



HAL
open science

Amplificateurs laser à cristaux massifs pompés par diode : fibres cristallines Yb : YAG et cristaux Nd : YVO4

Xavier Delen

► **To cite this version:**

Xavier Delen. Amplificateurs laser à cristaux massifs pompés par diode : fibres cristallines Yb : YAG et cristaux Nd : YVO4. Autre. Institut d'Optique Graduate School, 2013. Français. NNT : 2013IOTA0002 . pastel-00996931

HAL Id: pastel-00996931

<https://pastel.hal.science/pastel-00996931>

Submitted on 27 May 2014

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

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

THÈSE

Présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES DE
L'INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL

Spécialité : Physique

par

Xavier DÉLEN

Amplificateurs laser à cristaux massifs pompés par diode : fibres cristallines Yb:YAG et cristaux Nd:YVO₄

Soutenue le 4 décembre 2013 devant la Commission d'examen:

M.	Philippe ADAM	(Invité)
M.	François BALEMBOIS	(Directeur de thèse)
M.	Alain BARTHÉLÉMY	(Rapporteur)
M.	Fabien BRETENAKER	(Président)
M.	Patrice CAMY	(Examinateur)
M.	Éric CORMIER	(Rapporteur)
Mme.	Catherine LE BLANC	(Examinatrice)



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

Remerciements

Je remercie Alain Barthélémy et Eric Cormier d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse ainsi que Catherine Leblanc, Patrice Camy, Fabien Bretenaker et Philippe Adam pour leur participation au jury.

Je remercie aussi chaleureusement toute l'équipe du groupe laser du laboratoire Charles Fabry qui a fait de ces trois années de thèse une expérience scientifique et humaine inoubliable.

D'une efficacité redoutable grâce à son organisation sans failles, François sait toujours se rendre disponible pour ses thésards. Malgré son emploi du temps de ministre à jongler entre les réunions ANR, l'enseignement ou encore la gestion de la filière innovation entrepreneur, il arrive toujours à trouver un moment pour parler manip ou discuter du plan de la prochaine publication. Son imagination débordante et son optimisme contagieux sont de véritables moteurs pour tous ceux qui ont la chance de travailler avec lui. Merci beaucoup de m'avoir guidé et soutenu au quotidien pendant ces trois ans et demi, ce travail est aussi en grande partie le tiens. Merci aussi de m'avoir laissé la liberté de profiter des nombreuses opportunités que peut offrir la thèse.

Il est toujours très intéressant d'aller sonder l'immense étendue des connaissances du grand chef. La porte de son bureau est toujours ouverte et il y accueille volontiers les thésards en quête de précieux conseils. Aller voir Patrick peut facilement vous éviter une après-midi de biblio à chercher une information en naviguant de publication en publication. Il a toujours une piste en tête qui vous mettra sur la bonne voie : un nom d'auteur, de labo ou d'entreprise. Un grand Merci pour ta sympathie, ton soutien et les nombreuses discussions scientifiques.

J'ai aussi eu la chance de travailler avec Marc que je remercie pour les délires divers et variés, les innombrables discussions scientifiques mais aussi la découverte du désert Californien et les démos de ping-pong. Fred en connaît un rayon sur la femto, les cristaux en tous genres mais aussi la faune sous-marine ou encore les différentes familles d'insectes. Merci pour toutes les discussions sur la femto et les cristaux ainsi pour ta bonne humeur qui anime la vie du groupe. A la tête du petit groupe que l'on a longtemps appelé l'équipe des « filles », Gaëlle règne sur le domaine des sources lasers semi-conducteurs. Merci pour tes nombreux conseils aussi bien sur les diodes, la conception optique ou encore mon avenir professionnel. Alain est un homme aux multiples talents qui détient la clé pour résoudre l'immense majorité des problèmes pratiques rencontrés au laboratoire. Merci pour tous tes coups de main, tes conseils pratiques,

les soirées billards et tout le reste. Quelques mois après mon arrivée, Fabiola a débarqué tout droit du Brésil avec son énergie, sa bonne humeur et sa recette de gâteau aux carottes. Merci pour tout et bonne chance pour ton nouveau poste chez Léosphère. Je remercie aussi Dimitris pour les nombreuses discussions et les conseils sur la cellule multi-passage.

C'est toujours avec un grand sourire et beaucoup de pédagogie qu'Igor initie les novices à la fibre cristalline et aux petits secrets de la salle de manips. J'ai eu la chance d'être un de ceux qu'il appelle ses padawans et j'en suis fière. Merci pour ta patience et ta bonne humeur à toute épreuve. Merci aussi pour tous les moments partagés sous le soleil d'Espagne, de Californie et d'ailleurs. Je remercie aussi Sandrine, Jessica et Louis pour tous les bons moments partagés au laboratoire et en conférence. Quelques mois après moi, Adrien est venu renforcer l'équipe fibre cristalline avec un sujet sur l'Er:YAG. Il s'est très vite adapté et a rapidement repris le flambeau des « Igor facts » au café. Merci pour toutes les discussions sur les simulations numériques, la fibre cristalline et pour ta passion pour le BBQ. Loïc est un joyeux luron arrivé tout juste un an après le début de ma thèse. Merci pour tout le travail sur Chamsinou, d'avoir repris le flambeau du laser à 946 nm, pour les cours de ping-pong, pour la combine avec l'appartement et pour tout le reste. Florence est aussi venue rejoindre l'équipe en 2011 pour enfin travailler avec des collègues qui savent prononcer son prénom. Merci pour les discussions sur les manips, le poney, les différents styles de musique métal et tant d'autres. Il y a déjà plus d'un an, Florent et Julien sont arrivés tout droit de Bordeaux avec leur bonne humeur et une motivation débordante. Merci pour toutes les discussions sur les manips et la simu, votre bonne humeur et votre énergie.

Adrien est arrivé au laboratoire dans le cadre d'un projet de première année et nous avons eu le plaisir de le voir revenir pour la thèse. Merci pour ton aide en manips et ta motivation. Bon courage et bonne chance pour la suite à toi et à tes nouveaux collègues : Paul, Aymeric, Fabien et Guillaume. Je souhaite aussi remercier Thomas et Simon pour leurs contributions pendant leurs stages de première année.

Tout le travail sur la fibre cristalline a été réalisé en étroite collaboration avec l'entreprise Fibercryst. Je souhaite remercier toute l'équipe pour cette collaboration fructueuse et en particulier Julien et Nicolas avec qui j'ai eu le plaisir de travailler directement.

Yoann Zaouter qui travaille à Palaiseau pour Amplitude Systèmes rédige des articles et manip encore plus vite qu'il ne parle ce qui n'est pas peu dire. Merci pour le travail réalisé ensemble sur la manip d'ampli en femto et les nombreuses discussions. Je remercie aussi Stefan Piehler, Marwan Abdou-Ahmed et Thomas Graf de l'IFSW de l'université de Stuttgart avec qui j'ai eu le plaisir de travailler sur les expériences de forte puissance et qui m'ont accueillis depuis comme post-doctorant.

Durant ma deuxième année de thèse, j'ai eu la chance de participer à l'organisation d'une conférence étudiante avec l'association des doctorants. Aussi, je souhaite remercier tous ceux qui ont participé à l'organisation de cet événement : Adrien, Emilie, Florence, Pierre, Fabiola,

Romain et Amélie.

J'ai aussi eu le plaisir de partager mon quotidien au laboratoire avec Masreshaw, Anthony, Jérémy et Guillaume.

Je remercie Lionel, Thierry et Cédric de m'avoir fait découvrir les joies de l'enseignement des travaux pratiques et de m'avoir accordé leur confiance.

Enfin, j'aimerais remercier mes parents qui m'ont soutenu tout au long de mon parcours ainsi que Natalia qui est et a été à mes côtés au quotidien.

Table des matières

Introduction générale	13
Amplificateurs à fibre cristalline Yb:YAG	17
Introduction	17
1 Géométrie des milieux à gain pour les lasers solides pompés par diode	19
1.1 Les enjeux	20
1.2 La fibre optique	21
1.2.1 Le concept	21
1.2.2 Performances	23
1.3 Le cristal massif classique	24
1.3.1 Le concept	24
1.3.2 Performances	24
1.4 Le disque mince	25
1.4.1 Le concept	25
1.4.2 Performances	26
1.5 Le slab	27
1.5.1 Le concept	27
1.5.2 Performances	28
1.6 La fibre cristalline	29
1.6.1 Le concept	29
1.6.2 Performances en oscillateur	29
1.6.3 Amplificateurs à fibre cristalline Nd:YAG	30
1.6.4 Première expérience d'amplification avec des fibres cristallines Yb:YAG	31
1.7 Comparaison	31
2 Étude de la fibre cristalline Yb:YAG	33
2.1 Rappels sur les propriétés de l'Yb:YAG	34
2.1.1 Propriétés spectroscopiques de l'ion ytterbium	34
2.1.2 Autres propriétés de l'Yb:YAG	38
2.2 Définition de la fibre cristalline	39
2.2.1 Géométrie et principe de fonctionnement	39
2.2.2 Choix de la taille du faisceau signal	39

2.2.3	Géométrie du faisceau de pompe	40
2.3	Propagation du faisceau de pompe	41
2.3.1	Confinement de l'intensité de pompe par le guidage	41
2.3.2	Distribution spatiale de la puissance absorbée	52
2.3.3	Conclusion	59
2.4	Thermique de la fibre cristalline	60
2.4.1	Dépôt de chaleur et gradient de température	60
2.4.2	Lentille thermique	61
2.4.3	Contraintes mécaniques	64
2.4.4	Le module Taranis : un environnement thermo-mécanique pour la fibre cristalline	67
2.5	Conclusion	69
3	Oscillateur et amplificateur Yb:YAG de forte puissance moyenne	71
3.1	Introduction	72
3.2	Oscillateur Yb:YAG de forte puissance	72
3.2.1	Dispositif expérimental	72
3.2.2	Résultats expérimentaux	73
3.3	Amplificateur Yb:YAG de forte puissance	74
3.3.1	Introduction	74
3.3.2	Dispositif expérimental	75
3.3.3	Résultats expérimentaux	76
3.4	Rôle du guidage dans les performances obtenues	79
3.5	Conclusion et perspectives	81
4	Dimensionnement et caractérisation d'un amplificateur à fibre cristalline	83
4.1	Introduction	84
4.2	Modélisation de l'amplification dans la fibre cristalline	85
4.2.1	Présentation générale	85
4.2.2	Description détaillée	86
4.2.3	Dimensionnement de l'amplificateur	91
4.3	Caractérisation de l'amplificateur	93
4.3.1	Dispositif expérimental	93
4.3.2	Résultats expérimentaux	94
4.4	Conclusion	96
5	Amplification d'impulsions à haute finesse spectrale	99
5.1	Problématique	100
5.1.1	Introduction	100
5.1.2	La diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques	100
5.2	Vue d'ensemble du système	102
5.3	L'injecteur fibré	103
5.3.1	Description	103
5.3.2	Caractérisations	105

