donné les meilleures performances pour une durée de pompage de 150 μs , le stockage s'élève à 89 % du stockage maximum de ce cristal.
- Le **Ti:saphir** est alimenté durant 15 μs à 10 Hz avec des courants allant jusqu'à 7 A (20,9 mJ ; 10 kW/cm²). Le faible temps de fluorescence du Ti:saphir permet un rapport $\Delta t_p/\tau = 4,7$ qui correspond à un stockage de 99 % du stockage maximal.

Cristal	I_{LED} (A)	Δt_p (μs)	Cadence (Hz)	Rapport cyclique (%)	Énergie de pompe (mJ)	Éclairement de pompe (kW/cm ²)
Rubis	2	1000	10	1	578	4,1
Alexandrite	5	260	10	0,26	268	7,4
	2		100	2,6	150	4,1
Cr:LiSGaF	5	250	10	0,25	258	7,4
Cr:LiSAF		150		0,15	155	
		100		0,1	103	
Ti:saphir	7	15	10	0,015	20,9	10

TABLE C.2 – Caractéristiques de pompe pour différents régimes de fonctionnement de la tête de pompage.

Annexe D

Méthode de mesure expérimentale du gain laser petit signal

Le gain est un paramètre central pour les oscillateurs laser. Il permet de statuer rapidement sur la faisabilité de systèmes laser. La mise en place d'amplificateurs d'impulsions laser ou le fonctionnement en régime déclenché nécessite par exemple l'insertion d'éléments dans la cavité. Il existe plusieurs méthodes de mesure du gain petit signal comme l'utilisation d'un laser annexe pour sonder le milieu à gain [Barbet 16a] ou mesurer la fréquence des oscillations de relaxation [Stalder 92]. Ici, nous avons fait le choix d'insérer des pertes calibrées dans la cavité jusqu'à atteindre le seuil laser [Falcoz 96, Balembos 97a]. Les pertes de Fresnel sont insérées dans la cavité en ajoutant une lame à faces parallèles avec un angle d'incidence variable (θ) autour de l'angle de Brewster pour lequel les pertes sont minimales. Le laser étant polarisé horizontalement, les pertes de Fresnel à chaque rencontre d'une interface *air/lame* s'écrivent :

$$R_{Fresnel}(\theta) = 1 - \left(\frac{n_l \cdot \cos\theta - \cos\theta'}{n_l \cdot \cos\theta + \cos\theta'} \right)^2 \quad (D.1)$$

avec $\sin\theta' = \frac{\sin\theta}{n_l}$ et n_l l'indice de réfraction de la lame à faces parallèles.

Ainsi, lors d'un aller et retour dans la cavité, les pertes sont liées aux pertes passives en double passage ($1-\alpha$), aux coupleurs R_1 et R_2 , ainsi qu'aux quatre interfaces air/lame. Les pertes totales s'élèvent alors à :

$$R_{aller-retour}(\theta) = (1 - \alpha) \cdot R_1 \cdot R_2 \cdot R_{Fresnel}(\theta)^4 \quad (D.2)$$

Une fois la lame à faces parallèles placée dans la cavité, les pertes de Fresnel sont augmentées en modifiant l'angle θ jusqu'à la perte de l'effet laser. Au seuil, le gain petit signal et les pertes s'égalisent et G_0 se déduit de la connaissance de θ , n_l , α , R_1 et R_2 (figure D.1).

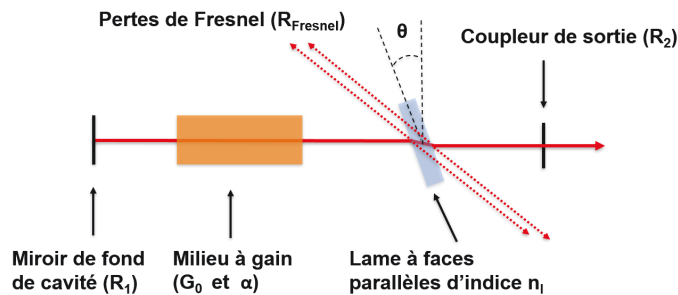


FIGURE D.1 – Banc de mesure du gain petit signal en double passage par insertion de pertes de Fresnel calibrées.

Il faut ici faire la distinction entre le gain lié à l'inversion de population réalisée par le système de pompage (G_0^2) et le gain véritablement utilisable si le système est utilisé comme amplificateur ($G_0^2 \cdot (1-\alpha)$). La différence entre les deux correspond aux pertes passives de la cavité. Dans ce manuscrit, les gains mesurés sont les gains utilisables. Les pertes passives en double passage sont mesurées grâce à la méthode de Findlay-Clay [Findlay 66] qui consiste à mesurer l'énergie de pompe au seuil du laser pour différentes transmissions du coupleur de sortie.

Deux lames à faces parallèles ont été utilisées dans cette étude, la première, en N-BK7 ($n=1,51$), a une épaisseur de 8 mm, l'autre, en CaF_2 ($n=1,43$), a une épaisseur de 2 mm. Dans les faits, il faut s'assurer que le laser est polarisé horizontalement (figure D.2) car la lame tourne dans le plan horizontal.

La précision des mesures est élevée pour les angles θ situés dans la zone 1 alors que l'erreur de mesure est grande pour les angles θ situés dans la zone 2 (dérivée de la courbe figure D.2). C'est pourquoi on préfère se situer dans une zone 1 avec un angle θ petit. Modifier la transmission du coupleur revient à ajouter un *offset* selon l'axe des y sur la courbe de la figure D.2.

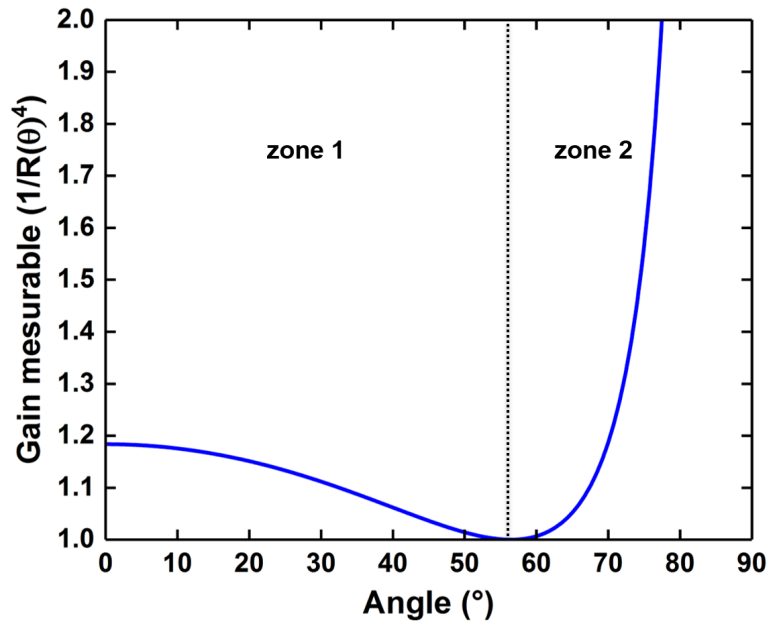


FIGURE D.2 – Gain mesurable en fonction de l'angle θ d'une lame à faces parallèles en N-BK7 avec la normale pour la polarisation horizontale. Cas d'une cavité sans pertes passives et un coupleur de transmission nulle (sans *offset*).

Pour mesurer un gain faible, le facteur limitant est la transmission du coupleur qui doit être la plus petite possible car le plus petit gain mesurable se trouve avec un angle θ très proche de l'angle de Brewster avec un coupleur ayant une transmission faible. À l'inverse, pour mesurer des gains élevés, il est possible de se placer à un angle θ situé dans la zone 1 (pour une erreur de mesure minimale) seulement avec un coupleur élevé. En l'absence de coupleur ayant une forte transmission, il est aussi possible de se placer à un angle θ dans la zone 2. Cette dernière méthode peut s'avérer délicate à cause de la forte incertitude de mesure et la forte inclinaison de la lame à faces parallèles qui va réduire l'ouverture et venir couper le mode laser. Dans ce cas, il est aussi possible d'insérer deux lames à faces parallèles dans la cavité ayant toutes les deux un angle θ dans la zone 2. C'est de cette manière qu'a été mesuré le gain dans le Cr:LiSAF dopé à 3,0 % dont les résultats sont présentés dans le Chapitre IV.

Annexe E

Amplificateurs laser pompés par LED à base de cristaux dopés aux ions Cr^{3+}

Dans cette annexe, nous proposons de faire le bilan des performances des amplificateurs laser obtenus avec les matériaux dopés au ions Cr^{3+} . Dans un premier temps, nous donnerons les caractéristiques de la tête de pompage conçue spécialement pour étudier les possibilités du pompage par LED d'amplificateurs d'impulsions laser. Les mesures de gain en double passage sur des amplificateurs d'impulsions nanoseconde sont résumées pour les différents matériaux disponibles. Par la suite, deux amplificateurs seront présentés plus en détail. Le premier est un amplificateur d'impulsions nanoseconde basé sur quatre passages dans un cristal de Cr:LiSAF. Le second est un amplificateur à huit passages basé sur un cristal d'alexandrite et injecté avec un laser Ti:saphire fonctionnant en régime continu.

Description de la tête amplificatrice

Un aspect important de ces travaux de thèse a consisté à mettre au point une tête de pompage dédiée à l'amplification d'impulsions laser. Cette tête de pompage a été réalisée avec le bureau d'étude de la société Effilux. Trois objectifs principaux sont visés. D'abord, démontrer la possibilité d'amplification d'impulsions avec un système de pompage par LED. Ensuite, valider un système de pompage sur deux faces du milieu à gain. Finalement, mettre au point une alimentation électrique simple et industrielle pouvant piloter plusieurs milliers de LED en même temps.

Le principe de cette tête de pompage est d'utiliser deux modules de concentrateurs éclairés par LED (figure E.1). Chacun des deux modules est constitué de deux concentrateurs de Ce:YAG de $100 \times 14 \times 1 \text{ mm}^3$ et de 2112 LED. Chaque module est collé au cristal amplificateur à l'aide d'une colle à photo-polymérisation UV. Les 4224 LED sont réparties en seize cartes de trente-trois lignes de huit LED en série. Dans l'optique de réaliser un système viable à l'échelle industrielle, le courant dans les LED est limité à 2 A pour une cadence de 200 Hz et une durée d'activation de $300 \mu\text{s}$. La tension sur une ligne de LED étant de 24 V (3 V par LED), la puissance crête électrique nécessaire est de 25 kW pour une intensité de 1056 A (66 A par carte). Cela correspond à une puissance électrique de 1,5 kW en continu. Le réglage du courant dans les LED se fait grâce à une résistance en série avec chaque carte LED. Le contrôle de la cadence se fait à l'aide d'un microcontrôleur qui reçoit un signal de déclenchement et qui ouvre ou ferme le circuit électrique via un transistor MOS. Pour obtenir ces puissances crêtes élevées, huit bancs de seize capacités permettent d'emmagasiner l'énergie nécessaire au fonctionnement en régime quasi-continu.

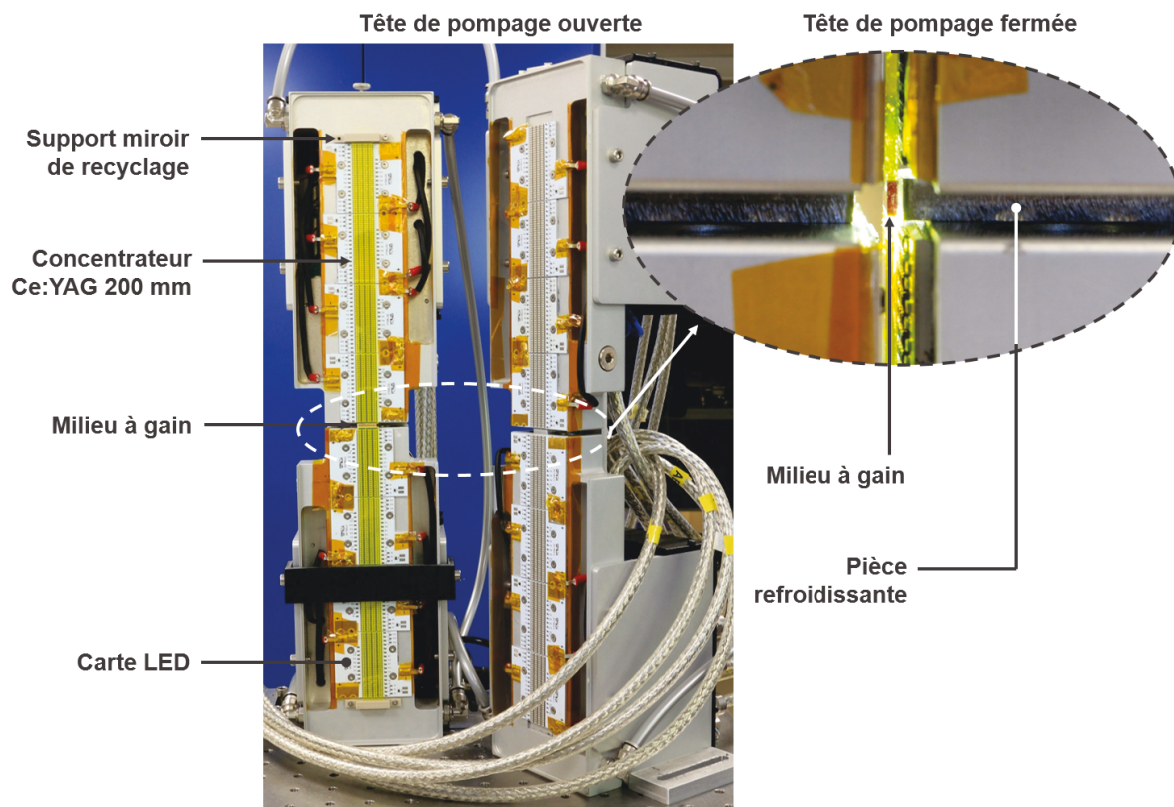


FIGURE E.1 – Photo de la tête de pompe utilisée pour les amplificateurs.