5.4	Amplificateur à base de fibre à cristaux photoniques	107
5.4.1	Dispositif expérimental	107
5.4.2	Étude des limites de la fibre PCF	107
5.5	Amplificateur à fibre cristalline Yb:YAG	110
5.5.1	Dispositif expérimental	110
5.5.2	Résultats expérimentaux	111
5.6	Conversion en fréquence	112
5.7	Conclusion	113
6	Amplification d'impulsions ultra-courtes	115
6.1	Introduction	116
6.2	Expérience d'amplification à dérive de fréquence	116
6.2.1	Dispositif expérimental	116
6.2.2	Résultats expérimentaux	118
6.2.3	Effets non-linéaires	121
6.3	Conclusion et perspectives	124
	Conclusions sur les amplificateurs à fibre cristalline Yb:YAG	125
	Amplificateurs Nd:YVO₄	129
	Introduction	129
7	Propriétés du Nd:YVO₄ et choix de la longueur d'onde de pompe	131
7.1	Rappels sur les propriétés du Nd:YVO ₄	132
7.1.1	Diagramme d'énergie de l'ion Nd ³⁺ dans une matrice cristalline de YVO ₄	132
7.1.2	Comparaison du Nd:YVO ₄ avec le Nd:YAG	133
7.2	Influence de la température sur la section efficace d'émission	134
7.2.1	Introduction	134
7.2.2	Mesures à partir des spectres de fluorescence	134
7.2.3	Mesures de gain petit signal	137
7.2.4	Conclusion sur les variations de section efficace d'émission avec la température	140
7.3	Choix de la longueur d'onde de pompe	140
7.3.1	Introduction	140
7.3.2	Les transitions non-radiatives	142
7.3.3	Calcul de la charge thermique	144
7.3.4	Comparaison entre les différentes longueurs d'onde de pompe	145
7.4	Conclusion	146
8	Amplificateurs Nd:YVO₄	149
8.1	Performances des systèmes amplificateurs : état de l'art	150
8.2	Amplificateur simple passage pour des impulsions picoseconde	151
8.2.1	Dispositif expérimental	151

8.2.2	Résultats expérimentaux	152
8.3	Amplification directe d'une diode laser	157
8.3.1	Introduction	157
8.3.2	Dispositif expérimental	158
8.3.3	Résultats expérimentaux	159
8.4	Comparaison à l'état de l'art	165
Conclusions sur les amplificateurs Nd:YVO₄		167
Conclusion générale		169
Annexes		175
A	Comparaison de la fibre cristalline avec un cristal massif classique	175
B	Oscillateur laser à fibre cristalline Nd:YAG à 946 <i>nm</i>	181
C	Éléments de modélisation de l'amplificateur Nd:YVO ₄	187
D	Mesure de la dérive de fréquence d'une diode laser en régime impulsionnel	189
Liste des publications et conférences de l'auteur		193
Bibliographie		199

Introduction générale

Le terme laser vient de l'acronyme anglais "Light Amplification by Stimulated Emission Radiation". Il fait donc référence à l'amplification de lumière par un processus d'émission stimulée décrit pour la première fois par Albert Einstein en 1917. Près d'un siècle plus tard, les amplificateurs de lumière ont trouvé des applications dans de nombreux domaines. Par exemple, ils sont un des éléments clés du fonctionnement des réseaux de télécommunication par fibres optiques. Les pertes de signal au cours de la propagation dans les fibres optiques peuvent ainsi être compensées directement grâce à l'amplification optique. Par ailleurs, de nombreuses sources laser utilisent une architecture comprenant un oscillateur suivi d'étages d'amplification de puissance¹. En effet, les amplificateurs permettent bien souvent d'obtenir des performances inaccessibles directement en sortie d'oscillateur laser. Enfin, comme leur nom l'indique, les chaînes d'amplification laser utilisent de nombreux étages d'amplification optique. C'est le cas de grands projets comme le NIF et son cousin français le LMJ ou encore le projet européen ELI².

Un amplificateur optique peut se définir comme un composant capable de générer un signal optique amplifié à partir d'un signal optique initial et d'une source d'énergie. Cette définition très générale recouvre une très large gamme de systèmes. Nous distinguerons les systèmes dits "actifs" des systèmes "passifs". Les amplificateurs régénératifs sont un exemple de système actif. Ils utilisent un composant actif pour piéger temporairement une impulsion signal dans une cavité optique comprenant un milieu amplificateur. Par opposition, nous parlerons de systèmes passifs pour les amplificateurs à fibres optiques ou les amplificateurs multi-passages à cristaux massifs.

Parmi tous ces systèmes, les amplificateurs passifs présentent de nombreux intérêts. Ils sont généralement plus simples, plus robustes et moins onéreux que les systèmes actifs. A cet égard, les amplificateurs à fibres optiques sont très compétitifs. Le guidage des faisceaux laser dans la fibre permet d'obtenir un fort confinement de la lumière sur de grandes longueurs ce qui donne accès à des gains optiques élevés. Le rapport surface sur volume de la géométrie des fibres optiques est aussi favorable à la gestion des effets thermiques associés à l'amplification optique. Ainsi, les amplificateurs à fibres permettent d'atteindre des puissances moyennes record de plusieurs dizaines de kilowatts. En revanche, les effets non-linéaires associés au confinement

1. En anglais, les systèmes basés sur l'amplification de puissance d'un oscillateur sont appelés MOPA pour "*Master Oscillator Power Amplifier*".

2. LMJ : Laser Mégajoule; NIF : National Ignition Facility; ELI : Extreme Light Infrastructure

des faisceaux limitent les performances des systèmes à fibres en régime impulsionnel. De leur côté, les amplificateurs à cristaux massifs ne présentent pas cet inconvénient mais leur gain est généralement beaucoup plus faible. Par exemple, pour un amplificateur à disque mince, le gain par passage dans le milieu laser est typiquement inférieur à 1,5. Une solution consiste à recourir à des architectures d'amplificateurs avec un grand nombre de passages dans le milieu laser au détriment de la simplicité des systèmes. L'objectif de ce travail de thèse est de concevoir des amplificateurs laser à cristaux massifs à fort gain (>10) tout en conservant des architectures simples avec au maximum deux passages dans le milieu à gain.

Dans la première partie de ce manuscrit, nous verrons comment le choix d'une architecture laser innovante comme la fibre cristalline permet de répondre à cette problématique. Notre travail expérimental et théorique explore le potentiel de la géométrie dite "fibre cristalline" à base d'Yb:YAG et démontre son intérêt pour la conception d'amplificateurs laser de puissance. Dans la deuxième partie, nous montrerons que les propriétés spectroscopiques singulières des cristaux de Nd:YVO₄ peuvent permettre de concevoir des amplificateurs de très fort gain (>20 dB) tout en conservant des architectures très simples avec un ou deux passages dans le milieu à gain.

Amplificateurs à fibre cristalline Yb:YAG

Introduction

La gestion des phénomènes thermiques dans les milieux à gain laser est une problématique majeure pour la montée en puissance des lasers. Pour les systèmes utilisant un cristal massif, l'approche principale pour le dimensionnement en puissance consiste à optimiser la géométrie des cristaux pour une meilleure gestion de l'évacuation de chaleur. Comme nous le verrons dans le premier chapitre, les technologies des lasers à slab et à disque mince ont ainsi fait leur apparition et constituent des progrès technologiques remarquables. En s'inscrivant dans une démarche similaire d'optimisation de la géométrie du cristal laser, le laboratoire Charles Fabry et la société Fibercryst développent une technologie alternative appelée "fibre cristalline". Cette dernière est à la frontière entre les fibres optiques et les cristaux massifs de géométrie classique. La fibre cristalline est caractérisée par sa grande longueur de plusieurs centimètres, le faible diamètre de sa section ($\leq 1\text{ mm}$) et sa capacité à guider un faisceau laser de pompage. Par contre, le faisceau laser s'y propage librement comme dans un cristal massif. Ce concept présente plusieurs avantages. D'une part, le rapport surface sur volume élevé des fibres cristallines leur permet une meilleure gestion de la thermique que dans des cristaux massifs. D'autre part, le confinement du faisceau signal qui est moindre par rapport à celui des fibres optiques permet d'obtenir de plus fortes énergies et puissances crêtes en régime impulsif.

Au laboratoire Charles Fabry, de nombreux travaux ont été menés sur les oscillateurs à fibre cristalline. En régime continu et déclenché, des démonstrations expérimentales ont été réalisées avec des fibres cristallines en Yb:YAG, Nd:YAG et Er:YAG (thèses de Julien Didierjean, Damien Sangla et Igor Martial) [Didierjean 07, Sangla 09a, Martial 11a]. Le record de puissance moyenne de 65 W a été démontré avec un oscillateur Yb:YAG en 2009. Par ailleurs, ces travaux sur les oscillateurs ont aussi révélé la capacité des systèmes à fibre cristalline à produire de fortes puissances crêtes (360 kW , Nd:YAG) ainsi que des énergies élevées (4 mJ , Nd:YAG). Par la suite, l'exploration du potentiel de la technologie s'est poursuivie avec des expériences sur les amplificateurs à fibre cristalline Nd:YAG (thèse d'Igor Martial). Des performances remarquables ont été obtenues à l'issue de ces travaux. La bonne gestion thermique offerte par la fibre cristalline a non seulement permis de démontrer de forts gains (> 120 par passage) mais aussi une excellente conservation des qualités spatiales de faisceaux ($M^2 \leq 1,4$).

Les fibres cristallines en Yb:YAG présentent plusieurs avantages par rapport à celles en Nd:YAG. Tout d'abord, comme le montre le record de puissance de 65 W en oscillateur, l'Yb:YAG présente un meilleur potentiel pour la montée en puissance grâce à son faible défaut quantique de $8,7\%$ (24% pour le Nd:YAG). Les diodes à 940 nm utilisées pour son pompage

optique sont aussi plus performantes que celles à 808 *nm* pour le pompage du Nd:YAG. Par ailleurs, la spectroscopie de l'Yb:YAG se distingue par la largeur de sa raie d'émission (9 *nm* à mi-hauteur [DeLoach 93]) qui permet d'amplifier des impulsions en régime sub-picoseconde. Tous ces éléments de comparaison ainsi que les résultats obtenus en oscillateur ont mis en lumière le potentiel important des fibres cristallines Yb:YAG comme amplificateur laser. Un des objectifs de cette thèse est donc l'exploration de ce potentiel. Cette partie est composée de six chapitres:

- Le premier chapitre présente un état de l'art des différentes architectures laser et permet de positionner la fibre cristalline par rapport aux autres technologies. Il revient sur leurs caractéristiques ainsi que sur les performances expérimentales démontrées avec chacune d'entre elles. L'historique de la fibre cristalline et son principe de fonctionnement y sont aussi détaillés.

- Le deuxième chapitre est consacré à une étude de la fibre cristalline Yb:YAG. Pour commencer, il présente des rappels sur les propriétés optiques, thermiques et mécaniques de l'Yb:YAG. Ensuite, la propagation du faisceau de pompe par guidage dans la fibre cristalline est étudiée de manière théorique et expérimentale. La dernière partie aborde l'étude des effets thermiques.

- Le troisième chapitre présente les résultats des expériences de forte puissance qui démontrent tout l'intérêt du confinement du faisceau de pompe par le guidage ainsi que les performances thermiques remarquables de la fibre cristalline.

- Le chapitre 4 détaille la modélisation, le dimensionnement et la caractérisation d'un amplificateur à fibre cristalline avec une diode de pompe haute radiance.

- Finalement, les deux derniers chapitres portent sur deux démonstrations applicatives de l'amplificateur présenté au chapitre 4. Pour les deux expériences, un système basé sur une technologie à fibre est poussé à la limite de ses performances. Notre système à fibre cristalline Yb:YAG est ensuite utilisé comme amplificateur de puissance.

Chapitre 1

Géométrie des milieux à gain pour les lasers solides pompés par diode

Sommaire

1.1	Les enjeux	20
1.2	La fibre optique	21
1.2.1	Le concept	21
1.2.2	Performances	23
1.3	Le cristal massif classique	24
1.3.1	Le concept	24
1.3.2	Performances	24
1.4	Le disque mince	25
1.4.1	Le concept	25
1.4.2	Performances	26
1.5	Le slab	27
1.5.1	Le concept	27
1.5.2	Performances	28
1.6	La fibre cristalline	29
1.6.1	Le concept	29
1.6.2	Performances en oscillateur	29
1.6.3	Amplificateurs à fibre cristalline Nd:YAG	30
1.6.4	Première expérience d'amplification avec des fibres cristallines Yb:YAG	31
1.7	Comparaison	31

1.1 Les enjeux

La montée en puissance des lasers solides pompés par diode a conduit au développement de nombreuses architectures pour répondre à une multitude de besoins. Chaque solution présente un certain nombre de contraintes d'utilisation, d'avantages et d'inconvénients. Nous allons passer en revue les grandes familles d'architectures laser en comparant leurs performances selon les 4 critères suivants :

- Gestion des phénomènes thermiques : les effets thermiques limitent la montée en puissance de nombreux systèmes laser. La génération de chaleur dans le milieu laser peut avoir de multiples conséquences telles que l'apparition de lentille thermique, la biréfringence induite, la modification des propriétés spectroscopiques ou encore la fracture du matériau entraînée par les contraintes mécaniques. Ces phénomènes vont généralement limiter les systèmes en puissance moyenne. Une stratégie commune à plusieurs architectures consiste à travailler avec des géométries de milieux à gain présentant de forts rapports surface sur volume. Nous verrons que cette approche permet d'atteindre de plus fortes puissances moyennes grâce à une meilleure gestion de l'évacuation de la chaleur.

- Gain : Le gain du milieu laser est un paramètre très important pour la conception d'amplificateurs laser. Il dépend non seulement du matériau utilisé comme milieu à gain mais aussi de sa géométrie et de son conditionnement thermo-mécanique. Certaines architectures comme les fibres optiques peuvent présenter des gains très élevés (~ 30 dB) qui permettent d'utiliser des signaux avec des puissances d'entrée relativement faibles. Par opposition, le disque mince se caractérise par des gains faibles (typiquement $< 1,5$) qui sont généralement exploités dans des configurations avec de multiples passages et de fortes puissances injectées.

- Effets non-linéaires : Pour des utilisations en régime impulsionnel, la puissance crête peut être un facteur limitant à cause des effets non-linéaires tels que l'auto-modulation de phase ou l'auto-focalisation. Ces non-linéarités se manifestent plus particulièrement lorsque le signal est confiné spatialement comme dans les fibres optiques.

- Complexité : Alors que l'utilisation d'un cristal massif classique peut être d'une grande simplicité, certaines architectures laser nécessitent des montages complexes et coûteux. Par exemple, les systèmes multi-passages utilisés pour le pompage des disques minces sont complexes et onéreux.

Nous allons donc passer en revue les concepts utilisés par les différentes architectures laser ainsi que les performances clés issues de la bibliographie. Le cadre de cette étude se limite aux lasers émettant à une longueur d'onde autour de $1 \mu m$ qui sont les plus couramment utilisés. Étant donné que l'amplificateur est l'objet d'étude de cette thèse, une attention particulière est portée sur ce type de système au travers du choix des exemples issus de la bibliographie.

1.2 La fibre optique

1.2.1 Le concept

Seulement quatre ans après la découverte du laser, un premier laser à fibre optique dopée aux ions néodymes et pompé par flash a été démontré en 1964 [Koester 64]. Le principal avantage de cette architecture est que le guidage du faisceau signal dans le cœur de la fibre optique maintient les faisceaux confinés sur de très grandes longueurs devant la distance de Rayleigh du faisceau. Les fibres optiques à double gaine introduites en 1988 [Snitzer 88] permettent l'utilisation de diodes de pompe multimodes de forte puissance tout en conservant un faisceau signal monomode. Comme le montre la figure 1.1, ces fibres en silice ont une double structure de guidage composée de deux cœurs concentriques pour le signal et la pompe. Le premier cœur a une large ouverture numérique (ON) et un diamètre de plusieurs centaines de microns. Il permet de guider des faisceaux de pompe fortement multimodes issus des diodes laser de pompe. Sa partie extérieure ne contient pas d'ions actifs et ne sert qu'à transporter et confiner le faisceau de pompe. Au centre du cœur de pompe se trouve le cœur actif dopé avec des ions terres-rares. Il a un diamètre typique de 5 à 100 μm ¹ et peut être monomode transverse pour le signal. Cette structure double gaine permet d'utiliser des diodes de pompe fortement multimodes tout en conservant une absorption localisée uniquement dans le cœur actif où se trouve le signal. Grâce aux techniques de soudure, les composants optiques fibrés peuvent être assemblés pour construire des systèmes extrêmement robustes et fiables. Cela représente un avantage compétitif majeur en termes de fiabilité par rapport aux systèmes utilisant des éléments optiques en espace libre. En effet, une grande partie des problématiques de contrôle des environnements thermo-mécanique et physico-chimique du laser peut être réglée en utilisant des systèmes fibrés monolithiques.

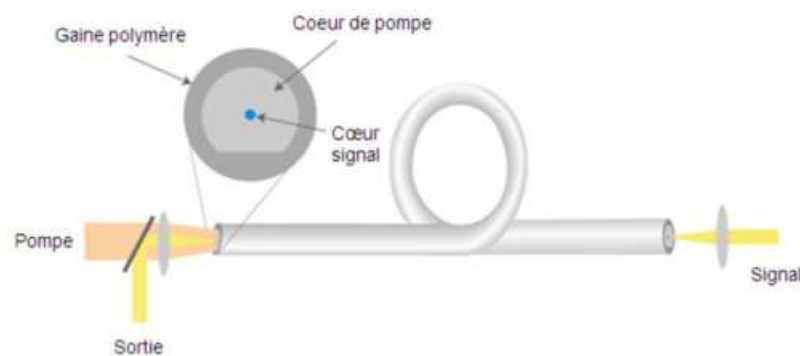


FIGURE 1.1 – Schéma de principe d'un amplificateur à fibre double gaine.

L'ytterbium est l'ion terre rare le plus couramment utilisé comme élément actif pour une émission autour de 1 μm . Il présente une structure électronique plus simple et un défaut quantique plus faible que son cousin le néodyme. Nous allons donc nous intéresser à l'état de l'art des fibres optiques dopées ytterbium.

1. Les fibres aux plus grands diamètres de cœur utilisent la technologie des fibres à cristaux photoniques.

Bien que les sections efficaces d'émission soient souvent plus faibles dans un milieu amorphe que dans un cristal, le gain laser qui peut être obtenu dans les fibres optiques est très grand par rapport aux cas des cristaux. Cela vient du confinement des faisceaux et des grandes longueurs d'interaction obtenus grâce au guidage optique de la pompe et du signal. Cependant, le guidage favorise aussi l'émission spontanée amplifiée qui entre en compétition avec le signal et peut limiter le gain utile des fibres optiques actives.

La géométrie singulière des fibres, avec un très fort rapport surface sur volume, permet une excellente gestion des phénomènes thermiques. Le guidage optique limite aussi fortement les effets de la lentille thermique qui posent problème avec les cristaux massifs.

Le confinement du signal par le guidage implique aussi de très fortes intensités dans la fibre optique. Le seuil de dommage de surface étant autour de $10 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ [Dawson 08], la puissance maximale tolérable dans une fibre optique de $6 \mu\text{m}$ de diamètre de cœur est d'environ 300 W . Les fortes intensités peuvent aussi être à l'origine d'effets non-linéaires tels que l'auto-modulation de phase, la diffusion Brillouin stimulée ou la diffusion Raman stimulée qui limitent l'utilisation de fortes puissances crêtes ou moyennes. Pour les sources à spectre fin ($\Delta\nu < 10 \text{ MHz}$), la puissance crête est limitée à quelques centaines de watts par la diffusion Brillouin stimulée [Jeong 07]. En revanche, lorsque le spectre d'émission est plus large, la diffusion Raman stimulée et l'auto-modulation de phase limitent généralement la puissance crête à des valeurs de l'ordre du MW malgré les diverses stratégies élaborées pour repousser ces limites [Richardson 10]. Par ailleurs, l'effet Kerr spatial est aussi à l'origine du phénomène d'auto-focalisation qui peut entraîner un effondrement du faisceau sur lui-même dans la fibre et son endommagement. Pour la silice, le seuil d'auto-focalisation est de 4 MW .

De nombreux efforts de développement ont donc porté sur la conception de fibres à large aire modale. La réduction d'intensité² obtenue grâce à la plus grande taille de cœur de ces fibres permet de prévenir les problèmes associés aux fortes intensités. Malheureusement, il est assez difficile de concevoir des fibres avec de larges diamètres de cœur tout en conservant un faisceau monomode transverse. Une solution consiste à utiliser des fibres à cristaux photoniques avec lesquelles il est possible d'obtenir jusqu'à environ $100 \mu\text{m}$ de diamètre effectif de cœur tout en conservant d'excellentes qualités de faisceaux ($M^2 < 1,3$) [Limpert 06]. La figure 1.2 montre une vue en coupe d'une fibre à cristaux photoniques. La structure double cœur est obtenue grâce à une gaine d'air ("Air-clad") qui assure le guidage de la pompe avec une large ouverture numérique. Cela permet de coupler de fortes puissances de pompe avec des diodes laser fortement multimodes. Un réseau de trous d'air assure le guidage du signal dans le cœur dopé de la fibre. Les larges diamètres de cœurs monomodes pour le signal sont associés à de faibles ouvertures numériques typiquement inférieures à $0,04$. Du fait de la présence du réseau de trous d'air, ces fibres sont aussi difficiles à souder et ne présentent donc pas l'avantage des systèmes à fibres optiques classiques. Cependant, de récents résultats montrent qu'il est possible de souder certaines de ces fibres avec des diamètre de cœur de $40 \mu\text{m}$ et de les utiliser

2. Dans la communauté, l'éclairement au sens radiométrique (en W/cm^2) est communément appelé intensité par abus de langage.

dans des systèmes monolithiques [Machinet 13].

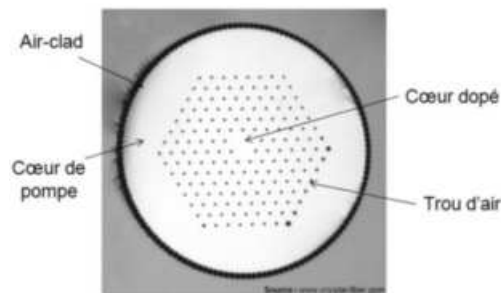


FIGURE 1.2 – Vue en coupe d'une fibre à cristaux photoniques à large cœur.

L'emploi de ces structures à cristaux photoniques imposent quelques contraintes à l'utilisation. Afin de ne pas déformer les structures et changer ainsi les propriétés optiques du guide d'onde, il faut limiter la courbure imposée aux fibres. Par exemple, pour une fibre standard "DC-200/40-PZ-Yb" (NKT), le rayon de courbure minimum est spécifié à 15 cm . Dans le cas des fibres à très large cœur, on parle de fibres de type barreau car elles sont rendues complètement rigides par une gaine en verre pour éviter toute déformation. Leur longueur caractéristique va de quelques dizaines de centimètres au mètre ce qui implique un encombrement important pour les systèmes qui l'utilisent. Dans ces fibres à cristaux photoniques, les puissances moyennes sont limitées par des instabilités modales qui interviennent autour de quelques centaines de watts [Johansen 13, Laurila 12].