Amplification d'impulsions laser en double passage

Afin d'évaluer le potentiel amplificateur des matériaux dopés aux ions Cr^{3+} , un amplificateur en double passage est mis au point (figure E.2). Des cristaux d'alexandrite, de $\text{Cr}_{3,0\%}:\text{LiSAF}$, de $\text{Cr}_{5,5\%}:\text{LiSAF}$ et de $\text{Cr}_{3,0\%}:\text{LiSGaF}$ sont insérés dans la tête de pompe prévue pour l'amplification. Les cristaux sont coupés à l'angle de Brewster et ont une dimension de $14 \times 1 \times 2,5 \text{ mm}^3$. Les impulsions laser ont des durées de l'ordre de 50 ns et des énergies de $500 \mu\text{J}$. Les faisceaux passent à deux reprises dans le cristal amplificateur dans sa dimension 2,5 mm. L'ordre de grandeur du *waist* dans le cristal laser est de $200 \mu\text{m}$.

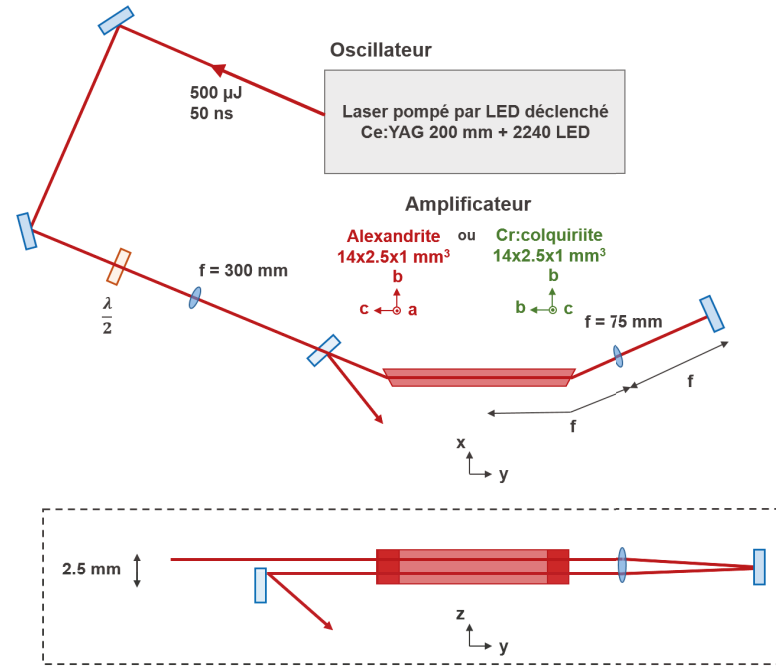


FIGURE E.2 – Montage de l'amplificateur d'impulsions laser en double passage.

En mesurant la puissance moyenne du laser à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur, on en déduit le gain en double passage utilisable dans les différents matériaux étudiés. Les résultats sont regroupés dans le tableau E.1. Le cristal présentant le gain le plus élevé est le Cr:LiSAF ce qui est cohérent avec les mesures effectuées dans le chapitre IV. La pompe est activée sur une durée (Δt_p) proche du temps de fluorescence des ions Cr^{3+} dans les différentes matrices. Pour cette raison, l'énergie de pompe n'est pas la même pour les différents matériaux.

Cristal	Dopage	E_{pompe} (mJ)	Δt_p (μs)	λ_{opt} (nm)	$G_0^2(1-\alpha)$
Cr:LiSGaF	3,0 %	129	150	830	1,27
Cr:LiSAF	3,0 %	129	150	850	1,56
Cr:LiSAF	5,5 %	108	150	850	1,58
Alexandrite	0,22 %	281	260	750	1,18

TABLE E.1 – Bilan des gains obtenus en double passage.

En ce qui concerne le cristal d'alexandrite, le gain en double passage a été mesuré en fonction de la longueur d'onde du laser injecté (figure E.3). Le laser injecté est accordable entre 720 nm et 780 nm ; pour ces deux valeurs, le gain est proche de 1,10 en double passage. Le gain maximum a été mesuré à 750 nm et atteint une valeur de 1,18.

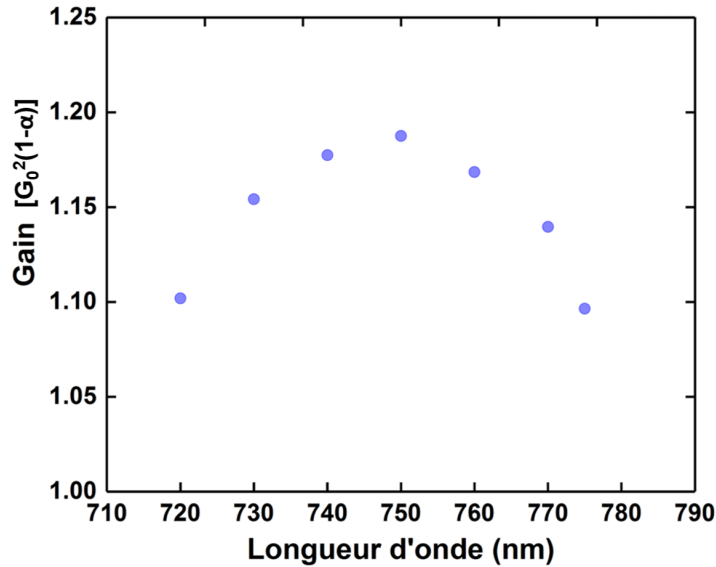


FIGURE E.3 – Amplification dans un cristal d'alexandrite en fonction de la longueur d'onde.

On peut remarquer que les gains mesurés ici sont plus faibles que les gains du chapitre IV avec les mêmes cristaux. Plusieurs explications entrent en jeu. D'abord, le temps de pompe et les méthodes de refroidissement ne sont pas les mêmes, il y a donc une différence en température des cristaux ce qui influence grandement le gain notamment pour les cristaux Cr:colquiriite. Ensuite, l'apport de la pompe se fait des deux côtés du milieu à gain et non par un unique côté. Cela a une grande influence sur la distribution de la pompe. En effet, si un seul des côtés est collé à un concentrateur, la pompe qui n'est pas absorbée après les 2,5 mm de cristal va en partie retourner dans le cristal par réflexion totale interne et donc proposer à nouveau des photons de pompe au milieu à gain. Ce n'est pas le cas quand les deux faces du cristal sont collées au concentrateur : la lumière qui n'est pas absorbée après les 2,5 mm de cristal va être injectée dans le deuxième concentrateur. Dans ce cas, il faut donc que ces photons réalisent un aller-retour dans le concentrateur pour revenir dans le cristal laser. Cela correspond à un trajet de 40 cm, ce qui engendre des pertes. Ainsi, pour un cristal qui absorbe peu, le pompage par les deux faces peut être moins efficace. La figure E.4 donne une estimation de la répartition du gain le long des 2,5 mm du milieu à gain. Cette estimation est basée sur la mesure effectuée au bord du milieu à gain et montre l'influence du dopage des cristaux qui entraîne une absorption exponentielle décroissante. Dans une logique d'extraction de l'énergie présente dans l'amplificateur, il est clair que le cristal de Cr:LiSAF dopé à 3,0 % est le plus intéressant car c'est celui qui présente le gain le plus important sur la plus grande zone possible.

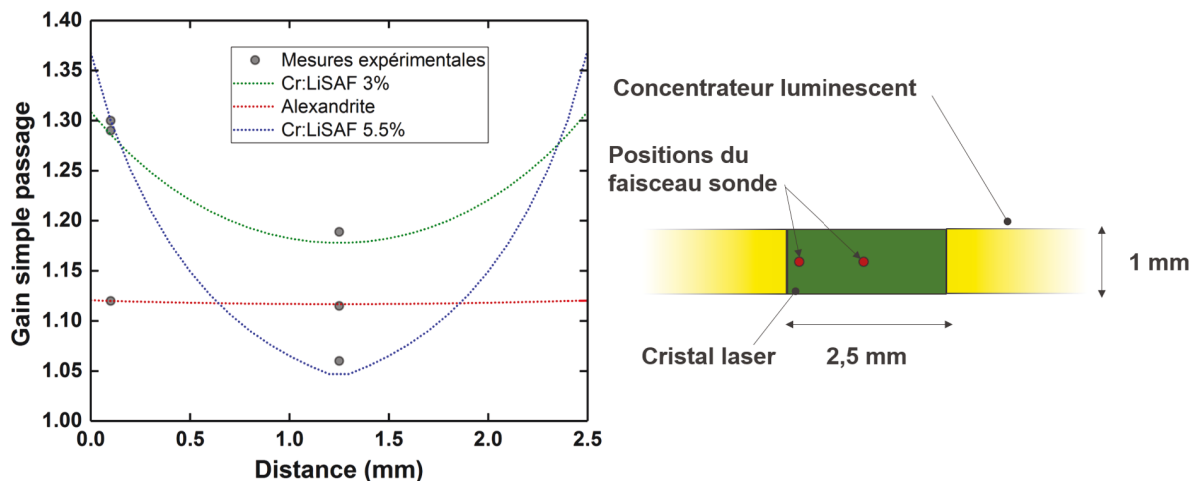


FIGURE E.4 – Répartition spatiale du gain dans les cristaux amplificateurs d'alexandrite et de Cr:LiSAF.

Amplification en 4 passages d'une impulsion laser Cr:LiSAF

L'architecture de l'amplificateur suivant repose sur le même système mais avec quatre passages dans le milieu à gain (figure E.5). Ces deux passages supplémentaires sont réalisés grâce à un isolateur optique. Un dispositif d'entrée/sortie composé d'un cube polariseur et d'un rotateur de Faraday est ajouté dans le bras d'injection de l'amplificateur. Les deux premiers passages sont les mêmes que dans l'architecture précédente. Ensuite, le laser est renvoyé dans le cristal de Cr:LiSAF et va donc y effectuer un troisième et un quatrième passage. Lorsqu'elle rencontre à nouveau le polariseur, l'impulsion laser sort du dispositif car sa polarisation est tournée de 90° . La lame demi-onde située après le rotateur de Faraday permet de régler la polarisation du laser horizontalement pour une transmission maximisée au niveau des faces coupées à l'angle de Brewster. Un double passage dans la lame permet de ne pas perturber le dispositif d'entrée/sortie. Dans cette configuration, un gain de 2,12 est mesuré pour une puissance de pompe totale de 108 mJ.

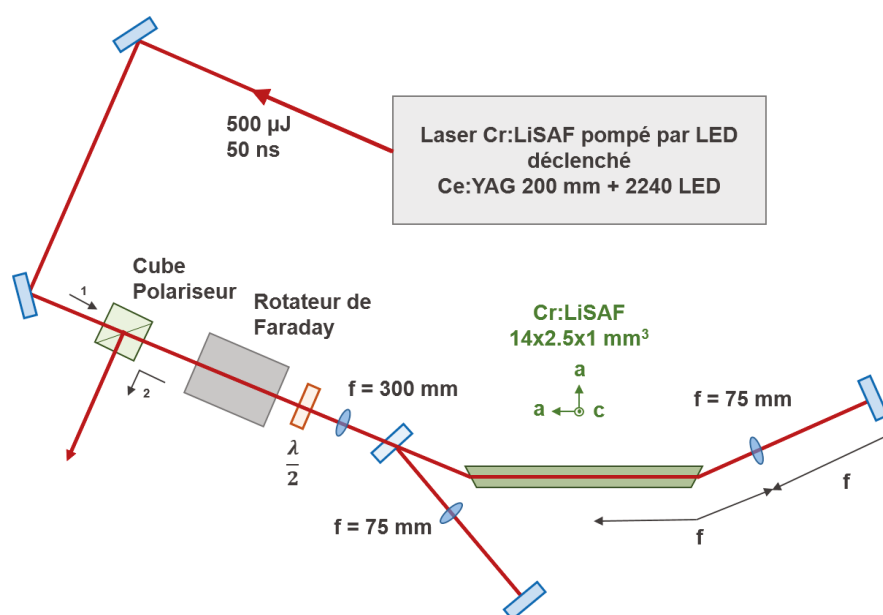


FIGURE E.5 – Montage de l'amplificateur d'impulsions laser en 4 passages.

Amplification en 8 passages d'un laser Ti:saphir CW dans un cristal d'alexandrite

Ce dernier amplificateur est réalisé avec la tête de pompage composée de 2240 LED. Les LED sont activées pendant $260 \mu\text{s}$ à une cadence de 10 Hz et délivrent une énergie de 257 mJ. Le laser amplifié est un laser de saphir dopé au titane fonctionnant en régime continu et pompé par un laser Nd:YAG doublé en fréquence. Le milieu amplificateur est un cristal d'alexandrite dopé à 0,22 % de $1 \times 1 \times 14 \text{ mm}^3$ dont les faces sont coupées perpendiculairement à l'axe du laser (figure E.6). Le cristal étant plus petit que les cristaux utilisés pour les oscillateurs dans le chapitre IV (dimension $1 \times 1 \times 14 \text{ mm}^3$ contre $2,5 \times 1 \times 14 \text{ mm}^3$), la densité de pompe dans le cristal est plus élevée ce qui engendre un gain plus grand.