1.2.2 Performances

L'excellente gestion de l'évacuation de chaleur procurée par la géométrie des fibres permet d'atteindre des puissances de l'ordre de 10 kW en continu avec un faisceau monomode transverse [Gaspontsev 09]. Des systèmes délivrant plusieurs kilowatts de puissance moyenne sont disponibles commercialement avec des faisceaux monomodes transverses et des efficacités électrique-optique supérieures à 30% [IPG].

Pour les amplificateurs en régime femtoseconde, une puissance record de 830 W avec des impulsions de 640 fs à 78 MHz a été mesurée en sortie d'un amplificateur à dérive de fréquence en utilisant une fibre à saut d'indice avec un diamètre de mode de $27\text{ }\mu\text{m}$ [Eidam 10]. Avec une puissance injectée inférieure à 50 W et une puissance de pompe de 1450 W , cet amplificateur présente une efficacité d'extraction supérieure à 50%. En combinant un fort étirement à 3 ns avec l'utilisation d'une fibre barreau de $85\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre de cœur, la même équipe a réussi à générer des impulsions de $2,2\text{ mJ}$ avec des durées de 500 fs [Eidam 11].

1.3 Le cristal massif classique

1.3.1 Le concept

Les cristaux lasers dopés Ytterbium tels que l'Yb:YAG présentent de nombreux avantages par rapport aux milieux amorphes comme la silice utilisée pour les fibres optiques. Leurs propriétés thermo-mécaniques généralement supérieures par un ordre de grandeur leurs permettent de supporter de plus fortes puissances de pompe pour une même géométrie. Par ailleurs, la section efficace d'émission est par exemple environ 4 fois plus élevée pour l'Yb:YAG que pour l'Yb:verre. Les configurations les plus classiques en pompage longitudinal présentent l'avantage d'être très simples à mettre en place mais sont rapidement limitées en puissance moyenne par les phénomènes thermiques.

1.3.2 Performances

Le pompage longitudinal est une des configurations les plus utilisées avec les cristaux massifs. Il présente l'avantage de proposer un bon recouvrement géométrique entre le volume pompé et celui traversé par le faisceau signal. En revanche, la forte divergence des faisceaux multimodes issus des diodes laser de pompe limite la longueur des cristaux (c.f. 1.3) et oblige à utiliser de forts dopages. L'absorption locale et l'échauffement associé sont alors très importants et limitent la puissance de pompe maximale. Dans ces configurations, des puissances laser typiques de l'ordre de quelques dizaines de watts obtenues [Dong 07, Huber 10]. Les systèmes basés sur ces architectures classiques sont donc limités à de faibles puissances moyennes par les effets thermiques.

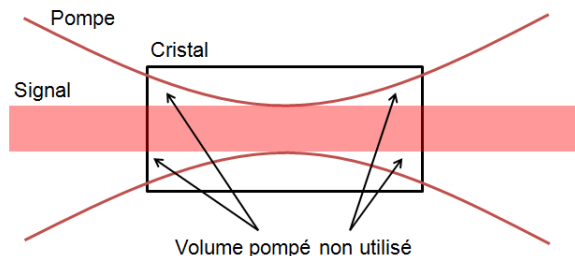


FIGURE 1.3 – Illustration du problème de recouvrement entre le volume pompé et le volume traversé par le faisceau signal dans un cristal massif.

La majeure partie des systèmes décrits dans la littérature fait donc appel à différentes stratégies alternatives pour dimensionner des systèmes de forte puissance. L'une d'elle consiste à tirer parti des gains en conductivité thermique et en section efficace d'émission obtenus à températures cryogéniques. Par exemple, une amplification d'impulsions picoseconde de 4 W à 287 W a été mesurée en deux passages en utilisant une puissance de pompe de 700 W et deux cristaux d'Yb:YAG maintenus à 77 K [Hong 08]. Par ailleurs, un gain de 32 dB et des impulsions de 8 mJ à 2 kHz ont été démontrés avec un amplificateur régénératif Yb:YAG opérant à température cryogénique [Hong 10]. Bien que ces performances soient compétitives, l'utilisation de la cryogénie représente un obstacle important à l'industrialisation de ces systèmes.

1.4 Le disque mince

1.4.1 Le concept

Le concept du disque mince a été introduit en 1994 par l'équipe d'A. Giesen de l'IFSW à l'Université de Stuttgart et est aujourd'hui utilisé à grande échelle dans des systèmes industriels [Giesen 94, Sutter 12]. Les disques minces sont des cristaux aux dimensions caractéristiques de quelques centaines de micromètres d'épaisseur et un diamètre de l'ordre d'un centimètre. Comme le montre la figure 1.4, une des faces du disque est refroidie et est traitée pour être hautement réfléchissante aux longueurs d'onde de pompe et laser. Dans cette configuration, le transport de chaleur se fait le long de l'axe de symétrie du disque. Par conséquent, les effets de lentille thermique ainsi que les contraintes mécaniques s'en trouvent fortement réduites. Le dimensionnement en puissance peut se faire relativement simplement en ajustant le diamètre du faisceau de pompe sur le disque.

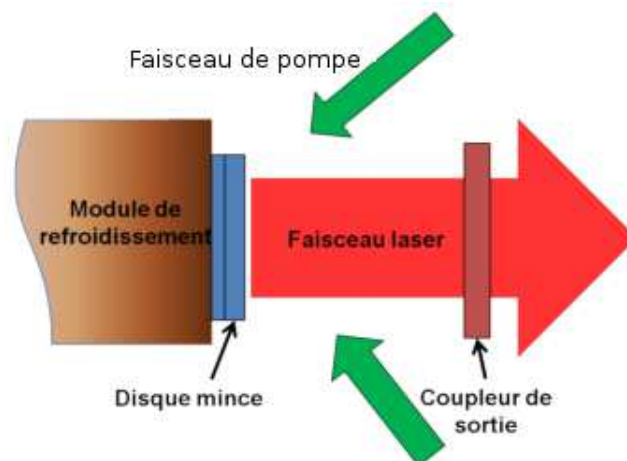


FIGURE 1.4 – Schéma de principe d'une cavité laser à disque mince.

La faible épaisseur du milieu à gain limite aussi bien le gain par passage à la longueur d'onde laser que l'absorption du faisceau de pompe en pompage longitudinal. Un système optique permettant de faire de multiples passages du faisceau de pompe a été développé de manière à atteindre de fortes absorptions totales. Il utilise un jeu de prismes et un miroir parabolique pour passer de nombreuses fois en réflexion sur le disque mince. La figure 1.5 montre un exemple de système optique utilisé pour effectuer 24 passages du faisceau de pompe en réflexion sur disque mince. Bien que ces montages soient disponibles commercialement et que leur production soit bien maîtrisée, leur complexité intrinsèque implique des coûts de fabrication conséquents. Pour le signal, le faible gain disponible n'est pas problématique pour les oscillateurs et un seul passage dans le disque mince est bien souvent suffisant à condition d'utiliser des coupleurs de faible transmission. En revanche, l'utilisation de cette technologie pour concevoir des amplificateurs nécessite de multiples passages pour un gain qui reste faible. Les applications de cette technologie en amplificateur se concentrent donc autour de systèmes régénératifs et des amplificateurs de forte puissance à faible gain.

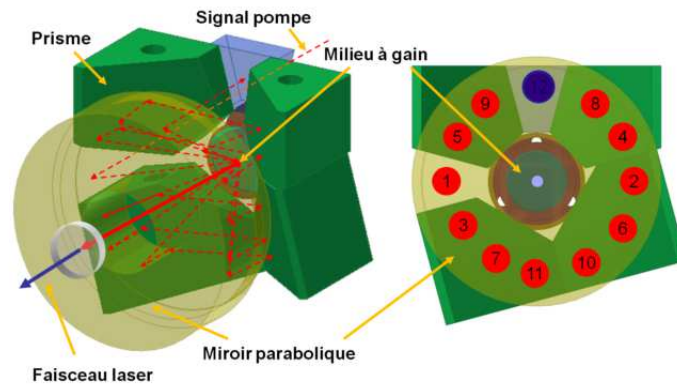


FIGURE 1.5 – Système de pompage 24 passages d'un disque mince. Propriété de l'IFSW à Stuttgart.

1.4.2 Performances

En régime d'émission continue, les oscillateurs à disque mince Yb:YAG permettent d'atteindre des puissances moyennes de plusieurs kilowatts pour des faisceaux multimodes transverse. Par exemple, D. Blázquez-Sánchez et al. ont obtenu une puissance moyenne de 5 kilowatts avec une cavité contenant un seul disque mince et un faisceau de sortie avec un M^2 de 9 [Blázquez-Sánchez 11]. Pour des faisceaux proches de la limite de diffraction, les records de puissance actuels avec des cavités classiques contenant un seul disque mince sont autour de 500 W [Killi 09, Mende 09]. Plus récemment, l'utilisation d'un miroir déformable pour compenser les aberrations du disque a permis d'atteindre 815 W avec un M^2 inférieur à 1,4 [Piehler 12]. On peut aussi citer le pompage de l'Yb:LuAG à 969 nm grâce auquel une puissance moyenne de 742 W a été démontrée avec un M^2 de 1,5 [Weichelt 12]. Finalement, une publication très récente décrit la démonstration d'un oscillateur à disque mince Yb:YAG avec une puissance de sortie de 1,1 kW et un M^2 inférieur à 1,5 sans compenser les aberrations [Peng 13].

Les disques minces permettent aussi d'obtenir de fortes puissances en régime de verrouillage des modes en phase. Par exemple, avec une cavité à disque mince Yb:YAG sous vide, C. Saraceno et al. ont obtenu une puissance moyenne record de 275 W avec des impulsions de 583 fs à une cadence de 16,3 MHz directement en sortie d'oscillateur [Saraceno 12].

Les amplificateurs régénératifs à disque mince sub-10 ps sont disponibles commercialement et délivrent des puissances moyennes de l'ordre de 100 W avec des efficacités optique-optique de 45% pour des cadences de 200 kHz à 800 kHz [Sutter 12]. Ils permettent d'atteindre de fortes énergies avec par exemple 25 mJ à 3 kHz pour des impulsions de 1,6 ps [Metzger 09]. Malgré le faible gain délivré par les disques minces, ils peuvent aussi être utilisés dans des systèmes passifs d'amplification de puissance multi-passages. En utilisant l'amplification à dérive de fréquence et plusieurs étages d'amplificateurs passifs à disque mince, J. Tümmler et al. ont généré des impulsions picoseconde de plus de 300 mJ à une cadence de 100 Hz [Tümmler 09]. La figure 1.6 montre le schéma d'un amplificateur 12 passages "haute énergie" avec un gain global de 2,8.

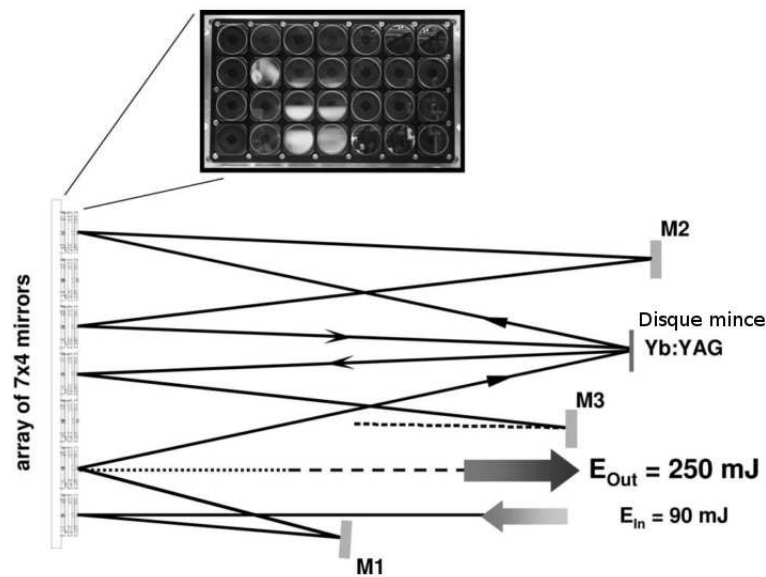


FIGURE 1.6 – Amplificateur haute énergie à disque mince 12 passages. [Tümmler 09]

1.5 Le slab

1.5.1 Le concept

Les slabs ont des dimensions caractéristiques de $10 \times 10 \text{ mm}$ de côté pour une faible épaisseur d'environ 1 mm . Ces dimensions sont parfaitement adaptées au pompage par des barrettes de diodes de puissance qui émettent des faisceaux très asymétriques. En effet, les diodes de puissance émettent généralement un faisceau monomode transverse le long d'un axe et fortement multimode le long de l'autre axe. En revanche, les faisceaux issus des barrettes de diode ne peuvent être utilisés directement à cause de l'inhomogénéité spatiale de la distribution d'intensité. En effet, ces inhomogénéités spatiales peuvent entraîner des dégradations de qualité de faisceau et l'endommagement des cristaux à cause de la présence de sur-intensités locales³. Il faut donc passer par une étape de mise en forme du faisceau pour homogénéiser la distribution d'intensité de pompe [Du 98] ce qui rend les modules de pompage des slabs relativement complexes. La taille du faisceau de pompe typique dans les slabs est de 10 mm de large sur quelques centaines de micromètres de hauteur.

En amplificateur passif, une mise en forme ingénieuse du faisceau signal permet de réaliser de multiples passages tout en augmentant la taille du faisceau sur l'axe lent (axe x sur la figure 1.7) passage après passage [Russbuedt 09]. Sur l'axe rapide (y), la lentille thermique est au centre d'une cavité plan-plan de longueur égale à deux fois la focale de la lentille thermique (figure 1.7). Ainsi, le faisceau signal conserve la même taille le long de l'axe rapide passage après passage.

3. Les sur-intensités locales sont aussi appelés points chauds.

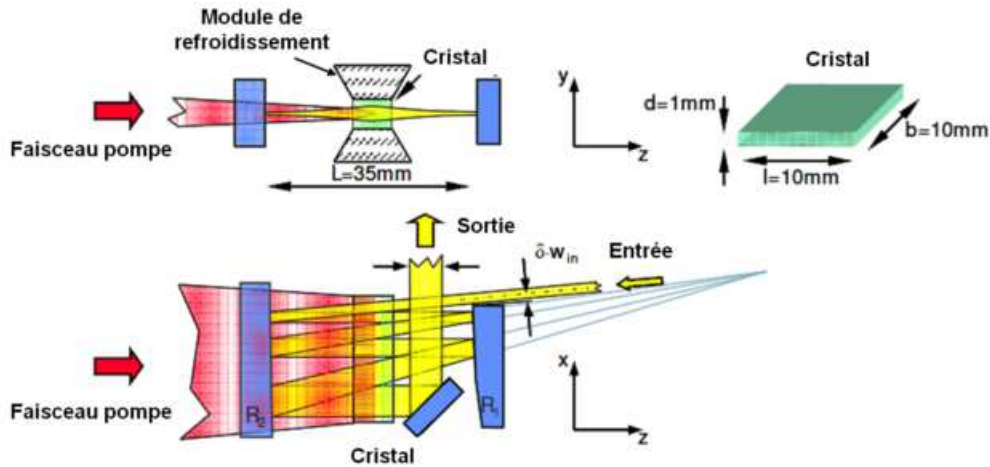


FIGURE 1.7 – Amplificateur laser à slab. [Russbuedt 09]

1.5.2 Performances

Une puissance de 620 W a été obtenue en sortie d'un amplificateur après 7 passages dans un cristal Yb:YAG dopé 2,5% et pompé avec 1250 W (figure 1.8) [Russbuedt 10]. Pour cet amplificateur à dérive de fréquence, une puissance injectée de seulement $2,3\text{ W}$ a été utilisée. Le faisceau amplifié présente une qualité spatiale proche de celle d'une faisceau gaussien TEM_{00} avec un M^2 d'environ 1,4 sur les 2 axes. Les auteurs ont aussi pu atteindre une puissance record de $1,1\text{ kW}$ en régime femtoseconde après 1 passage supplémentaire dans un second amplificateur slab. Remarquons que la qualité de faisceau est limitée par les effets thermiques à ces niveaux de puissance élevés avec un M^2 de 2,8 sur l'axe pour lequel la lentille thermique est forte. Les amplificateurs slab permettent aussi d'extraire de fortes énergies. Par exemple, des énergies de 20 mJ ont été atteintes avec des impulsions sub-picoseconde étirées à $2,3\text{ ns}$ [Schulz 11].

Remarque Les sociétés EdgeWave et Amphos commercialisent des systèmes qui utilisent la technologie des slabs.

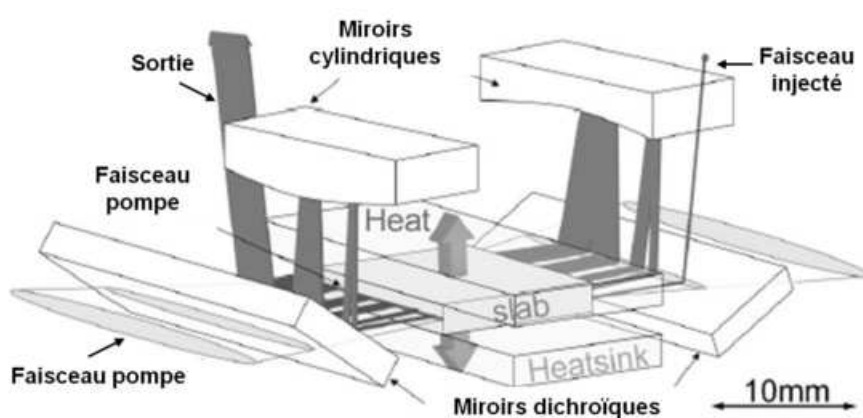


FIGURE 1.8 – Amplificateur laser à slab. Vue 3D. [Russbuedt 10]

1.6 La fibre cristalline

1.6.1 Le concept

Le concept de la fibre cristalline a été développé dans le cadre d'une collaboration entre l'entreprise lyonnaise Fibercryst et le Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique. L'idée est de proposer une architecture laser à la frontière entre celle des fibres optiques et celle des cristaux massifs. La géométrie des cristaux est cylindrique et se caractérise par son petit diamètre de $400\ \mu\text{m}$ à $1\ \text{mm}$ et sa longueur de quelques centimètres. La surface extérieure du cristal doit présenter une très faible rugosité de manière à ce que la lumière puisse être guidée efficacement dans le barreau. Les faces d'entrée et de sortie des faisceaux sont traitées anti-reflets pour limiter les pertes aux interfaces. Comme le montre la figure 1.9, le faisceau de pompe se propage longitudinalement et est guidé dans la fibre cristalline par réflexion totale interne alors que le signal est en propagation libre au centre. Grâce à l'effet de concentration de la pompe par le guidage, cette approche permet de répartir la puissance de pompe absorbée sur la longueur du cristal et d'utiliser des puissances de pompe plus élevées que dans un cristal massif. Nous verrons aussi dans le chapitre suivant que le petit diamètre de la fibre cristalline peut permettre de réduire l'augmentation de température dans le cristal. Par ailleurs, le grand diamètre du faisceau signal qui peut être de plusieurs centaines de micromètres et la faible longueur du milieu font de la fibre cristalline une architecture moins sensible aux effets non-linéaires que les fibres classiques. Un autre avantage de cette approche réside dans sa simplicité de mise en œuvre grâce à l'utilisation de diodes de pompe fibrées en pompage longitudinal.

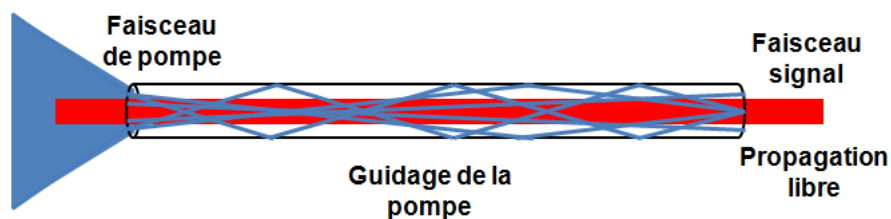


FIGURE 1.9 – Schéma de principe de la fibre cristalline.

1.6.2 Performances en oscillateur

Les premières démonstrations laser basées sur cette architecture ont été réalisées en oscillateur avec des fibres Nd:YAG de $1\ \text{mm}$ de diamètre et $5\ \text{cm}$ de longueur. Une puissance supérieure à $10\ \text{W}$ a été obtenue en régime continu avec une diode de pompe fibrée de $60\ \text{W}$. En régime déclenché, des impulsions de $11\ \text{ns}$ et $4,5\ \text{mJ}$ ont été observées à $1\ \text{kHz}$ ce qui correspond à une puissance crête de $360\ \text{kW}$ [Didierjean 06, Didierjean 07].

L'étude des oscillateurs à fibre cristalline Yb:YAG a fait l'objet d'une partie de la thèse de Damien Sangla [Sangla 09a]. En continu, il a atteint une puissance moyenne record de $65\ \text{W}$ avec un M^2 inférieur à 2,5 pour une puissance pompe de $200\ \text{W}$ à $940\ \text{nm}$. Des impulsions de $1\ \text{mJ}$ et $13\ \text{ns}$ ont aussi été obtenues en régime déclenché. L'énergie des impulsions obtenues a été limitée par les seuils de dommage des traitements anti-reflets sur les faces de la fibre

cristalline estimés à 2 J/cm^2 . L'énergie maximale a été extraite avec un coupleur de 80% de transmission ce qui indique que le gain double passage est supérieur à 5. Cela montre que le gain obtenu est élevé et laisse entrevoir un potentiel intéressant des amplificateurs à fibre cristalline Yb:YAG.

1.6.3 Amplificateurs à fibre cristalline Nd:YAG

Les premiers amplificateurs à fibre cristalline ont été développés pendant la thèse d'Igor Martial [Martial 11a, Martial 11b]. Il a travaillé avec des fibres cristallines Nd:YAG pompées à 808 nm par une diode laser fibrée émettant une puissance de 60 W ($100 \mu\text{m}$ de diamètre de cœur pour une ouverture numérique de 0,22). La figure 1.10 montre le montage qui a été utilisé pour amplifier différents micro-lasers émettant autour de 1064 nm . Pour une focalisation de la pompe sur un diamètre de $400 \mu\text{m}$, le gain petit signal simple passage mesuré était supérieur à 100. A une cadence de 1 kHz et avec un pompage en quasi continu, des impulsions de $2,7 \text{ mJ}$ ont été obtenues en amplification double passage avec un gain de 48 et une efficacité d'extraction de 29%. Une puissance crête record de 6 MW a été atteinte avec l'amplification de ces impulsions de 400 ps . Pour un pompage continu et une source déclenchée à 42 kHz , le maximum de puissance extraite était supérieure à 15 W pour une injection de 5 W en simple passage. Les faisceaux obtenus après amplification sont proches de la limite de diffraction avec des M^2 autour de 1,4.