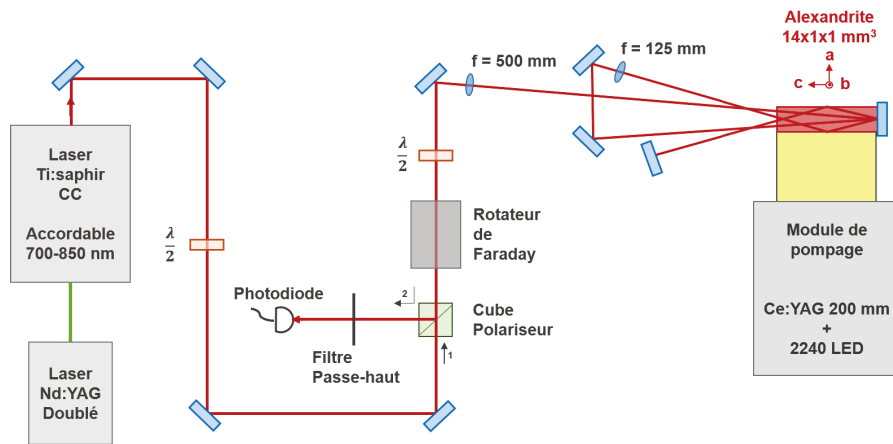


FIGURE E.6 – Montage d'amplification d'un laser Ti:saphir CW dans un cristal d'alexandrite en 8 passages.

L'une des faces est recouverte d'un traitement anti-reflet sur la plage d'accordabilité de l'alexandrite (700-800 nm). L'autre face possède un traitement hautement réfléchissant pour la même plage de longueur d'onde. L'absence de faces taillées à l'angle de Brewster donne une marge de manœuvre plus grande sur l'angle d'arrivée du faisceau à amplifier. Les deux premiers passages réalisent une forme de V, les deux suivants une forme de losange réalisée grâce à des rebonds dans l'alexandrite rendus possibles grâce à la réflexion totale interne (figure E.6). Cette géométrie à plusieurs rebonds a déjà été explorée par Damzen *et al.* avec du Nd:YVO₄ [Arbabzadah 14] et de l'alexandrite [Damzen 17a]. Cette technique permet, d'une part, d'augmenter le trajet parcouru dans le milieu à gain et, d'autre part, de faire passer le faisceau à amplifier dans une zone où le gain est plus élevé.

Le rotateur de Faraday n'étant par conçu pour une utilisation à 750 nm, les valeurs gain annoncées sont des gains bruts (G_0) : les pertes du système n'ont pas été retranchées. Contrairement aux autres amplificateurs présentés, la mesure du gain se fait en plaçant un détecteur en sortie du dispositif et en comparant la puissance du laser Ti:saphir quand l'amplificateur est activé et désactivé. En accordant le laser Ti:saphir, le gain est mesuré entre 710 nm et 840 nm (figure E.7.a). Un gain maximal de 4 est obtenu à 750 nm et le gain est supérieur à 2 entre 710 nm et 790 nm. La forme de la bande de gain est en accord avec les dynamiques d'inversion de population dans l'alexandrite. En se rapprochant des faibles longueurs d'ondes, les effets de la réabsorption deviennent prépondérants ce qui fait chuter le gain. Vers les plus hautes longueurs d'ondes, le gain décroît en accord avec la section efficace d'émission stimulée de l'alexandrite. L'allure temporelle de l'amplification est tracée sur la figure E.7.b. Cette allure temporelle suit le comportement exponentiel croissant du gain qui est lié au nombre d'atomes dans le niveau du haut.

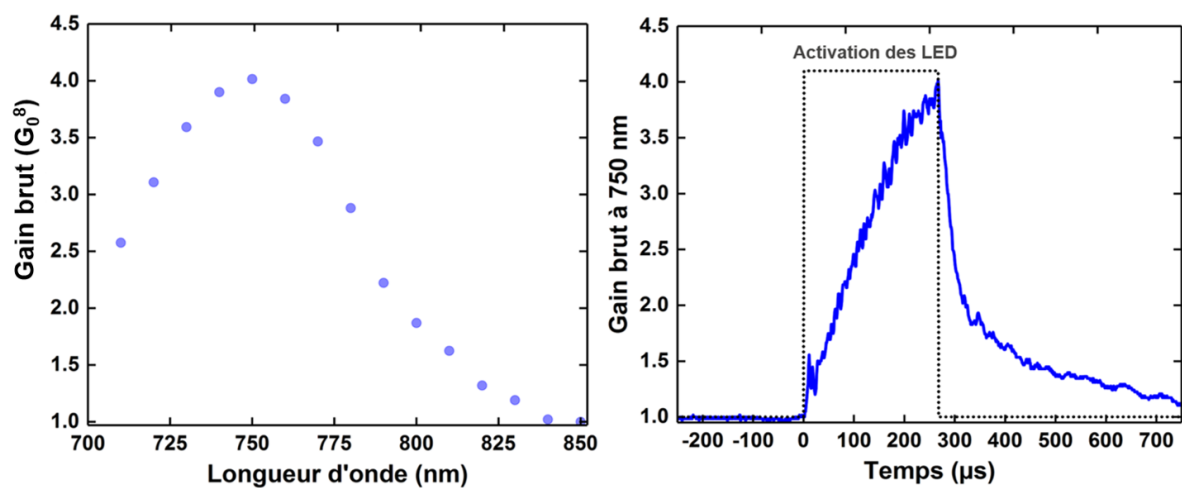


FIGURE E.7 – Gain obtenu après amplification d'un laser Ti:saphir *CW* en 8 passages dans un cristal d'alexandrite. a) Gain en fonction de la longueur d'onde. b) Évolution temporelle du gain à 750 nm.

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

Reuves scientifiques avec comité de lecture

P. Pichon, H. Taleb, F. Druon, J-P. Blanchot, 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.

P. Pichon, F. Druon, J-P. Blanchot, F. Balembois et P. Georges. *LED-pumped passively Q-switched Cr:LiSAF laser*. Optics Letters, vol. 43, no. 18, pages 4489–4492, 2018.

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, vol. 5, no. 10, pages 1236–1239, 2018.

P. Pichon, J-P. Blanchot, F. Balembois, P. Georges. *New LED-based incoherent light source emitting in the SWIR*. Optics Express, vol. 26, no. 7, pages 9353–9362, 2018.

P. Pichon, A. Barbet, J-P. Blanchot, F. Druon, F. Balembois et P. Georges. *LED-pumped alexandrite laser oscillator and amplifier*. Optics Letters, vol. 42, no. 20, pages 4191–4194, 2017.

P. Pichon, A. Barbet, D. Blengino, P. Legavre, T. Gallinelli, F. Druon, J-P. Blanchot, F. Balembois, S. Forget, S. Chénais et P. Georges. *High-radiance light sources with LED-pumped luminescent concentrators applied to pump Nd:YAG passively Q-switched laser*. Optics and Laser Technology, vol. 96, pages 7–12, 2017.

Congrès présentés par l'auteur

P. Pichon, J-P. Blanchot, F. Druon, F. Balembois et P. Georges. *LED-pumped Ti:sapphire laser*. Europhoton 2018, présentation n° 24.11. **Poster**.

P. Pichon, J-P. Blanchot, F. Druon, F. Balembois et P. Georges. *LED-pumped alexandrite lasers*. Europhoton 2018, présentation n° 24.33. **Poster**.

P. Pichon, J-P. Blanchot, F. Balembois, F. Druon et P. Georges. *LED-pumped alexandrite laser oscillator and amplifier*. Photonics West 2018, présentation n° 10511-55. **Oral**.

P. Pichon, J-P. Blanchot, F. Balembois, F. Druon et P. Georges. *LED-pumped Alexandrite laser oscillator and amplifier*. Photonics West 2018, Solid State Lasers XXVII : Technology

and Devices. Proceedings of SPIE n° 105111. **Proceedings.**

P. Pichon, J-P. Blanchot, F. Balembois, F. Druon et P. Georges. *Laser à alexandrite pompéé par LED via des concentrateurs luminescents de Ce:YAG, utilisation en amplificateur de laser Ti:saphir.* Journée Nationale des cristaux pour l'optique (JNCO), 2017. **Poster.**

P. Pichon, F. Druon, J-P. Blanchot, F. Balembois et P. Georges. *alexandrite laser LED-pumped via Ce:YAG luminescent concentrators.* Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO Europe), présentation n° CA1-4 (386), 2017. **Oral.**

Congrès présentés par François Balembois ou Frédéric Druon

P. Pichon, F. Balembois, F. Druon, J-P. Blanchot et P. Georges. *LED-pumped transition metal lasers.* Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO Europe), présentation n° CA-7.4, 2019. **Oral, Invité.**

F. Balembois, P. Pichon, F. Druon, J-P. Blanchot et P. Georges. *LED-pumping of solid state lasers.* Advanced Solid State Lasers (ASSL), présentation n° ATu1A.2, 2018. **Oral, Invité.**

P. Pichon, F. Druon, A. Barbet, J-P. Blanchot, F. Balembois et P. Georges. *LED-pumped alexandrite laser oscillator and amplifier.* Advanced Solid State Lasers (ASSL), présentation n° 2763386, 2017. **Oral.**

Table des figures

1	Évolution du flux et du prix à l'achat par LED depuis leur invention [Cho 17b].	14
I.1	Correspondance entre le spectre d'absorption de l'eau et la gamme de détection des capteurs en InGaAs.	20
I.2	Mécanisme de recombinaison des porteurs de charge au niveau d'une jonction <i>p-n</i> polarisée directement.	21
I.3	Schématisation des bandes de valence et de conduction pour un semiconducteur à gap direct.	22
I.4	Puissance relative des LED disponibles dans l'UV, le visible, l'infrarouge proche et le SWIR.	23
I.5	Principe de LED blanches à phosphore basé sur la conversion partielle d'une LED bleue à travers un phosphore (Ce :YAG) émettant dans le visible.	25
I.6	Évolution de l'efficacité des sources d'éclairage [Cho 17b].(*)[Cree 14].	26
I.7	Schéma simplifié d'une LED <i>epi-up</i> (a) et d'une LED <i>thin-film flip-chip</i> (b) (adapté et simplifié de [Cho 17b]). La partie (c) représente une LED bleue commercialisée par Lumiled (modèle luxeon Z) qui est largement utilisée dans la suite de ces travaux de thèse.	27
I.8	Puissance relative des LED disponibles dans le SWIR par rapport aux LED bleues (une LED bleue correspond à une valeur de 1 en ordonnée de ce graphique).	28
I.9	Spectres d'émission des différents cristaux et verres envisagés comme phosphores dans le SWIR (Cr :forsterite, Cr :YAG, Yb,Ho,Tm :YAG, Yb,Bi :verre et Yb,Er :verre).	30
I.10	Spectres d'absorption des différents matériaux envisagés comme phosphores dans le SWIR et recouvrement de ces plages spectrales par les LED.	31
I.11	Diagrammes des niveaux d'énergie de l'Yb,Er :verre, adaptés de [Heintze 10]. L'abréviation ESA correspond à l'absorption dans l'état excité.	32
I.12	Principe de source lumineuse basée sur l'absorption de la lumière d'une LED à 940 nm et la fluorescence de l'Yb,Er :verre.	32
I.13	Spectre d'émission des LED infrarouges à 940 nm à 24 ° C et 76 ° C et coefficient d'absorption de l'Yb,Er :verre. Insert : un schéma des six LED sur lesquelles repose l'Yb,Er :verre (5 x 5 mm ²).	33
I.14	Exemples d'applications réalisées avec la source SWIR. a) Détection de l'eau, b) détection de l'eau contenue dans des portions abimées d'un fruit, c) détection de grains de riz humides (en noir), d) inspection de <i>wafers</i> de silicium (les tâches sur l'image SWIR correspondent à la présence d'impuretés entre deux <i>wafers</i> collés par adhérence moléculaire)	34
I.15	Prix obtenu : Vison Systems design 2019 Innovator Awards.	35
II.1	Grandeurs photométriques qui entrent en jeu dans la définition de la luminance.	40