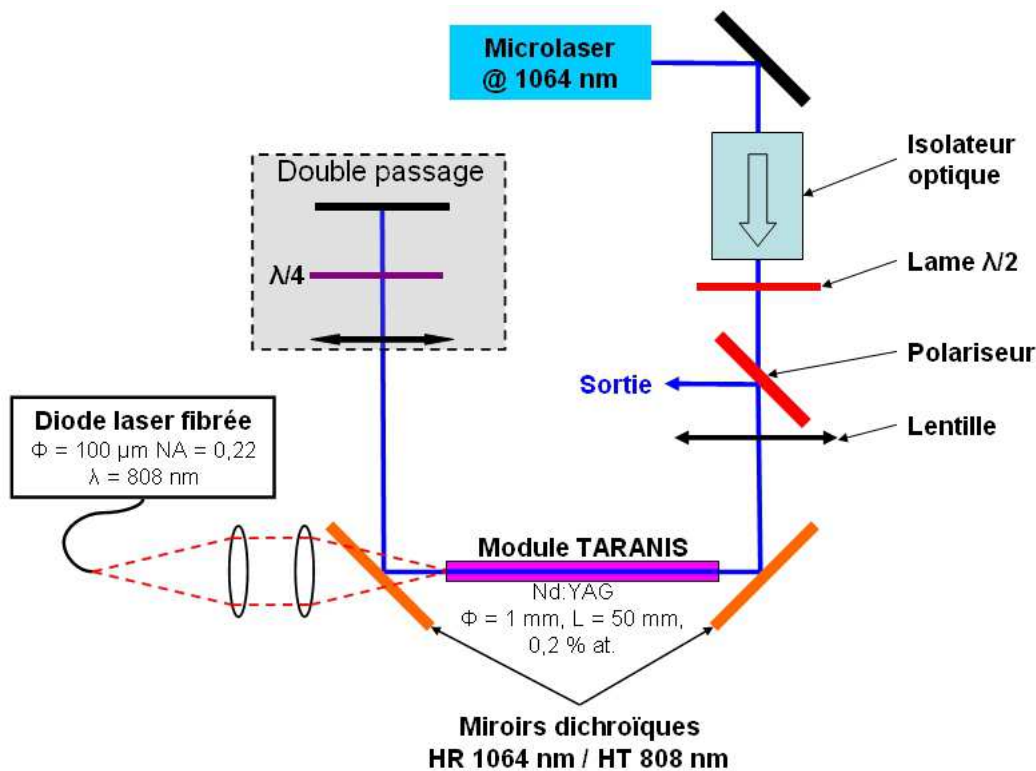


FIGURE 1.10 – Amplificateur à fibre cristalline en configuration double passage [Martial 11b]. Module Taranis : produit Fibercryst incorporant une fibre cristalline.

Ces travaux ont démontré l'avantage de la fibre cristalline en amplificateur par rapport aux approches classiques basées sur les cristaux massifs ou les fibres optiques actives. Avec un montage simple, cette approche permet de faire mieux que les fibres en termes d'énergie et mieux que les cristaux massifs classiques en puissance moyenne.

1.6.4 Première expérience d'amplification avec des fibres cristallines Yb:YAG

Quelques mois avant le début de ma thèse, Yoann Zaouter a démontré une première expérience d'amplification directe d'un laser femtoseconde avec un amplificateur à fibre cristalline Yb:YAG [Zaouter 11]. La pompe est une diode fibrée de 200 W avec un faisceau de 200 μm de diamètre en sortie de fibre et une ouverture numérique de 0,22. Deux doublets permettent de focaliser la pompe sur un diamètre de 400 μm dans une fibre cristalline Yb:YAG de 1 mm de diamètre, 40 mm de longueur et avec un dopage de 1 at. %. Le refroidissement est assuré par une monture en cuivre avec de la graisse thermique [Sangla 09a]. L'oscillateur utilisé pour l'expérience est un Mikan produit par Amplitude Systèmes. Il délivre des impulsions de 220 fs à une cadence de 30 MHz avec une puissance moyenne de 600 mW et un faisceau gaussien monomode ($M^2 = 1,1$) à 1030 nm.

En deux passages, un gain de 30 a été mesuré avec une puissance de sortie de 12 W pour une injection de 400 mW. Le rétrécissement spectral par le gain reste modéré et les impulsions en sortie ont une durée de 330 fs. Par ailleurs, la qualité de faisceau n'est que légèrement détériorée pendant l'amplification et le M^2 du faisceau de sortie est inférieur à 1,5.

Cette première expérience d'amplification en régime femtoseconde a permis d'obtenir des résultats très encourageants pour la suite. Elle a montré que le gain des fibres cristallines Yb:YAG pouvait être grand tout en conservant des impulsions courtes et avec une bonne qualité de faisceau.

1.7 Comparaison

Le tableau 1.1 résume notre comparaison entre les différentes géométries laser. La fibre optique est simple à mettre en œuvre et présente aussi l'avantage d'avoir un fort gain. Elle offre une bonne gestion des phénomènes thermiques, ce qui donne accès à des puissances moyennes de plusieurs kilowatts. En revanche, ses principaux inconvénients sont les limites en puissance crête et en énergie. Quant au cristal massif, il a pour principal avantage d'être très simple à l'utilisation mais est fortement limité en puissance moyenne. Par ailleurs, le disque mince et le slab sont deux dérivés du cristal massif qui permettent de mieux gérer les effets thermiques et d'obtenir ainsi de fortes puissances moyennes ainsi que des énergies et des puissances crêtes beaucoup plus élevées qu'avec les fibres. En revanche, ces systèmes sont complexes et relativement coûteux. Finalement, la fibre cristalline se présente donc comme un compromis entre la fibre optique et le cristal massif. Elle est simple à utiliser et permet d'atteindre des énergies et des puissances crêtes difficiles à obtenir avec des fibres optiques. Par rapport au cristal massif,

elle permet de travailler avec des gains et des puissances moyennes plus élevées grâce à une meilleure gestion de la thermique et au guidage du faisceau de pompe.

	Cristal massif	Fibre optique	Disque mince	Slab	Fibre cristalline
Puissance moyenne	-	+++	+++	++	+
Énergie	++	-	+++	++	+
Gain	+	+++	-	++	++
Simplicité	+++	+++	-	-	+++

TABLE 1.1 – Comparaison du potentiel des différentes architectures laser.

L'utilisation des fibres cristallines Yb:YAG comme amplificateur présente un potentiel technologique important. Comme nous l'avons déjà évoqué, la géométrie hybride de la fibre cristalline, à la frontière entre le cristal massif et la fibre optique, permet d'obtenir des performances compétitives avec des systèmes très simples. Les premiers résultats obtenus avec la fibre cristalline en amplificateur sont très encourageants et motivent la poursuite dans cette voie. Par ailleurs, l'utilisation de l'Yb:YAG présente plusieurs avantages par rapport au Nd:YAG. Avec un pompage à 940 nm pour un effet laser à 1030 nm, le défaut quantique de l'Ytterbium (9%) est plus faible que celui du Nd:YAG (24%). Nous pouvons donc espérer monter plus facilement en puissance grâce à la réduction des effets thermiques. En outre, contrairement au cas du Nd:YAG, la largeur à mi-hauteur de la raie d'émission à 1030 nm de l'Yb:YAG (environ 9 nm) est suffisante pour amplifier des impulsions courtes en régime sub-picoseconde.

Cette partie est donc consacrée à l'étude d'amplificateurs à fibre cristalline Yb:YAG. Elle porte sur l'exploration du potentiel de l'architecture pour la forte puissance et ses applications. Avant de présenter les résultats expérimentaux en détails dans les chapitres 3 à 6, nous allons revenir sur l'étude du guidage de la pompe dans la fibre cristalline ainsi que ses propriétés thermiques dans le chapitre 2.

Chapitre 2

Étude de la fibre cristalline Yb:YAG

Sommaire

2.1	Rappels sur les propriétés de l'Yb:YAG	34
2.1.1	Propriétés spectroscopiques de l'ion ytterbium	34
2.1.2	Autres propriétés de l'Yb:YAG	38
2.2	Définition de la fibre cristalline	39
2.2.1	Géométrie et principe de fonctionnement	39
2.2.2	Choix de la taille du faisceau signal	39
2.2.3	Géométrie du faisceau de pompe	40
2.3	Propagation du faisceau de pompe	41
2.3.1	Confinement de l'intensité de pompe par le guidage	41
2.3.2	Distribution spatiale de la puissance absorbée	52
2.3.3	Conclusion	59
2.4	Thermique de la fibre cristalline	60
2.4.1	Dépôt de chaleur et gradient de température	60
2.4.2	Lentille thermique	61
2.4.3	Contraintes mécaniques	64
2.4.4	Le module Taranis : un environnement thermo-mécanique pour la fibre cristalline	67
2.5	Conclusion	69

2.1 Rappels sur les propriétés de l'Yb:YAG

Avant d'étudier en détails les spécificités de la géométrie des fibres cristallines, nous allons commencer par passer en revue les propriétés de l'Yb:YAG. Ces rappels rapides s'appuient sur les travaux de thèse de Sébastien Chénais et Damien Sangla [Chénais 02, Sangla 09a].

2.1.1 Propriétés spectroscopiques de l'ion ytterbium

Comme de nombreux ions lasers, l'ytterbium fait partie de la famille des lanthanides. L'ion Yb^{3+} , de configuration électronique $[Xe]4f^{13}$, a un déficit d'un électron sur sa dernière couche électronique $4f$. Cette configuration est à l'origine des propriétés optiques de l'ion et de sa structure énergétique simple à deux niveaux. Une différence d'énergie de $10\,150\text{ cm}^{-1}$ ⁽¹⁾ sépare les deux multiplets $^2F_{7/2}$ et $^2F_{5/2}$. Sous l'effet du champ cristallin, l'ion Yb^{3+} subit une levée de dégénérescence par effet Stark. Comme le montre la figure 2.1, les multiplets $^2F_{7/2}$ et $^2F_{5/2}$ se divisent respectivement en 4 et 3 sous-niveaux. La distribution des populations entre les sous-niveaux de chacun des multiplets est déterminée par la distribution de Boltzmann. A basse température, la structure électronique de l' Yb^{3+} se rapproche de celle d'un laser quatre niveaux. En revanche, à température ambiante, il faut prendre en compte la population des sous-niveaux peuplés thermiquement et on parle alors de configuration quasi-trois niveaux. Les calculs d'inversion de population devront donc prendre en compte les transitions d'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe ainsi que l'absorption à la longueur d'onde laser.

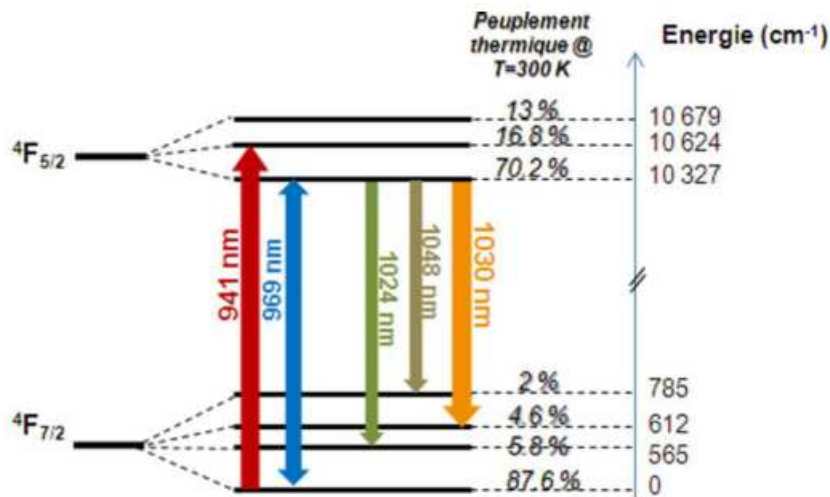


FIGURE 2.1 – Diagramme d'énergie de l'ion Yb^{3+} placé dans une matrice cristalline de YAG. Facteurs de populations thermiques donnés par la statistique de Boltzmann à une température de 300 K .