II.2	a) représentation de la légende du miroir ardent d'Archimède lors du siège de Syracuse par Giulio Parigi (1571-1635). b) Four solaire d'Odeillo (Pyrénées-Orientales) mis en service en 1970.	41
II.3	Trois cas de figure mettant en évidence l'impossibilité d'augmenter la luminance d'une LED. a) cas d'une LED seule, b) cas d'un ensemble de LED, c) cas d'un ensemble de LED avec un système optique.	42
II.4	Principe du concentrateur luminescent pour le photovoltaïque. Exemple de géométrie carrée avec quatre cellules photovoltaïques pour les surfaces vitrées.	43
II.5	Schéma d'un concentrateur luminescent parallélépipédique dont l'une des grandes faces est tapissée de LED.	45
II.6	Évolution de l'efficacité de couplage $\eta_{couplage}$ avec le rapport entre la longueur et la largeur du concentrateur (L/l).	47
II.7	Évolution du produit $\eta_{Fresnel} \cdot \eta_{RTI}$ avec l'indice de réfraction du concentrateur dans le cas d'un concentrateur dans l'air.	49
II.8	Transmission d'un matériau ayant des pertes linéiques de $1,62 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ (cas du Ce :YAG).	50
II.9	Schéma logique de l'évolution d'un rayon dans le concentrateur. Ce genre de schéma a été proposé par Thomas Gallinelli [Gallinelli 17] et a été adapté à l'approche choisie dans ces travaux.	51
II.10	Évolution du produit $\eta_{Fresnel} \cdot \eta_{RTI} \cdot \eta_{extraction}$ avec l'indice de réfraction du concentrateur dans le cas d'un concentrateur dans l'air dont la face de sortie est plongée dans un milieu d'indice n'	52
II.11	Différentes stratégies explorées pour extraire la lumière d'un concentrateur. a) Référence : face polie. b) Face dépolie [Gallinelli 17]. c) Face coupée en biseau [Gallinelli 17]. d) Ajout d'un milieu absorbant [Barbet 16a]. e) Ajout d'un concentrateur parabolique (CPC) [Roelandt 15]. f) Ajout d'une lentille boule [Pichon 18b].	53
II.12	Vision globale des différents éléments qui interviennent dans le calcul du facteur de concentration.	54
II.13	Spectre d'émission de cristaux utilisés comme scintillateurs (Tl :NaI, BGO, Ce :YAG et Ce :LuAG). Source : société Crytur.	55
II.14	Spectres d'émission du Ce :YAG et du Ce :LuAG ainsi que le recouvrement entre le spectre d'émission d'un LED bleue et les spectres d'absorption du Ce :YAG et du Ce :LuAG.	55
II.15	Schéma d'un module élémentaire de 8 LED en série sur lequel est posé un concentrateur de 2,5 mm de largeur. Plusieurs modules de 8 LED sont ajoutés pour former une ligne. Les branchements schématisés entre les LED sont effectués via le circuit imprimé.	59
II.16	Représentation du concentrateur luminescent sur le logiciel <i>LightTools</i> . Les LED sont modélisées en rouge et le concentrateur en bleu.	60
II.17	a) Schéma du dispositif avec le puits thermique de forme pyramidale (le nombre de LED n'est pas conforme à la réalité). b) et c) Photo du dispositif ouvert. b) Concentrateur de 100 mm de long déposé sur le puits thermique avec une lentille boule. c) Circuit imprimé regroupant les 128 LED.	63
II.18	Spectre d'émission du concentrateur d'Yb,Er :verre superposé avec le spectre d'émission d'un morceau d'Yb,Er :verre ayant un facteur géométrique faible.	64
II.19	Évolution de la température et de la puissance en sortie du concentrateur en fonction de la puissance fournie par les LED.	64
II.20	Évolution temporelle de la température et de la puissance en sortie du concentrateur.	65
II.21	Carte puissance / luminance des sources de lumière incohérentes dans le SWIR.	66

III.1	Nombre de publications, communications et brevets liés au pompage par LED depuis la conception du premier laser en 1960.	72
III.2	Laser Nd :YAG pompé par LED présenté par Allen & Scalise [Allen 69].	73
III.3	a) Laser à polymères pompé par LED développé par l'équipe de Graham Turnbull et Ifor Samuel [Yang 09]. b) Représentation de l'étude menée par Lee <i>et al.</i> [Lee 11].	74
III.4	Illustration du passage du pompage direct au pompage indirect via un concentrateur luminescent.	75
III.5	Schéma du système de pompage pour un laser Nd :YAG déclenché. Le pompage indirect est réalisé en transverse et en longitudinal.	76
III.6	Spectre des différentes sources de pompage utilisées pour les lasers solides. Le spectre de la lampe flash correspond à une forte densité de courant dans la lampe.	77
III.7	Carte puissance / luminance des sources de pompage dans le visible.	79
III.8	Niveaux d'énergie dans les cristaux dopés Cr ³⁺ . a) Cas où $\Delta E_{TE} < 0$ (exemple : Cr :colquiriites). b) Cas où $\Delta E_{TE} > 0$ (exemple : rubis).	82
III.9	Spectres d'absorption et de fluorescence du Ti :saphir. Les bandes d'émission du Ce :YAG et du Ce :LuAG (figure II.14) sont rappelés schématiquement pour alléger la figure.	83
III.10	Spectres d'absorption et de fluorescence du Cr :LiSAF superposés avec la bande d'émission du Ce :YAG et du Ce :LuAG.	84
III.11	Répartition des types de pompages dans les publications liées au Cr :LiSAF.	85
III.12	Spectres d'absorption et de fluorescence du rubis superposés avec la bande d'émission du Ce :YAG et du Ce :LuAG.	86
III.13	Spectres d'absorption et de fluorescence de l'alexandrite superposés avec la bande d'émission du Ce :YAG et du Ce :LuAG.	87
III.14	Répartition des types de pompages dans les publications liées à l'alexandrite.	88
III.15	Spectres d'absorption et de fluorescence du Cr :YAG et du Cr :forsterite superposés avec la bande d'émission du Ce :YAG et du Ce :LuAG.	89
III.16	Schéma de définition du gain laser.	91
III.17	Exemple du recouvrement spectral entre l'émission du Ce :YAG et l'absorption du Cr :LiSAF	93
III.18	Schématisation des trois éléments qui entrent en jeu dans le pompage de lasers solides : les propriétés d'émission du milieu à gain à la longueur d'onde laser et d'absorption du milieu à gain à la longueur d'onde de pompe ainsi que les propriétés d'émission du système de pompage.	94
III.19	Propriétés d'absorption et propriétés d'émission pour différents cristaux laser.	95
III.20	Évolution du produit $\sigma_e \cdot \tau$ avec la température pour le Cr :LiSAF, l'alexandrite et le Ti :saphir.	97
IV.1	a) Schéma de l'agencement des LED sur la face du concentrateur. b) Photo des deux concentrateurs collés.	101
IV.2	Photos de la tête de pompage ouverte regroupant 2240 LED et deux concentrateurs de 100 mm. À gauche le système éteint, à droite le système allumé, en bas un zoom sur le cristal laser.	102
IV.3	Évolution du temps de fluorescence et de l'émission du Ce :YAG avec la température [Arjoca 15].	103
IV.4	Schéma du système de pompage des lasers à colquiriite (l'échelle n'est pas respectée).	104
IV.5	a) et b) Courbes d'énergie de sortie relaxée en fonction de l'énergie de pompage ($\Delta t = 150 \mu s$ et $F = 10$ Hz) des lasers Cr :LiSGAF et Cr :LiSAF (insert : profil spatial). c) et d) Profils temporels des deux lasers.	105

IV.6	Évolution de l'énergie laser en fonction du coupleur de sortie pour le Cr :LiS-GaF (a) et le Cr :LiSAF (b).	106
IV.7	Courbes d'accordabilité des lasers Cr :LiSGaF et Cr :LiSAF.	107
IV.8	Évolution avec l'énergie de pompe du gain disponible en double passage dans les lasers Cr :LiSGaF et Cr :LiSAF. La courbe en tirets correspond à la simulation du gain.	107
IV.9	Évolution du gain des lasers Cr :LiSAF dopés à 3,0 % et 5,5 % avec la cadence pour une énergie de pompe de 86 mJ.	108
IV.10	Énergie du laser Cr :LiSAF dopé à 5,5 % en TEM _{11,0} et TEM _{0,0} en fonction de l'énergie de pompe.	109
IV.11	Évolution du gain petit signal disponible en double passage avec l'énergie de pompe dans un laser Cr :LiSAF dopé à 5,5 % pour des durées de pompage de 150 μ s et 250 μ s. Les courbes de gain sont superposées avec l'évolution du temps de fluorescence du Cr :LiSAF.	109
IV.12	Schéma du système de pompage du laser à alexandrite (l'échelle n'est pas respectée).	110
IV.13	a) Courbe d'énergie de sortie relaxée en fonction de l'énergie de pompage ($\Delta t=260\mu$ s et F=10 Hz) du laser à alexandrite pour différentes valeurs de réflectivité des coupleurs de sortie. b) Évolution de l'énergie laser avec la réflectivité du coupleur de sortie. c) Profil temporel du laser à alexandrite.	111
IV.14	Évolution du gain petit signal en double passage du laser à alexandrite en fonction de l'énergie de pompe.	112
IV.15	Évolution de l'énergie laser et de la température du cristal d'alexandrite en fonction de la cadence de pompage pour une énergie de pompe fixée à 150 mJ.	113
IV.16	Évolution de la bande d'accordabilité avec la cadence (10 Hz, 268 mJ et 100 Hz, 150 mJ).	113
IV.17	Montage expérimental de la cavité à trois miroirs permettant une meilleure extraction de l'énergie stockée dans l'alexandrite.	114
IV.18	Courbe d'énergie de sortie relaxée en fonction de l'énergie de pompage ($\Delta t=260\mu$ s et F=10 Hz) du laser à alexandrite pour différentes valeurs de réflectivité des coupleurs de sortie.	115
IV.19	Schéma du système de pompage pour un laser Ti :saphir (l'échelle n'est pas respectée).	116
IV.20	a) Courbe d'énergie de sortie relaxée en fonction de l'énergie de pompage ($\Delta t=15\mu$ s et F=10 Hz) du laser Ti :saphir pour différentes valeurs de réflectivité des coupleurs de sortie. b) Évolution de l'énergie laser avec la réflectivité du coupleur de sortie. c) et d) Profils temporels et spatiaux du laser multimode et TEM _{0,0}	117
IV.21	a) Bande d'accordabilité du laser Ti :saphir. b) Gain petit signal en double passage en fonction de l'énergie de pompe.	117
IV.22	Spectre d'absorption des cristaux de Cr :YAG, V :YAG et Cr :YSO pouvant être utilisés comme absorbants saturables dans l'infrarouge proche.	122
IV.23	Montage expérimental du <i>Q-switch</i> passif des lasers à alexandrite et de Cr :LiSAF.	123
IV.24	Évolution de l'énergie et de la durée des impulsions en fonction de la transmission du coupleur. Le temps de création des impulsions est ajouté sur la courbe de l'énergie.	123
IV.25	Profil temporel et profil spatial de l'impulsion ayant la plus grande puissance crête.	124

IV.26	Évolution de l'énergie et de la durée des impulsions en fonction de l'énergie de pompe pour un coupleur de transmission 2 %. Le temps de création des impulsions est ajouté sur la courbe de l'énergie.	124
IV.27	a) Profil de la fluorescence du cristal d'alexandrite lors d'un pompage de 260 μ s, l'alignement de la cavité est ajusté ici pour que l'impulsion laser se développe à la fin du cycle de pompage. b) Profil temporel et profil spatial de l'impulsion ayant la plus grande puissance crête.	125
IV.28	Montage expérimental du <i>Q-switch</i> actif des lasers à alexandrite et Cr :LiSAF avec un modulateur acousto-optique.	126
IV.29	Évolution de l'énergie et de la durée des impulsions en fonction de l'énergie de pompe pour un coupleur de transmission 14 % en TEM _{1,0} . Le temps de création des impulsions est ajouté sur la courbe de l'énergie. Pour le mode Gaussien fondamental, seule l'évolution de l'énergie est tracée.	126
IV.30	Profil temporel et profil spatial de l'impulsion ayant la plus grande puissance crête.	127
IV.31	Évolution de l'énergie et de la durée des impulsions en fonction de la transmission du coupleur de sortie. Le temps de création des impulsions est ajouté sur la courbe de l'énergie.	127
IV.32	Profil temporel et et profil spatial de l'impulsion ayant la plus grande puissance crête.	128
IV.33	Évolution de l'énergie et de la durée des impulsions en fonction de la longueur d'onde laser. Le temps de création des impulsions est ajouté sur la courbe de l'énergie.	128
IV.34	Montage expérimental du doublage en fréquence du laser à alexandrite déclenché.	129
IV.35	Accordabilité de la source UV et évolution de l'énergie de pompe en fonction de la longueur d'onde.	129
IV.36	Évolution de l'efficacité du doublage en fréquence avec l'intensité à la longueur d'onde fondamentale dans le cristal doubleur.	130
IV.37	Montage expérimental du laser Cr :LiSAF en <i>cavity-dump</i> pompé par LED.	132
IV.38	Position du mode laser dans le cristal laser et évolution de l'éclairement de pompe le long de l'axe de pompage.	133
IV.39	a) Évolution de l'amplification de l'impulsion dans la cavité. b) Impulsion éjectée par le polariseur.	134
IV.40	Spectre et profil spatial de l'impulsion en <i>cavity-dump</i>	135
IV.41	Évolution de l'énergie de l'impulsion dans la cavité avec le temps.	136
IV.42	Montage expérimental du système de conversion de fréquence à deux étages vers l'UV.	136
IV.43	a) Accordabilité de l'impulsion dans le bleu et profil spatial de l'impulsion. b) Spectre de l'impulsion dans le bleu.	137
IV.44	a) Accordabilité de l'impulsion dans l'UV. b) Profil temporel de l'impulsion à 280 nm. c) Spectre de l'impulsion. d) Profil spatial de l'impulsion UV (mesuré par fluorescence).	138
IV.45	Carte spectrale des différentes sources élaborées lors de ces travaux de thèse.	142
A.1	Photo du concentrateur luminescent de Ce :YAG éclairé par LED. Sont représentés en encadré, à gauche un groupe de 8 LED en série sous le Ce :YAG, à droite la lentille boule de saphir.	146
A.2	Schéma du dispositif avec le puits thermique de forme pyramidale (le nombre de LED n'est pas conforme à la réalité).	146

A.3	Évolution du spectre en sortie du concentrateur après l'ajout individuel ou conjoint d'un miroir en aluminium et d'une lentille boule en saphir. Les spectres sont normalisés par rapport à l'émission d'un concentrateur de Ce :YAG dans l'air.	147
A.4	Puissance en sortie du dispositif ainsi que la température du concentrateur en fonction de la puissance apportée par l'ensemble des LED.	148
A.5	Puissance en sortie du dispositif ainsi que sa température du concentrateur en fonction du temps.	148
A.6	Efficacité optique/optique et facteur de concentration C_{LED} correspondant en fonction de la puissance apportée par l'ensemble des LED avec et sans dispositif de refroidissement du Ce :YAG.	149
B.1	Schéma des niveaux d'énergie de l'alexandrite.	151
B.2	Évolution de σ_{ESA} , σ_e et σ_{GSA} avec la longueur d'onde à 28 ° (a) et à 290 ° (b). [Shand 83]	152
B.3	Évolution du temps de fluorescence, de la section efficace d'émission stimulée et de l'allure du produit $(\sigma_e - \sigma_{ESA}) \cdot \tau$ avec la température en négligeant σ_{GSA} [Kerridge-Johns 18].	153
B.4	Gain linéique de l'alexandrite en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures. L'éclairement de pompe est fixé à 7,4 kW/cm ²	154
D.1	Banc de mesure du gain petit signal en double passage par insertion de pertes de Fresnel calibrées.	157
D.2	Gain mesurable en fonction de l'angle θ d'une lame à faces parallèles en N-BK7 avec la normale pour la polarisation horizontale. Cas d'une cavité sans pertes passives et un coupleur de transmission nulle (sans <i>offset</i>).	158
E.1	Photo de la tête de pompage utilisée pour les amplificateurs.	160
E.2	Montage de l'amplificateur d'impulsions laser en double passage.	161
E.3	Amplification dans un cristal d'alexandrite en fonction de la longueur d'onde.	162
E.4	Répartition spatiale du gain dans les cristaux amplificateurs d'alexandrite et de Cr :LiSAF.	163
E.5	Montage de l'amplificateur d'impulsions laser en 4 passages.	163
E.6	Montage d'amplification d'un laser Ti :saphir <i>CW</i> dans un cristal d'alexandrite en 8 passages.	164
E.7	Gain obtenu après amplification d'un laser Ti :saphir <i>CW</i> en 8 passages dans un cristal d'alexandrite. a) Gain en fonction de la longueur d'onde. b) Évolution temporelle du gain à 750 nm.	165

Liste des tableaux

I.1	Caractéristiques et performances des sources de lumière incohérentes à 1550 nm en comparaison avec la source développée dans cette partie. * Alimenté en courant continu à 750 mA.	36
II.1	Luminance de la source et éclairage reçus par un récepteur dans le cas d'une LED, d'un ensemble de LED et d'un ensemble de LED avec un système optique de transmission T ($T < 1$).	42
II.2	Évolution du <i>package</i> des LED bleues produites par la société Lumiled depuis les LED K2 en 2008 jusqu'aux LED CSP en 2018.	46
II.3	Performances des concentrateurs de Ce :YAG développés par les différentes équipes travaillant sur le sujet.* Ce concentrateur de 304 mm de longueur est composé de quatre morceaux de Ce :YAG collés. ** Estimation d'après les éléments de l'article [Sathian 17]. *** Les valeurs de puissance, d'éclairage et de luminance sont des valeurs moyennes ou crêtes en fonction du régime continu ou quasi-continu.	57
II.4	Valeur mesurée ou calculée des différentes composantes de l'efficacité optique et du facteur de concentration du concentrateur.	60
II.5	Évolution de l'efficacité optique, du facteur de concentration et de la puissance mesurée en sortie du dispositif pour les différentes configurations envisagées.	62
II.6	Caractéristiques et performances des sources de lumière incohérentes à 1550 nm en comparaison avec le concentrateur d'Yb,Er :verre.	66
III.1	Caractéristiques des oscillateurs laser en régime relaxé pompés par LED mis au point depuis 2014 sur des cristaux dopés au néodyme.	75
III.2	Caractéristiques des oscillateurs pompés par des concentrateurs luminescents de Ce :YAG éclairés par des LED en régime quasi-continu.	76
III.3	Caractéristiques des différents systèmes de pompage dans le visible de lasers solides. * Dans les faits, la cadence est limitée pour le moment à la centaine de Hz par l'échauffement du cristal concentrateur. Du point de vue de l'électronique des LED, rien n'empêche un fonctionnement jusqu'au régime continu.	79
III.4	Caractéristiques des cristaux laser dopés aux métaux de transition à température ambiante envisagés pour le pompage par LED. Les dopages en ions actifs (n_t) correspondent aux valeurs classiques pour ces cristaux utilisés dans des oscillateurs lasers.	89
III.5	Bilan de la compatibilité entre les cristaux dopés aux métaux de transition et les concentrateurs luminescents de Ce :YAG ou de Ce :LuAG à température ambiante en utilisant les concentrateurs décrits dans l'annexe C	97
III.6	Évolution du taux de pompage à température ambiante, 50 ° C et 100 ° C.	98

IV.1	Caractéristiques de la tête de pompage utilisée avec des concentrateurs de Ce :YAG et de Ce :LuAG pour différents régimes de fonctionnement. L'éclairement annoncé correspond à l'éclairement, dans le cristal laser, estimé à l'aide du logiciel de tracé de rayons <i>LightTools</i> (l'adaptation d'indice est prise en compte).	103
IV.2	Tableau récapitulatif des caractéristiques d'émission des lasers pompés par LED en régime relaxé. (*) Cavity permettant un meilleur recouvrement.	119
IV.3	Tableau récapitulatif des seuils et des pentes d'efficacité laser.	119
IV.4	Tableau récapitulatif des gains, des pertes et des taux de pompage pour les lasers pompés par LED en régime relaxé. (*) Cavity permettant un meilleur recouvrement.	120
IV.5	Transmissions optimales (T_{opt}) et mesurées (T_{exp}) des absorbants saturables.	122
IV.6	Tableau récapitulatif des caractéristiques des lasers pompés par LED développés en régime déclenché. AOM : modulateur acousto-optique.	131
IV.7	Tableau récapitulatif de la source laser sub-10 ns accordable dans l'UV.	139
IV.8	Tableau récapitulatif des sources développées dans ces travaux de thèse. * Le gain de l'amplificateur en huit passages correspond au gain brut (G_0^8).	143
A.1	Caractéristiques et performances des sources de lumière incohérentes à 1550 nm en comparaison avec les sources développées dans cette partie. (*) Estimation.	149
C.1	Régimes de fonctionnement des LED. (*) Régime de fonctionnement des LED pour un laser à polymère (colorant Rhodamine 640 [Gallinelli 17]).	155
C.2	Caractéristiques de pompe pour différents régimes de fonctionnement de la tête de pompage.	156
E.1	Bilan des gains obtenus en double passage.	161

Bibliographie

- [Afzal 89] R. S. Afzal, W. P. Lin, et N. M. Lawandy. *Experimental study of the dynamics of a ruby laser pumped by a cw argon-ion laser*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 6, no. 12, page 2348, December 1989.
- [Ahmad 95] H. B. Ahmad. *Characteristics of Cr:LiSAF laser end-pumped with a ruby laser*. Journal of Optics, vol. 24, no. 1, pages 39–42, 1995.
- [Ahn 07] T.-S. Ahn, R. O. Al-Kaysi, A. M. Müller, K. M. Wentz, et C. J. Bardeen. *Self-absorption correction for solid-state photoluminescence quantum yields obtained from integrating sphere measurements*. Review of Scientific Instruments, vol. 78, no. 8, page 86105, August 2007.
- [Allen 69] R. B. Allen et S. J. Scalise. *Continuous operation of a Nd:YAG laser by injection luminescent pumping*. Applied Physics Letters, vol. 14, no. 6, pages 188–190, March 1969.
- [Antonis 17] P. Antonis, D. de Boer, R. Koole, S. Kadijk, Y. Li, V. Vanbroekhoven, P. Van De Voorde, et C. G. A. Hoelen. *Progress in extremely high brightness LED-based light sources*. In Sixteenth International Conference on Solid State Lighting and LED-based Illumination Systems, page 23, San Diego, United States, September 2017. SPIE.
- [Arbabzadah 14] E. A. Arbabzadah, P. C. Shardlow, A. Minassian, et M. J. Damzen. *Pulse control in a Q-switched Nd:YVO₄ bounce geometry laser using a secondary cavity*. Optics Letters, vol. 39, no. 12, page 3437, June 2014.
- [Arjoca 15] S. Arjoca, E. G. Villora, D. Inomata, K. Aoki, Y. Sugahara, et K. Shimamura. *Temperature dependence of Ce:YAG single-crystal phosphors for high-brightness white LEDs/LDs*. Materials Research Express, vol. 2, no. 5, page 55503, May 2015.
- [Auf der Maur 16] M. Auf der Maur, A. Pecchia, G. Penazzi, W. Rodrigues, et A. Di Carlo. *Efficiency Drop in Green InGaN and GaN Light Emitting Diodes: The Role of Random Alloy Fluctuations*. Physical Review Letters, vol. 116, no. 2, January 2016.
- [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, vol. 25, no. 4, pages 3666–3674, February 2017.
- [Bai 11] G. Bai, Y. Guo, Y. Tian, L. Hu, et J. Zhang. *Light emission at 2 μm from Ho-Tm-Yb doped silicate glasses*. Optical Materials, vol. 33, no. 8, pages 1316–1319, June 2011.
- [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*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 33, no. 2, pages 269–278, 1997.

- [Balembois 97b] F. Balembois, M. Gagniet, 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, vol. 65, no. 2, pages 255–258, August 1997.
- [Balembois 97c] F. Balembois, F. Druon, F. Falcoz, P. Georges, et A. Brun. *Performances of Cr:LiSrAlF₆ and Cr:LiSrGaF₆ for continuous-wave diode-pumped Q-switched operation*. Optics Letters, vol. 22, no. 6, page 387, March 1997.
- [Balland 07] B. Balland. *Optique géométrique : imagerie et instruments*. 2007.
- [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, vol. 39, no. 23, page 6731, December 2014.
- [Barbet 15] A. Barbet, F. Balembois, A. Paul, J.-P. Blanchot, T. Gallinelli, S. Forget, S. Chenais, F. Druon, et P. Georges. *Module d'émission lumineuse à concentration et dispositif laser utilisant un tel module*, 2015.
- [Barbet 16a] A. Barbet. *Pompage par LED de matériaux laser émettant dans le visible ou l'infrarouge proche*. Manuscrit de Thèse, Université Paris-Saclay, Laboratoire Charles fabry, 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, vol. 3, no. 5, page 465, May 2016.
- [Barrett 18] T. Barrett et S. de Zwaan. *Picosecond alexandrite laser is superior to Q-switched Nd:YAG laser in treatment of minocycline-induced hyperpigmentation : A case study and review of the literature*. Journal of Cosmetic and Laser Therapy, vol. 20, no. 7-8, pages 387–390, November 2018.
- [Biard 66] J. Biard et G. Pittman. *Semiconductor radiant diode*, December 1966.
- [Birnbaum 68] M. Birnbaum et C. L. Fincher. *The ruby laser pumped by a pulsed argon ion laser*. Applied Physics Letters, vol. 12, no. 7, page 4, 1968.
- [Blasse 67] G. Blasse et A. Bril. *A new phosphor for flying-spot cathode-ray tubes for color television : yellow emitting Ce:YAG*. Applied Physics Letters, vol. 11, no. 2, pages 53–55, July 1967.
- [Bomm 11] J. Bomm, A. Büchtemann, A. J. Chatten, R. Bose, D. J. Farrell, N. L. Chan, Y. Xiao, L. H. Slooff, T. Meyer, A. Meyer, W. G. van Sark, et R. Koole. *Fabrication and full characterization of state-of-the-art quantum dot luminescent solar concentrators*. Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 95, no. 8, pages 2087–2094, August 2011.
- [Braunstein 55] R. Braunstein. *Radiative Transitions in Semiconductors*. Physical Review, vol. 99, no. 6, pages 1892–1893, September 1955.
- [Capolino 04] G.-A. Capolino. *Andre Blondel (1863-1938) French scientist and engineer*. IEEE Industry Applications Magazine, vol. 10, no. 3, pages 12–15, May 2004.
- [Cermax 12] Cermax. *Xenon short-arc lamps*, 2012.
- [Chang 02] C.-K. Chang, J. Chang, et Y.-K. Kuo. *Optical performance of Cr:YSO Q-switched Cr:LiCAF and Cr:LiSAF lasers*. page 498, Shanghai, China, September 2002.