La distribution de Boltzmann donne le facteur de population f_a d'un sous-niveau a d'énergie E_a en fonction de la température T (en K) et de l'énergie de chacun des sous-niveaux E_i .

¹. Cette différence d'énergie correspond à l'énergie d'un photon avec une longueur d'onde dans le vide autour de $1\ \mu\text{m}$

$$f_a(T) = \frac{\exp(-\frac{E_a}{k_B T})}{\sum_i \exp(-\frac{E_i}{k_B T})} \quad (2.1)$$

avec k_B la constante de Boltzmann. La population d'un sous-niveau n_a peut alors être calculée simplement à partir de la population du multiplet n_m .

$$n_a(T) = f_a(T)n_m \quad (2.2)$$

Le facteur de population permet aussi de définir les sections efficaces effectives qui sont reliées aux sections efficaces spectroscopiques par les formules suivantes [Fan 95]:

$$\sigma_{abs}(\lambda, T) = f_a(T)\sigma(\lambda) \quad (2.3)$$

$$\sigma_{em}(\lambda, T) = f_b(T)\sigma(\lambda) \quad (2.4)$$

où $\sigma(\lambda)$ est la section efficace spectroscopique, $\sigma_{abs}(\lambda, T)$ la section efficace effective d'absorption, $\sigma_{em}(\lambda, T)$ la section efficace effective d'émission, $f_a(T)$ le facteur de population du sous-niveau du multiplet du bas et $f_b(T)$ le facteur de population du sous-niveau du multiplet du haut. Par la suite, nous parlerons uniquement des sections efficaces effectives. Les spectres d'absorption et d'émission de l'Yb:YAG sont représentés sur la figure 2.2.

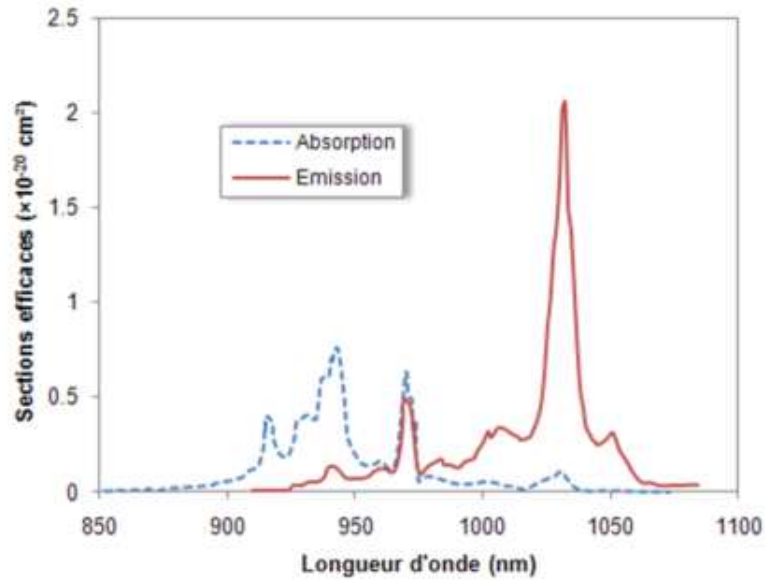


FIGURE 2.2 – Spectres de sections efficaces d'émission et d'absorption de l'Yb:YAG à 300 K. [DeLoach 93]

Le spectre d'absorption montre que l'Yb:YAG peut être pompé autour de 940 nm sur 14 nm de large à mi-hauteur ou autour de 969 nm sur 6 nm de large². Le pompage à 969 nm présente l'intérêt de pouvoir réduire le défaut quantique à moins de 6% pour une transition

² Cette transition est aussi appelée transition zéro-phonon car elle se fait entre les deux sous-niveaux du bas des deux multiplets.

laser à 1030 nm alors qu'il est de 8,7% pour un pompage à 940 nm. En revanche, la raie d'absorption est plus fine à 969 nm et demande donc d'utiliser des diodes à spectre fin. La section efficace d'émission est aussi très élevée à cette longueur d'onde et cela limite l'inversion de population atteignable par rapport au pompage à 940 nm. Dans le cadre de cette thèse, nous avons uniquement utilisé la transition à 940 nm.

La section efficace d'émission présente un maximum de $2,1 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ à 1030 nm. La raie d'émission a une largeur à mi-hauteur de 9 nm qui permet d'amplifier des impulsions courtes en régime sub-picoseconde. En revanche, la raie a aussi une forme très piquée qui peut entraîner un rétrécissement du spectre par le gain pour l'amplification d'un signal à spectre large.

Le dernier paramètre auquel nous allons nous intéresser est le temps de vie de fluorescence τ . Il correspond au temps de vie de stockage de l'énergie dans l'état excité avant désexcitation spontanée sous forme d'émission spontanée ou de transition non radiative. On distingue le temps de vie radiatif τ_{rad} du temps de vie non radiatif $\tau_{non-rad}$ à partir desquels on exprime le temps de vie de fluorescence τ .

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{non-rad}} + \frac{1}{\tau_{rad}} \quad (2.5)$$

Pour l'Yb:YAG, le temps de vie radiatif est de l'ordre de 0,95 ms [Sumida 94]. Par ailleurs, l'extinction de fluorescence par effet de concentration (ou "concentration quenching" en anglais) est à l'origine des transitions non radiatives [Yang 02]. Ce phénomène est dû au transfert d'énergie d'ions en ions qui peut aboutir à l'absorption dans un "piège radiatif". L'énergie d'un ion excité est alors perdue sous forme de chaleur. La probabilité de ces transitions, liée à celle du transfert d'énergie inter-ionique, augmente fortement avec le taux de dopage et la proximité entre les ions qui y est associée. Cet effet parasite peut être négligé pour de faibles taux de dopage (typiquement inférieurs à 5 at. %) [Dong 03]. Avec ses faibles taux de dopage typiques de 1 at. %, la fibre cristalline ne subit donc pas cet effet. Par la suite, nous prendrons $\tau = 0,95 \text{ ms}$ comme valeur du temps de vie de fluorescence.

Influence de la température sur les propriétés spectroscopiques

Les sections efficaces effectives varient avec la température pour deux raisons principales. La première est due à l'évolution des distributions de population entre les sous-niveaux avec la température (statistique de Boltzmann). Le deuxième effet est un élargissement des raies d'émission ou d'absorption lorsque la température augmente [Chen 03, Liu 07]. L'influence de la température sur les sections efficaces est donnée par les formules suivantes.

$$\sigma_{abs}(\lambda_p, T) = [1,597 \cdot \exp(-\frac{T}{423})] \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (2.6)$$

$$\sigma_{em}(\lambda_s, T) = [0,96 + 33,6 \cdot \exp(-\frac{T}{92,8})] \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (2.7)$$

avec T la température en degrés kelvin, λ_p la longueur d'onde de pompe (940 nm) et λ_s la longueur d'onde laser (1030 nm). Les sections efficaces d'émission à la longueur d'onde de

pompe et d'absorption à la longueur d'onde laser peuvent ensuite aisément être calculées à partir des facteurs de populations des sous-niveaux. Pour chaque transition, on note f_a et f_b les facteurs de population des sous-niveaux du bas et haut respectivement.

$$\sigma_{em}(\lambda_p, T) = \sigma_{abs}(\lambda_p, T) \cdot \frac{f_b(T)}{f_a(T)} \quad (2.8)$$

$$\sigma_{abs}(\lambda_s, T) = \sigma_{em}(\lambda_s, T) \cdot \frac{f_a(T)}{f_b(T)} \quad (2.9)$$

La figure 2.3 montre l'évolution des sections efficaces avec la température. Pour le signal laser à 1030 nm, la section efficace d'émission chute de plus de 50% tandis que la section efficace d'absorption augmente d'environ 50% sur une gamme de température de 0 à 150°C. Par ailleurs, l'absorption de la pompe diminue avec la température à cause de l'augmentation de la section efficace d'émission et de la diminution de la section efficace d'absorption. Ces courbes nous montrent que l'influence de la température est très importante sur les sections efficaces. Nous pouvons donc nous attendre à une dégradation significative des performances laser avec la température.

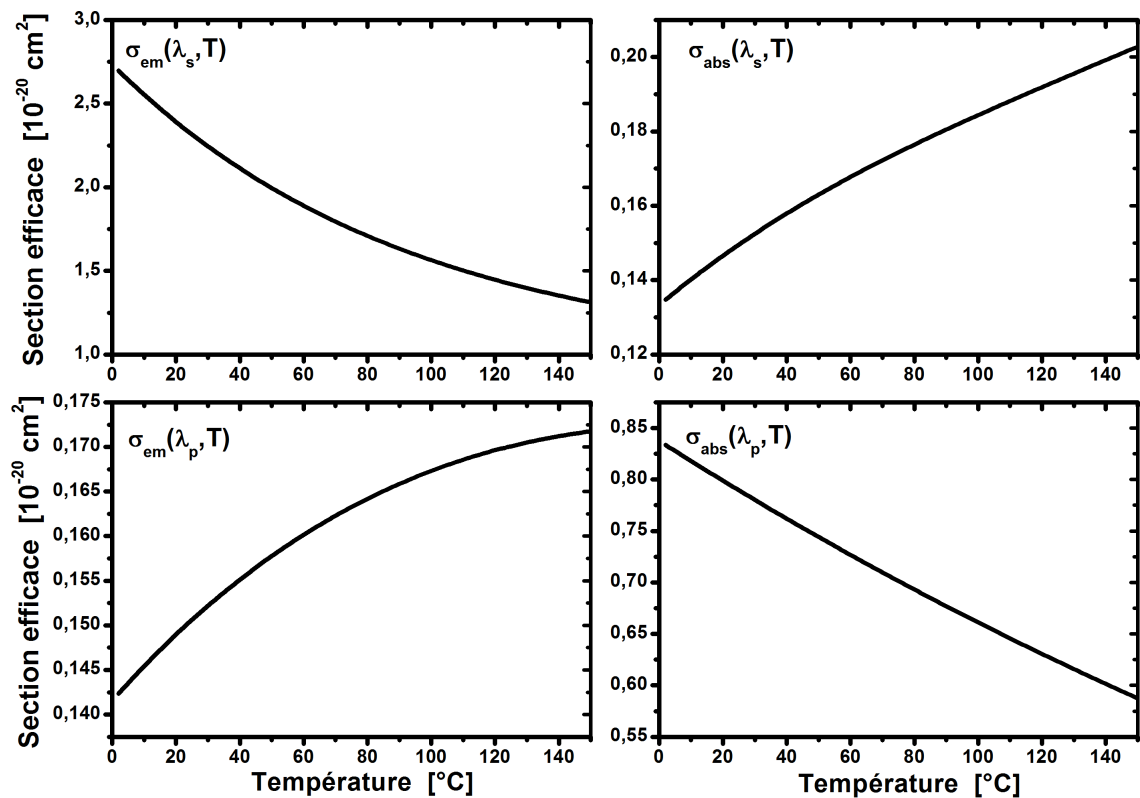


FIGURE 2.3 – Évolution des sections efficaces de l'Yb:YAG avec la température.

2.1.2 Autres propriétés de l'Yb:YAG

Les principaux paramètres optiques, mécaniques, thermiques, thermo-mécaniques et thermo-optiques dont nous aurons besoin par la suite sont résumés dans le tableau ci-dessous.