-
- [Cho 17a] C. Y. Cho, C. C. Pu, K. W. Su, et Y. F. Chen. *LED-side-pumped Nd:YAG laser with >20% optical efficiency and the demonstration of an efficient passively Q-switched LED-pumped solid-state laser*. Optics Letters, vol. 42, no. 12, page 2394, June 2017.
- [Cho 17b] J. Cho, J. H. Park, J. K. Kim, et E. F. Schubert. *White light-emitting diodes : History, progress, and future*. Laser & Photonics Reviews, vol. 11, no. 2, page 1600147, March 2017.
- [Cho 19] C. Y. Cho, C. C. Pu, Y. F. Chen, et K. W. Su. *Energy scale-up and mode-quality enhancement of the LED-pumped Nd:YAG Q-switched laser achieving a millijoule green pulse*. Optics Letters, vol. 44, no. 13, page 3202, July 2019.
- [Cihan 18a] C. Cihan, C. Kocabas, U. Demirbas, et A. Sennaroglu. *Graphene mode-locked femtosecond Alexandrite laser*. Optics Letters, vol. 43, no. 16, page 3969, August 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, vol. 43, no. 6, page 1315, March 2018.
- [Cree 14] Cree. <https://www.cree.com/news-media/news/article/cree-first-to-break-300-lumens-per-watt-barrier>. 2014.
- [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, vol. 321, no. 5886, pages 226–228, July 2008.
- [Damzen 13] M. J. Damzen, G. M. Thomas, et A. Minassian. *Multi-Watt diode-pumped alexandrite laser operation*. In Conference on Lasers & Electro-Optics Europe & International Quantum Electronics Conference, Munich, Germany, May 2013.
- [Damzen 17a] M. J. Damzen, G. M. Thomas, et A. Minassian. *Diode-side-pumped Alexandrite slab lasers*. Optics Express, vol. 25, no. 10, page 11622, May 2017.
- [Damzen 17b] M. J. Damzen, G. M. Thomas, A. Teppitaksak, et A. Minassian. *Progress in diode-pumped alexandrite lasers as a new resource for future space lidar missions*, November 2017.
- [de Boer 12] D. K. G. de Boer, D. J. Broer, M. G. Debije, W. Keur, A. Meijerink, C. R. Ronda, et P. P. C. Verbunt. *Progress in phosphors and filters for luminescent solar concentrators*. Optics Express, vol. 20, no. S3, page A395, May 2012.
- [de Boer 16a] D. K. G. de Boer, D. Bruls, C. Hoelen, et H. Jagt. *LED-based projection source based on luminescent concentration*. In Proceedings of SPIE Photonics Europe, page 989606, Brussels, Belgium, April 2016.
- [de Boer 16b] D. K. G. de Boer, D. Bruls, et H. Jagt. *High-brightness source based on luminescent concentration*. Optics Express, vol. 24, no. 14, page A1069, July 2016.
- [de Boer 17] D. K. G. de Boer, D. Bruls, C. Hoelen, et H. Jagt. *High lumen density sources based on LED-pumped phosphor rods : opportunities for performance improvement*. In Sixteenth International Conference on Solid State Lighting and LED-based Illumination Systems, page 22, San Diego, United States, September 2017. SPIE.

- [de Boer 19] D. K. G. de Boer et L. Haenen. *Extraction optics for high lumen density sources*. Journal of the European Optical Society-Rapid Publications, vol. 15, no. 1, page 8, December 2019.
- [Debije 12] M. G. Debije et P. P. C. Verbunt. *Thirty Years of Luminescent Solar Concentrator Research : Solar Energy for the Built Environment*. Advanced Energy Materials, vol. 2, no. 1, pages 12–35, January 2012.
- [Degiorgio 14] V. Degiorgio et I. Cristiani. Photonics. Springer, 2014.
- [Degnan 95] J. Degnan. *Optimization of passively Q-switched lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 31, no. 11, pages 1890–1901, November 1995.
- [Demirbas 11] 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, vol. 19, no. 21, page 20444, October 2011.
- [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, vol. 40, no. 20, page 4615, October 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*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 33, no. 10, page 2105, October 2016.
- [Demirbas 19] U. Demirbas, A. Sennaroglu, et F. X. Kärtner. *Temperature dependence of Alexandrite effective emission cross section and small signal gain over the 25-450 ° C range*. Optical Materials Express, vol. 9, no. 8, page en cours de publication, May 2019.
- [Dorenbos 96] P. Dorenbos, editeur. Proceedings of the International Conference on Inorganic Scintillators and their Applications, Delft, The Netherlands, August 28 - September 1, 1995. Delft University Press, Delft, 1996.
- [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 S. Backus. *Direct diode-pumped Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser*. Optics Express, vol. 20, no. 13, pages 13677–13683, June 2012.
- [Edelenbosch 13] O. Y. Edelenbosch, M. Fisher, L. Patrignani, W. G. van Sark, et A. J. Chatten. *Luminescent solar concentrators with fiber geometry*. Optics Express, vol. 21, no. S3, page A503, May 2013.
- [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 B. Luther-Davies. *Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser*. Optics Letters, vol. 26, no. 6, pages 373–375, March 2001.
- [Enderlein 14] M. Enderlein, A. Friedenauer, R. Schwerdt, P. Rehme, D. Wei, V. Karpov, B. Ernstberger, P. Leisching, W. R. L. Clements, et W. G. Kaenders. *Series production of next-generation guide-star lasers at TOP-TICA and MPBC*. In Proceedings of SPIE, Adaptive Optics Systems, volume 9148, July 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, vol. 8, no. 4, pages 3461–3467, April 2014.

- [Everett 71] P. N. Everett. *Transitions from the 4T_2 State in Pink Ruby*. Journal of Applied Physics, vol. 42, no. 5, pages 2106–2112, April 1971.
- [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, vol. 21, no. 16, page 1253, August 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, vol. 45, no. 3, pages 1356–1371, March 1974.
- [Fei 13] B. Fei, W. Guo, J. Huang, Q. Huang, J. Chen, J. Li, W. Chen, G. Zhang, et Y. Cao. *Spectroscopic properties and energy transfers in Cr, Tm, Ho triple-doped YAG transparent ceramics*. Optical Materials Express, vol. 3, no. 12, page 2037, December 2013.
- [Fibrich 17] M. Fibrich, J. Sulc, D. Vyhldal, H. Jelinkova, et M. Cech. *Alexandrite spectroscopic and laser characteristic investigation within a 78-400 K temperature range*. Laser Physics, vol. 27, no. 11, page 115801, November 2017.
- [Fibrich 19] M. Fibrich, J. Sulc, et H. Jelinkova. *Alexandrite microchip lasers*. Optics Express, vol. 27, no. 12, page 16975, June 2019.
- [Findlay 66] D. Findlay et R. A. Clay. *The measurement of internal losses in 4-level lasers*. Physics Letters, vol. 20, no. 3, page 2, 1966.
- [Frantz 63] L. M. Frantz et J. S. Nodvik. *Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier*. Journal of Applied Physics, vol. 34, no. 8, pages 2346–2349, August 1963.
- [Frey 89] R. Frey, F. de Rougemont, et C. H. Lee. *An actively mode-locked continuous wave Alexandrite laser*. Optics Communications, vol. 73, no. 3, pages 232–234, October 1989.
- [Gajic 17] M. Gajic, F. Lisi, N. Kirkwood, T. A. Smith, P. Mulvaney, et G. Rosengarten. *Circular luminescent solar concentrators*. Solar Energy, vol. 150, pages 30–37, July 2017.
- [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, laboratoire de Physique des Lasers, 2017.
- [Gallinelli 19] T. Gallinelli, A. Barbet, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, T. Billeton, S. Chenais, et S. Forget. *Enhancing brightness of Lambertian light sources with luminescent concentrators : the light extraction issue*. Optics Express, vol. 27, no. 8, pages 11830–11843, April 2019.
- [George 14] J. George, P. Thakur, K. S. Bindra, et S. M. Oak. *Demonstration of CW mode locked Cr:forsterite laser using self-shortening and transverse mode degeneracy driven mode locking*. Applied Optics, vol. 53, no. 32, pages 7749–7752, November 2014.
- [Ghanbari 16] S. Ghanbari, R. Akbari, et A. Major. *Femtosecond Kerr-lens mode-locked Alexandrite laser*. page 5, 2016.
- [Ghanbari 18] S. Ghanbari, K. A. Fedorova, A. B. Krysa, E. U. Rafailov, et A. Major. *Femtosecond Alexandrite laser passively mode-locked by an InP/InGaP quantum-dot saturable absorber*. Optics Letters, vol. 43, no. 2, page 232, January 2018.

- [Gurel 15] K. Gurel, 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, vol. 23, no. 23, pages 30043–30048, November 2015.
- [Haitz 00] R. Haitz, F. Kish, J. Tsao, et J. Nelson. *The case for a national research program on semiconductor lighting*. Sandia National Laboratories report, page 24, 2000.
- [Haitz 11] R. Haitz et J. Y. Tsao. *Solid-state lighting : The case 10 years after and future prospects*. Physica status solidi (a), vol. 208, no. 1, pages 17–29, January 2011.
- [Harter 92] D. J. Harter, J. Squier, et G. Mourou. *Alexandrite-laser-pumped $Cr^{3+}:LiSrAlF_6$* . Optics Letters, vol. 17, no. 21, pages 1512–1514, November 1992.
- [Heintze 10] M. C. Heintze. *Development and testing of an Er,Yb:glass coherent laser radar for wind field mapping*. page 244, 2010.
- [Ho 17] V. X. Ho, T. V. Dao, H. X. Jiang, J. Y. Lin, J. M. Zavada, S. A. McGill, et N. Q. Vinh. *Photoluminescence quantum efficiency of Er optical centers in GaN epilayers*. Scientific Reports, vol. 7, no. 1, page 39997, December 2017.
- [Holonyak 62] N. Holonyak et S. F. Bevacqua. *Coherent (visible) light emission from GaAsP junctions*. Applied Physics Letters, vol. 1, no. 4, pages 82–83, 1962.
- [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, vol. 37, no. 23, page 4853, December 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, vol. 146, pages 87–90, February 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, vol. 145, pages 198–201, January 2014.
- [Hu 05] Y. Hu, W. Zhuang, H. Ye, S. Zhang, Y. Fang, et X. Huang. *Preparation and luminescent properties of $(Ca_{1-x},Sr_x)S:Eu^{2+}$ red-emitting phosphor for white LED*. Journal of Luminescence, vol. 111, no. 3, pages 139–145, February 2005.
- [Huang 13] X. Huang, S. Han, W. Huang, et X. Liu. *Enhancing solar cell efficiency : the search for luminescent materials as spectral converters*. Chem. Soc. Rev., vol. 42, no. 1, pages 173–201, 2013.
- [Huang 16] K.-Y. Huang, C.-K. Su, M.-W. Lin, Y.-C. Chiu, et Y.-C. Huang. *Efficient 750-nm LED-pumped Nd:YAG laser*. Optics Express, vol. 24, no. 11, page 12043, May 2016.
- [Hughes 13] M. D. Hughes, C. Maher, D.-A. Borca-Tasciuc, D. Polanco, et D. Kaminski. *Performance comparison of wedge-shaped and planar luminescent solar concentrators*. Renewable Energy, vol. 52, pages 266–272, April 2013.
- [Hyde 95] S. C. W. Hyde, C. J. van der Poel, A. Valster, N. P. Barry, R. Mellish, P. M. W. French, et J. R. Taylor. *Argon-ion-pumped and diode-pumped*

- all-solid-state femtosecond Cr:LiSrAlF₆ regenerative amplifiers*. Optics Letters, vol. 20, no. 2, page 160, January 1995.
- [Izawa 95] T. Izawa, M. Maeda, N. Yamamura, R. Uchimura, R. Ikeda, S. Kimura, T. Yakuoh, N. Sarukura, Z. Liu, S. Izumida, H. Tashiro, et S. Y. E. C. Segawa, B. and Payne. *Full-Range Tunable Operation of a CW Ti:Sapphire Laser with a Single Set of Extremely Broad-Band, Low-Loss Mirrors*. In Advanced Solid State Lasers, volume 24 of *OSA Proceedings Series*, page LA7. Optical Society of America, January 1995.
- [Jabczynski 01] J. K. Jabczynski, W. Zendzian, Z. Mierczyk, et Z. Frukacz. *Chromium-doped LiCAF laser passively Q-switched with a V:YAG crystal*. Applied Optics, vol. 40, no. 36, page 6638, December 2001.
- [Jan Sulc 04] Jan Sulc, Helena Jelinkova, Michal Nemeč, Karel Nejezchleb, et Vaclav Skoda. *V:YAG saturable absorber for flash-lamp and diode-pumped solid state lasers*. volume 5460, September 2004.
- [Jansson 86] T. Jansson et R. Winston. *Liouville theorem and concentrator optics*. Journal of the Optical Society of America A, vol. 3, no. 1, page 7, January 1986.
- [Jung 18] C. Jung, J. Yi, B. Lee, S. Lee, J. Lim, W. Jung, et K. Kim. *Lasing Characteristics of a LED-Pumped Nd:KGW Laser*. New Physics : Sae Mulli, vol. 68, no. 4, pages 477–485, April 2018.
- [Kerridge-Johns 18] W. R. Kerridge-Johns et M. J. Damzen. *Temperature effects on tunable cw Alexandrite lasers under diode end-pumping*. Optics Express, vol. 26, no. 6, page 7771, March 2018.
- [Kneissl 19] M. Kneissl, T.-Y. Seong, J. Han, et H. Amano. *The emergence and prospects of deep-ultraviolet light-emitting diode technologies*. Nature Photonics, vol. 13, no. 4, pages 233–244, April 2019.
- [Koechner 06] W. Koechner. Solid-state laser engineering. 6 edition, 2006.
- [Kondratyuk 00] N. V. Kondratyuk, A. A. Shagov, K. L. Demidchik, A. M. Yurkin, et A. E. Kokh. *BBO crystal optical parametric oscillator tunable over the 300 - 2340 nm range and pumped by the 4th harmonic of a Nd:YAG laser*. Quantum Electronics, vol. 30, no. 3, pages 253–254, March 2000.
- [Kunpeng 15] L. Kunpeng, Y. Li, S. Yanlong, H. Chao, Z. Feng, C. Hongwei, H. Ke, et Y. Aiping. *Dual-wavelength operation in all-solid-state Cr:LiSAF lasers with grating-controlled coupled-cavities*. Optics & Laser Technology, vol. 74, pages 1–5, November 2015.
- [Kuo 95] Y. Kuo et M. Birnbaum. *Passive Q switching of the alexandrite laser with a Cr:YSO solid-state saturable absorber*. Applied Physics Letters, vol. 67, no. 2, pages 173–175, July 1995.
- [Kuo 00] Y.-K. Kuo, H.-M. Chen, et C.-C. Lin. *A theoretical study of the Cr:BeAl₂O₄ laser passively Q-switched with Cr:YSO solid state saturable absorber*. vol. 38, page 18, 2000.
- [Kuratev 84] L. I. Kuratev. *Solid-state lasers with semiconductor pumping*. Izvestiya Akademii Nauk SSSR seriya fizicheskaya, vol. 48, no. 8, page 1564, 1984.
- [Lacovara 85] P. Lacovara, L. Esterowitz, et R. Allen. *Flash-lamp-pumped Ti:Al₂O₃ laser using fluorescent conversion*. Optics Letters, vol. 10, no. 6, page 273, 1985.

- [Lai 83] S. T. Lai et M. L. Shand. *High efficiency cw laser-pumped tunable alexandrite laser*. Journal of Applied Physics, vol. 54, no. 10, pages 5642–5644, October 1983.
- [Lando 99] M. Lando, Y. Shimony, R. M. Benmair, D. Abramovich, V. Krupkin, et A. Yogev. *Visible solar-pumped lasers*. Optical Materials, vol. 13, no. 1, pages 111–115, October 1999.
- [Lee 04] J. Lee, J. Shin, et N. Park. *470 nm LED-pumped optical waveguide amplifier based on nanocrystal-Si sensitized, Er-doped silica*. In 2004 10th International Workshop on Computational Electronics, pages 189–191, Hong Kong, China, 2004. IEEE.
- [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, vol. 13, no. 24, page 9881, 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*. page 63522R, Gwangju, USA, September 2006.
- [Lee 11] K. Lee, S. Lee, et J. Yi. *Solid-State Lasers Pumped by LED*. In OSA International Summer Session : Lasers and Their Applications, page Tu40, 2011.
- [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, vol. 102, no. 8, page 081116, February 2013.
- [Losev 27] O. Losev. *Luminous carborundum detector and detection with crystals*. Telegrafiya i Telefoniya bez Provodov, vol. 44, pages 485–494, 1927.
- [Luhs 19] W. Luhs et B. Wellegehausen. *Diode pumped cw ruby laser*. OSA Continuum, vol. 2, no. 1, page 184, January 2019.
- [Lumileds 17] Lumileds. *Luxeon Z Color Line*, 2017.
- [Maiman 60] T. Maiman. *Stimulated optical radiation in ruby*. Nature, vol. 187, page 494, 1960.
- [Major 18] A. Major, P. A. Loiko, S. Ghanbari, V. Matrosov, et K. V. Yumashev. *Thermo-optical properties of Alexandrite laser crystal*. In Solid State Lasers XXVII : Technology and Devices, page 75, San Francisco, United States, February 2018. SPIE.
- [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, vol. 8, no. 5, pages 392–399, May 2014.
- [Meinardi 15] F. Meinardi, H. McDaniel, F. Carulli, A. Colombo, K. A. Velizhanin, N. S. Makarov, R. Simonutti, V. I. Klimov, et S. Brovelli. *Highly efficient large-area colourless luminescent solar concentrators using heavy-metal-free colloidal quantum dots*. Nature Nanotechnology, vol. 10, no. 10, pages 878–885, October 2015.
- [Meinardi 17] F. Meinardi, S. Ehrenberg, L. Dharmo, F. Carulli, M. Mauri, F. Bruni, R. Simonutti, U. Kortshagen, et S. Brovelli. *Highly efficient luminescent solar concentrators based on earth-abundant indirect-bandgap*

- silicon quantum dots*. Nature Photonics, vol. 11, no. 3, pages 177–185, March 2017.
- [Michiue 09] A. Michiue, T. Miyoshi, T. Yanamoto, Tokuya Kozaki, S.-i. Nagahama, Y. Narukawa, M. Sano, T. Yamada, et T. Mukai. *Recent development of nitride LEDs and LDs*. volume 7216, February 2009.
- [Moncorgé 17] R. Moncorgé. *Laser materials based on transition metal ions*. Optical Materials, vol. 63, pages 105–117, January 2017.
- [Moon 42] P. Moon. *A System of Photometric Concepts*. Journal of the Optical Society of America, vol. 32, no. 6, page 348, June 1942.
- [Moulton 82] P. Moulton. *Ti-doped sapphire : tunable solid-state laser*. Optics News, vol. 8, no. 6, pages 9–9, November 1982.
- [Moulton 86] P. Moulton. *Spectroscopic and laser characteristics of Ti Al₂O₃*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 3, no. 1, pages 125–132, 1986.
- [Moulton 19a] 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, vol. 9, no. 5, page 2216, May 2019.
- [Moulton 19b] P. F. Moulton, J. G. Cederberg, K. T. Stevens, G. Foundos, M. Koselja, et J. Preclikova. *Optimized InGaN-diode pumping of Ti:sapphire crystals*. Optical Materials Express, vol. 9, no. 5, page 2131, May 2019.
- [Müller 11] A. Müller, O. B. Jensen, A. Unterhuber, T. Le, A. Stingl, K.-H. Hasler, B. Sumpf, G. Erbert, P. E. Andersen, et P. M. Petersen. *Frequency-doubled DBR-tapered diode laser for direct pumping of Ti:sapphire lasers generating sub-20 fs pulses*. Optics Express, vol. 19, no. 13, pages 12156–12163, June 2011.
- [Nakamura 94] S. Nakamura, T. Mukai, et M. Senoh. *Candela class high brightness In-GaN AlGaIn double heterostructure blue light emitting diodes*. Applied Physics Letters, vol. 64, no. 13, pages 1687–1689, March 1994.
- [Nakamura 95] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S.-i. Nagahama, T. Yamada, et T. Mukai. *Superbright Green InGaIn Single-Quantum-Well-Structure Light-Emitting Diodes*. Japanese Journal of Applied Physics, vol. 34, no. Part 2, No. 10B, pages L1332–L1335, October 1995.
- [Narukawa 04] Y. Narukawa. *White-Light LEDS*. Optics and Photonics News, vol. 15, no. 4, pages 24–29, April 2004.
- [Narukawa 06] Y. Narukawa, J. Narita, T. Sakamoto, K. Deguchi, T. Yamada, et T. Mukai. *Ultra-High Efficiency White Light Emitting Diodes*. Japanese Journal of Applied Physics, vol. 45, no. No. 41, pages L1084–L1086, October 2006.
- [Ochs 64] S. A. Ochs et J. I. Pankove. *Injection-Luminescence Pumping of a CaF₂ :Dy²⁺ Laser*. Proceedings IEEE, vol. 52, page 713, 1964.
- [Omi 03] T. Omi, S. Kawana, S. Sato, et M. Honda. *Ultrastructural changes elicited by a non-ablative wrinkle reduction laser*. Lasers in Surgery and Medicine, vol. 32, no. 1, pages 46–49, January 2003.
- [Osram 14] Osram. <https://www.osram-group.com/media/press-releases/pr-2014/28-03-2014>. 2014.
- [Ostermayer 71] F. W. Ostermayer. *GaAsP diode pumped Nd:YAG lasers*. Applied Physics Letters, vol. 18, page 93, 1971.

- [Papakonstantinou 15] I. Papakonstantinou et C. Tummeltshammer. *Fundamental limits of concentration in luminescent solar concentrators revised : the effect of reabsorption and nonunity quantum yield*. *Optica*, vol. 2, no. 10, page 841, October 2015.
- [Payne 89] S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith, W. L. Kway, et H. W. Newkirk. *Laser performance of $\text{LiSrAlF}_6:\text{Cr}$* . *Journal of Applied Physics*, vol. 66, no. 3, pages 1051–1056, August 1989.
- [Payne 90] S. A. Payne, L. L. Chase, et L. K. Smith. *Flashlamp-pumped laser performance of $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}$* . *Optical and Quantum Electronics*, vol. 22, no. 1, pages 259–268, 1990.
- [Pham 18] M. H. Pham, M. Cadatal-Raduban, D. Van Pham, T. X. Nguyen, M. V. Luong, K. Yamanoi, T. Shimizu, N. Sarukura, et H. D. Nguyen. *Tunable narrow linewidth picosecond pulses from a single grating gain-switched $\text{Ce}:\text{LiCAF}$ laser*. *Laser Physics*, vol. 28, no. 8, page 085802, June 2018.
- [Philips 18] Philips. *Master SOX-E PSG*, 2018.
- [Pichon 17a] P. Pichon, A. Barbet, D. Blengino, P. Legavre, T. Gallinelli, F. Druon, J.-P. Blanchot, F. Balembois, S. Forget, S. Chénais, et P. Georges. *High-radiance light sources with LED-pumped luminescent concentrators applied to pump $\text{Nd}:\text{YAG}$ passively Q-switched laser*. *Optics & Laser Technology*, vol. 96, pages 7–12, November 2017.
- [Pichon 17b] P. Pichon, A. Barbet, J.-P. Blanchot, F. Druon, F. Balembois, et P. Georges. *LED-pumped alexandrite laser oscillator and amplifier*. *Optics Letters*, vol. 42, no. 20, page 4191, October 2017.
- [Pichon 18a] P. Pichon, A. Barbet, J.-P. Blanchot, F. Druon, F. Balembois, et P. Georges. *Light-emitting diodes : a new paradigm for $\text{Ti}:\text{sapphire}$ pumping*. *Optica*, vol. 5, no. 10, page 1236, October 2018.
- [Pichon 18b] P. Pichon, J.-P. Blanchot, F. Balembois, et P. Georges. *New LED-based high-brightness incoherent light source in the SWIR*. *Optics Express*, vol. 26, no. 7, page 9353, April 2018.
- [Pichon 18c] P. Pichon, F. Druon, J.-P. Blanchot, F. Balembois, et P. Georges. *LED-pumped passively Q-switched $\text{Cr}:\text{LiSAF}$ laser*. *Optics Letters*, vol. 43, no. 18, page 4489, September 2018.
- [Pichon 19] P. Pichon, H. Taleb, F. Druon, J.-P. Blanchot, P. Georges, et F. Balembois. *Tunable UV source based on an LED-pumped cavity-dumped $\text{Cr}:\text{LiSAF}$ laser*. *Optics Express*, vol. 27, no. 16, page 23446, August 2019.
- [Portnoi 17] M. Portnoi, C. Sol, C. Tummeltshammer, et I. Papakonstantinou. *Impact of curvature on the optimal configuration of flexible luminescent solar concentrators*. *Optics Letters*, vol. 42, no. 14, pages 2695–2698, July 2017.
- [Purcell-Milton 12] F. Purcell-Milton et Y. K. Gun'ko. *Quantum dots for Luminescent Solar Concentrators*. *Journal of Materials Chemistry*, vol. 22, no. 33, page 16687, 2012.
- [Qian 97] L. Qian, X. Liu, et F. Wise. *$\text{Cr}:\text{forsterite}$ laser pumped by broad-area laser diodes*. *Optics Letters*, vol. 22, no. 22, pages 1707–1709, November 1997.

- [Rafiee 19] M. Rafiee. *An overview of various configurations of Luminescent Solar Concentrators for photovoltaic applications*. Optical Materials, no. 91, pages 212–227, 2019.
- [Reinberg 71] A. R. Reinberg, L. A. Riseberg, R. M. Brown, R. W. Wacker, et W. C. Holton. *GaAs:Si LED Pumped Yb Doped YAG Laser*. Applied Physics Letters, vol. 19, no. 1, pages 11–13, July 1971.
- [Reisfeld 81] R. Reisfeld et Y. Kalisky. *Nd³⁺ and Yb³⁺ germanate and tellurite glasses for fluorescent solar energy collectors*. Chemical Physics Letters, vol. 80, no. 1, pages 178–183, May 1981.
- [Resan 08] B. Resan, E. Coadou, S. Petersen, A. Thomas, P. Walther, R. Viselga, J.-M. Heritier, J. Chilla, W. Tulloch, et A. Fry. *Ultrashort pulse Ti:sapphire oscillators pumped by optically pumped semiconductor (OPS) pump lasers*. In Proceeding of SPIE, volume 6871, page 687116, March 2008.
- [Roelandt 15] S. Roelandt, Y. Meuret, D. K. G. de Boer, D. Bruls, P. Van De Voorde, et H. Thienpont. *Incoupling and outcoupling of light from a luminescent rod using a compound parabolic concentrator*. Optical Engineering, vol. 54, no. 5, page 055101, May 2015.
- [Rondao 17] R. Rondao, A. R. Frias, S. F. H. Correia, L. Fu, V. de Zea Bermudez, P. S. André, R. A. S. Ferreira, et L. D. Carlos. *High-Performance Near-Infrared Luminescent Solar Concentrators*. ACS Applied Materials & Interfaces, vol. 9, no. 14, pages 12540–12546, April 2017.
- [Roth 09] P. W. Roth, A. J. Maclean, D. Burns, et A. J. Kemp. *Directly diode-laser-pumped Ti:sapphire laser*. Optics Letters, vol. 34, no. 21, pages 3334–3336, November 2009.
- [Samanta 12] G. Samanta, S. Chaitanya Kumar, K. Devi, et M. Ebrahim-Zadeh. *High-power, continuous-wave Ti:sapphire laser pumped by fiber-laser green source at 532 nm*. Optics and Lasers in Engineering, vol. 50, no. 2, pages 215–219, February 2012.
- [Sathian 15] J. Sathian, N. M. Alford, et M. Oxborrow. *Intense highly-efficient solid-state yellow light source based on rare-earth-doped luminescent concentrator*. In Proceedings of SPIE Photonics West (OPTO), Photonics West OPTO 2015, 2015.
- [Sathian 16] J. Sathian et M. Oxborrow. *A light source*, 2016.
- [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, vol. 25, no. 12, page 13714, June 2017.
- [Sawai 14] S. Sawai, A. Hosaka, H. Kawauchi, K. Hirosawa, et F. Kannari. *Demonstration of a Ti:sapphire mode-locked laser pumped directly with a green diode laser*. Applied Physics Express, vol. 7, no. 2, page 022702, January 2014.
- [Scheps 90] R. Scheps, B. M. Gately, J. F. Myers, J. S. Krasinski, et D. F. Heller. *Alexandrite laser pumped by semiconductor lasers*. Applied Physics Letters, vol. 56, no. 23, pages 2288–2290, June 1990.
- [Semyonovich 84] L. N. Semyonovich. *Alexandrite*. 1884.
- [Shand 83] M. Shand et H. Jenssen. *Temperature dependence of the excited-state absorption of alexandrite*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 19, no. 3, pages 480–484, March 1983.

- [Shanks 16] K. Shanks, S. Senthilarasu, et T. K. Mallick. *Optics for concentrating photovoltaics : Trends, limits and opportunities for materials and design*. Renewable and Sustainable Energy Reviews, vol. 60, pages 394–407, July 2016.
- [Sheng 14] Q. Sheng, X. Wang, et D. Chen. *Enhanced broadband near-infrared luminescence and its origin in Yb/Bi co-doped borophosphate glasses and fibers*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 141, pages 9–13, July 2014.
- [Snitzer 65] E. Snitzer et R. Woodcock. *Yb,Er:glass laser*. Applied Physics Letters, vol. 6, no. 3, pages 45–46, February 1965.
- [Sorokin 04] E. Sorokin. *Solid-State Materials for Few-Cycle Pulse Generation and Amplification*. In C. E. Ascheron, H. J. Kölsch, W. Skolaut, et F. X. Kärtner, editeurs, Few-Cycle Laser Pulse Generation and Its Applications, volume 95, pages 3–73. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, August 2004.
- [Sorokina 99] I. T. Sorokina, S. Naumov, E. Sorokin, E. Wintner, et A. V. Shestakov. *Directly diode-pumped tunable continuous-wave room-temperature Cr⁴⁺:YAG laser*. Optics Letters, vol. 24, no. 22, pages 1578–1580, November 1999.
- [Stalder 92] M. Stalder, M. Bass, et B. H. T. Chai. *Thermal quenching of fluorescence in chromium doped fluoride laser crystals*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 9, no. 12, page 2271, December 1992.
- [Stinson 91] J. W. Stinson. *Solid state white light emitter and display using same*, 1991.
- [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, vol. 29, no. 1, pages 37–39, July 1976.
- [Sugimoto 91] A. Sugimoto, Y. Segawa, Y. Nobe, K. Yamagishi, et Y. Yamaguchi. *Electro-Optical Q-Switched Tunable Forsterite Laser*. Japanese Journal of Applied Physics, vol. 30, no. Part 2, No. 3B, pages L495–L496, March 1991.
- [Sun 97] T. Sun, Z. Y. Zhang, K. T. V. Grattan, A. W. Palmer, et S. F. Collins. *Analysis of the double exponential behavior in alexandrite for optical temperature sensing applications*. Review of Scientific Instruments, vol. 68, no. 9, pages 3442–3446, September 1997.
- [Takehisa 92] K. Takehisa et A. Miki. *Method for pumping a Ti:sapphire laser with a stable resonator copper vapor laser*. Applied Optics, vol. 31, no. 15, pages 2734–2737, May 1992.
- [Tarkashvand 18] M. Tarkashvand, A. H. Farahbod, et S. A. Hashemizadeh. *First demonstration of green and amber LED-pumped Nd:YAG laser*. Laser Physics, vol. 28, no. 5, page 055801, May 2018.
- [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, vol. 24, no. 24, page 27212, November 2016.
- [Torizuka 94] K. Torizuka, M. Yamashita, et T. Yabiku. *Thermal Effect in a Lamp-Pumped Continuous-Wave Alexandrite Laser*. Japanese Journal of Applied Physics, vol. 33, no. Part 1, No. 4A, pages 1899–1904, April 1994.

- [Turnbull 08] G. A. Turnbull, Y. Yang, P. Shaw, A. Ruseckas, et I. D. W. Samuel. *Light-emitting diode pumped polymer lasers*. page 70511E, San Diego, CA, August 2008.
- [Turnbull 10] G. Turnbull. *Integrated organic photonics one step closer*. SPIE News-room, November 2010.
- [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, vol. 39, no. Part 1, No. 6A, pages 3472–3473, June 2000.
- [Villars 15] B. Villars, E. Steven Hill, et C. G. Durfee. *Design and development of a high-power LED-pumped Ce,Nd:YAG laser*. Optics Letters, vol. 40, no. 13, page 3049, July 2015.
- [Vuylsteke 63] A. A. Vuylsteke. *Theory of Laser Regeneration Switching*. Journal of Applied Physics, vol. 34, no. 6, pages 1615–1622, June 1963.
- [Walling 79] J. C. Walling, H. Jenssen, R. Morris, E. O'Dell, et O. Peterson. *Tunable laser performance in BeAl₂O₄:Cr*. Optics Letters, vol. 4, no. 6, 1979.
- [Walling 80] J. Walling, O. Peterson, H. Jenssen, R. Morris, et E. O'Dell. *Tunable alexandrite lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 16, no. 12, pages 1302–1315, December 1980.
- [Wang 13] T. Wang, B. Yu, B. Chen, Z. Hu, Y. Luo, G. Zou, et Q. Zhang. *A theoretical model of a cylindrical luminescent solar concentrator with a dye-doping coating*. Journal of Optics, vol. 15, no. 5, page 055709, May 2013.
- [Weber 76] W. H. Weber et J. Lambe. *Luminescent greenhouse collector for solar radiation*. Applied Optics, vol. 15, no. 10, pages 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, vol. 14, no. 20, page 9436, 2006.
- [Weisbuch 15] C. Weisbuch, M. Piccardo, L. Martinelli, J. Iveland, J. Peretti, et J. S. Speck. *The efficiency challenge of nitride light-emitting diodes for lighting*. physica status solidi (a), vol. 212, no. 5, pages 899–913, May 2015.
- [Wilson 10] L. R. Wilson, B. C. Rowan, N. Robertson, O. Moudam, A. C. Jones, et B. S. Richards. *Characterization and reduction of reabsorption losses in luminescent solar concentrators*. Applied Optics, vol. 49, no. 9, pages 1651–1661, March 2010.
- [Xiao 19] Xiao, Zhao, Ge, Zhong, Li, Yu, Fan, Bian, et Chen. *High Stability LED-Pumped Nd:YVO₄ Laser with a Cr:YAG for Passive Q-Switching*. Crystals, vol. 9, no. 4, page 201, April 2019.
- [Yablonovitch 80] E. Yablonovitch. *Thermodynamics of the fluorescent planar concentrator*. Journal of the Optical Society of America, vol. 70, no. 11, page 1362, November 1980.
- [Yamada 03] M. Yamada, T. Naitou, K. Izuno, H. Tamaki, Y. Murazaki, M. Kameshima, et T. Mukai. *Red-Enhanced White-Light-Emitting Diode Using a New Red Phosphor*. Japanese Journal of Applied Physics, vol. 42, no. Part 2, No.1A/B, pages L20–L23, January 2003.
- [Yang 09] Y. Yang, I. D. W. Samuel, et G. A. Turnbull. *The Development of Luminescent Concentrators for Pumping Organic Semiconductor Lasers*. Advanced Materials, vol. 21, no. 31, pages 3205–3209, August 2009.

- [Yen 04] W. Yen et M. Weber. *Inorganic Phosphors : Compositions, Preparation and Optical Properties*. CRC Press, June 2004.
- [Zhang 93] Z. Zhang, K. T. V. Grattan, et A. W. Palmer. *Thermal characteristics of alexandrite fluorescence decay at high temperatures, induced by a visible laser diode emission*. *Journal of Applied Physics*, vol. 73, no. 7, pages 3493–3498, April 1993.
- [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*, vol. 117, pages 260–267, July 2015.
- [Zhao 13] Y. Zhao et R. R. Lunt. *Transparent Luminescent Solar Concentrators for Large-Area Solar Windows Enabled by Massive Stokes-Shift Nanocluster Phosphors*. *Advanced Energy Materials*, vol. 3, no. 9, pages 1143–1148, September 2013.
- [Zhao 19] T. Zhao, H. Xiao, W. Ge, Q. Zhong, J. Yu, M. Li, J. Li, et Z. Fan. *Light-emitting-diode-pumped active Q-switched Nd:YLF laser*. *Optics Letters*, vol. 44, no. 8, page 1956, April 2019.
- [Zheludev 07] N. Zheludev. *The life and times of the LED a 100 year history*. *Nature Photonics*, vol. 1, page 189, April 2007.

Titre : Pompage par LED de concentrateurs luminescents et de lasers dopés aux métaux de transition

Mots clés : Diode électroluminescentes (LED), laser, concentrateur luminescent, métaux de transition, pompage par LED, Short-Wave Infrared (SWIR).

Résumé : Depuis le début des années 2000, les performances des LED ne cessent de s'améliorer et permettent l'ancrage de cette technologie dans de nombreux domaines d'applications. Stimulées par le marché de l'éclairage, les LED présentent une longue durée de vie et une grande robustesse pour un prix par watt optique défiant toute concurrence. Pour améliorer leur luminance, les LED peuvent être couplées à des concentrateurs luminescents.

La première partie de cette thèse expose la mise au point des premiers concentrateurs luminescents dans le SWIR (gamme 1,2-2,5 μm où les LED sont peu efficaces). Nous montrons que la luminance des concentrateurs luminescents dans le SWIR dépasse celle des LED d'un ordre de grandeur. Elle rend possible la détection de l'eau dans l'industrie agroalimentaire ainsi que l'inspection de *wafers* de silicium.

Dans le visible, les performances des concentra-

teurs luminescents (luminance, spectre, prix, régime de fonctionnement) offrent une combinaison unique des avantages des lampes flash et des diodes laser. La seconde partie de cette thèse explore la possibilité d'utiliser ces concentrateurs luminescents pour pomper des lasers solides. Cette étude démontre la compatibilité de ce nouveau type de pompage avec les cristaux dopés aux métaux de transition, incontournables dans le domaine des lasers ultra-courts. Pour la première fois, un effet laser en régime relaxé est obtenu via le pompage par LED du Cr:LiSGAF, du Cr:LiSAF, de l'alexandrite, et du Ti:saphir. Ces premières démonstrations ouvrent la voie à des systèmes laser basés sur le pompage par LED. Plusieurs systèmes sont mis en place tels que des oscillateurs lasers en régime déclenché (*Q-switch* et *cavity dump*), faisant l'objet de conversions de fréquence, et des amplificateurs d'impulsions laser.

Title : LED-pumping of luminescent concentrators and transition-metal doped lasers

Keywords : Light-emitting diode (LED), laser, luminescent concentrator, transition metals, LED-pumping, Short-Wave Infrared (SWIR).

Abstract : Since the beginning of the 2000s, LED's performance have known dramatic improvements which enable this technology to settle down in numerous application areas. Driven by the lighting market, LED are characterized by their long lifetime, their ruggedness, and their low cost per emitted optical watt. In order to go beyond LED's brightness, they can be coupled to luminescent concentrators.

The first part of this work exposes the development of the first luminescent concentrator in the short-wave infrared (or SWIR corresponding to the 1.2-2.5 μm band where LED have very low powers). This work shows that the brightness of the luminescent concentrators in the SWIR exceeds by one order of magnitude LED's brightness in the same spectral range. This light source allows water detection for the agrifood industry and the inspection of silicon wafers for microelec-

tronics.

In the visible, the performance of luminescent concentrators (brightness, spectrum, price, mode of operation) offer a unique trade-off between flashlamps and laser diodes. The second part of this work investigates the use luminescent concentrators emitting in the visible to pump solid-state lasers. The compatibility of this new pumping concept is attested with transition-metals-doped crystals, cornerstone of ultrafast laser sources. For the first time, laser oscillations in free-running operation are obtained by LED-pumping of Cr:LiSGAF, Cr:LiSAF, alexandrite and Ti:sapphire. These early results open the way to LED-pumped laser systems. Several systems are implemented such as laser oscillators in pulsed operation (*Q-switch* and *cavity dump*) followed by frequency conversions and laser pulses amplifiers.