Notation	Paramètre	Valeur	Références
	Formule chimique	$Yb^{3+} : Y_3Al_5O_{12}$	[Koechner 06]
	Structure cristalline	Cubique	[Koechner 06]
$n_t^{1\%}$	Densité d'ions pour 1 at. %	$1,36 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	[Koechner 06]
n_0	Indice optique	1,82	[Koechner 06]
$\frac{dn}{dT}$	Coefficient thermo-optique	$9,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	[Koechner 06]
α_T	Coefficient d'expansion thermique	$7,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	[Wynne 99]
K_c	Conductivité thermique	$10 - 14 \text{ W/m/K}$	[Morikawa 08]
ν	Coefficient de poisson	0,25	[Koechner 06]
C_r	Coefficient élasto-optique radial	0,0032	[Chénais 02]
C_θ	Coefficient élasto-optique azimutal	-0,011	[Chénais 02]

TABLE 2.1 – Principaux paramètres optiques, mécaniques, thermiques, thermo-mécaniques et thermo-optiques du YAG à température ambiante.

Un des paramètres clés du YAG est sa forte conductivité thermique d'environ 10 W/m/K à 14 W/m/K pour un cristal non-dopé à température ambiante. Ces valeurs sont environ un ordre de grandeur plus élevées que celle du verre. La conductivité thermique du YAG décroît de manière quasi-linéaire avec la température d'environ 25% entre 0 et 150°C [Sato 09]. Elle chute aussi rapidement avec le taux de dopage [Gaumé 02]. Cependant, les faibles taux de dopage utilisés pour les fibres cristallines ($< 1 \text{ at. \%}$) permettent de bénéficier d'une conductivité thermique très proche ($\sim 95\%$) de celle du matériau non dopé. Par ailleurs, le coefficient thermo-optique augmente avec la température. Autour d'une température de 300 K , la pente vaut environ $0,028 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-2}$ [Fan 07, Aggarwal 05].

Les augmentations de températures s'accompagnent non-seulement d'une dégradation des propriétés spectroscopiques mais aussi d'une détérioration des propriétés thermiques et thermo-optique de notre matériau laser. Il est donc essentiel de bien gérer les phénomènes thermiques pour limiter les élévations de température et tirer ainsi pleinement parti des propriétés de notre cristal laser.

Maintenant que nous avons passé en revue les propriétés de notre matériau laser, nous allons nous intéresser aux autres propriétés de notre milieu à gain à commencer par sa géométrie et ses conditions d'utilisation.

2.2 Définition de la fibre cristalline

2.2.1 Géométrie et principe de fonctionnement

Les dimensions des fibres cristallines Yb:YAG ont été définies et optimisées par Damien Sangla dans le cadre du développement d'oscillateurs laser. Tous les échantillons utilisés durant cette thèse ont donc la même géométrie cylindrique et les mêmes dimensions de 4 *cm* de longueur et 1 *mm* de diamètre qui correspondent au standard défini suite à ses travaux. Par conséquent, nous allons réduire le champ de notre étude à cette géométrie particulière.

Alors que les dimensions caractéristiques d'un cristal massif sont de l'ordre de 3 à 4 *mm* de côté et de l'ordre de 10 *mm* de long, la fibre cristalline a donc une section plus faible et une longueur plus grande. Ce rapport surface sur volume plus élevé est favorable à une meilleure gestion des phénomènes thermiques.

Comme nous l'avons déjà évoqué dans l'état de l'art au sujet des fibres cristallines, le faisceau de pompe peut être guidé par réflexion sur le cylindre du cristal tandis que le signal passe en propagation libre au centre du barreau. Dans la configuration la plus utilisée, les axes de propagation des faisceaux sont confondus avec l'axe de symétrie du cristal ce qui correspond donc à un pompage longitudinal. La figure 2.4 montre une représentation schématique des faisceaux dans la fibre cristalline. Remarquons qu'il est aussi possible d'utiliser un pompage hors axe ce qui permet entre autre de s'affranchir de l'utilisation d'un miroir dichroïque [Martial 11a].

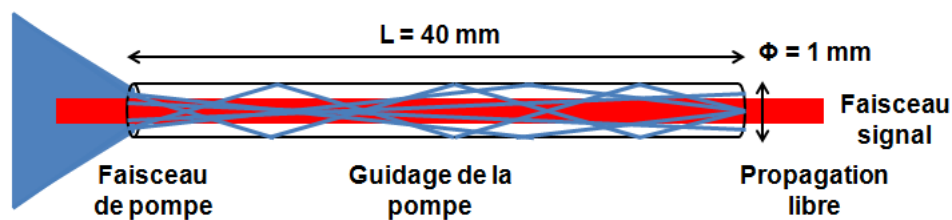


FIGURE 2.4 – Schéma de principe de la fibre cristalline.

2.2.2 Choix de la taille du faisceau signal

Le choix de la taille du faisceau signal est primordial afin de réussir à concevoir des amplificateurs laser capables d'offrir à la fois une bonne extraction de puissance et un faisceau laser proche d'un faisceau gaussien monomode TEM_{00} . Si le faisceau signal est trop petit, la part de la puissance de pompe déposée dans le volume traversé par ce dernier est faible et l'efficacité du système est limitée. Par contre, si la taille du faisceau incident est trop proche de la taille du cristal, la diffraction du faisceau signal par la fibre cristalline provoquera des pertes de puissance ainsi que la dégradation du profil spatial du faisceau de sortie. Il faut donc trouver un compromis de manière à maximiser l'extraction tout en conservant un faisceau proche du mode fondamental TEM_{00} .

De nombreuses références traitent du problème de la diffraction d'un faisceau gaussien par une ouverture circulaire. A.E. Siegman détaille un calcul analytique basé sur l'intégrale de Huygens qui donne l'intensité relative des anneaux de diffraction en champ proche η_a en fonction du paramètre de troncature δ_t [Siegman 86]. δ_t est le rapport entre le rayon de l'ouverture a et le rayon du faisceau Gaussien à $1/e^2 \omega_0$. La variation d'intensité du lobe central en champ lointain $I(r=0)/I_{max}$ peut aussi être calculée simplement à partir des paramètres de troncature. La figure 2.5 montre que pour un faisceau gaussien avec un rayon deux fois plus petit que le rayon de l'ouverture circulaire soit un $\delta_t = 2$, les anneaux de diffraction introduisent une modulation d'intensité η_a de $\pm 4\%$ en champ proche et que l'intensité au centre du faisceau chute de 4% en champ lointain. Pour des δ_t de 2, 5 et 3, ces valeurs chutent respectivement à 0, 38% et 0,025%. Ces résultats indiquent que le diamètre maximal acceptable pour le faisceau signal dans une fibre cristalline de diamètre 1 mm est de l'ordre de $400 \mu m$ à $500 \mu m$ de diamètre. Cela correspond aux paramètres utilisés pour les expériences d'amplification dans des fibres cristallines Nd:YAG [Martial 11a].

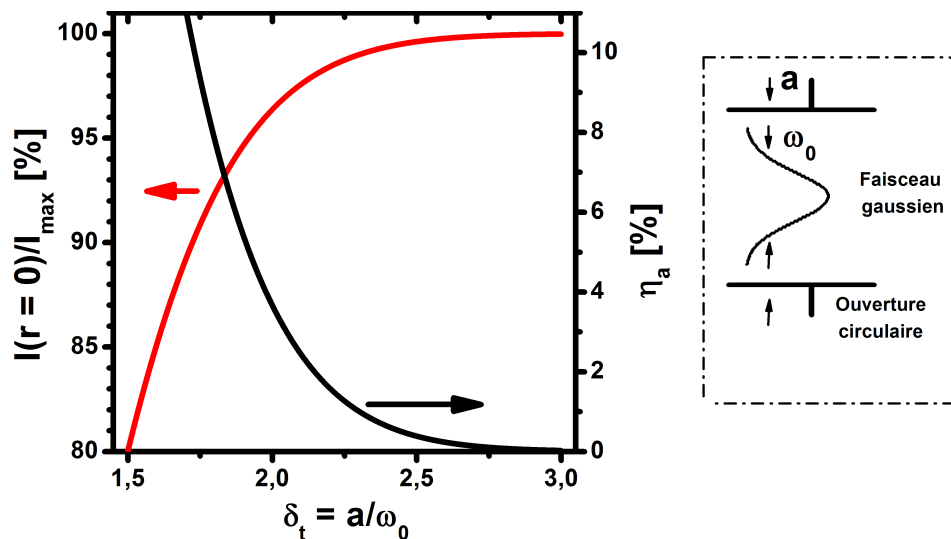


FIGURE 2.5 – Intensité relative au centre du faisceau en champ lointain $I(r=0)/I_{max}$ et taux de modulation de l'intensité des anneaux de diffraction en champ proche η_a en fonction du paramètre de troncature δ_t .

2.2.3 Géométrie du faisceau de pompe

Le pompage des fibres cristallines se fait généralement à l'aide de diodes laser de puissance couplées dans des fibres multimodes. Ces fibres se caractérisent par le diamètre de leur cœur et l'ouverture numérique du faisceau en sortie. Par exemple, le tableau 2.2 rassemble quelques valeurs typiques auxquelles nous ferons référence par la suite. Nous verrons que le recouvrement entre le faisceau de pompe et le faisceau signal est favorisé lorsque l'étendue géométrique est faible.

Diamètre du cœur (μm)	Ouverture numérique	Étendue géométrique ($mm^2 \cdot msr$)
105	0,15	0,56
100	0,22	1,21
200	0,22	4,8
400	0,22	19
600	0,22	43

TABLE 2.2 – Caractéristiques des fibres multimodes des diodes laser de pompe couramment utilisées pour nos expériences.

De manière analogue, les deux paramètres pour le faisceau de pompe incident seront le diamètre de la tache focale et l'ouverture numérique incidente. La sortie de la fibre de la diode laser de pompe est imagée dans la fibre cristalline avec un grandissement qui permet d'ajuster le diamètre du faisceau au col³. L'étendue géométrique du faisceau est conservée par l'imagerie. L'ouverture numérique incidente sur la fibre cristalline se calcule à partir du grandissement et de l'ouverture numérique en sortie de fibre.

Remarque : La radiance d'une source, en $W/m^2/sr$, correspond à sa puissance par unité de surface et d'angle solide. Elle est donnée par le rapport entre sa puissance et son étendue géométrique. Cette grandeur, aussi parfois appelée brillance dans la communauté laser (ou "brightness" en anglais), est souvent utilisée pour comparer les performances des sources entre elles.

2.3 Propagation du faisceau de pompe

Cette section rassemble les résultats d'une étude théorique et expérimentale sur la propagation du faisceau de pompe dans la fibre cristalline. L'apport de ce travail par rapport aux études précédentes est décrit par les objectifs suivants :

- Expliquer le confinement de l'intensité de pompe au centre de la fibre cristalline.
- Observer expérimentalement le confinement de l'intensité de pompe au centre de la fibre cristalline.
- Quantifier l'amélioration du recouvrement entre le faisceau signal et le faisceau de pompe apporté par le guidage du faisceau de pompe.
- Étudier l'influence de la saturation de l'absorption de la pompe.

2.3.1 Confinement de l'intensité de pompe par le guidage

Des simulations par tracé de rayons avec le logiciel Apilux présentés dans les thèses d'Igor Martial et de Damien Sangla ont permis de décrire le confinement du faisceau de pompe par le guidage (c.f. figure 2.6). L'apparition d'une concentration de l'intensité au centre du barreau a été montrée dans le cas d'un barreau à symétrie cylindrique. Ces premières observations basées sur la simulation numérique ont soulevé de nombreuses questions et nous avons cherché à y répondre en couplant une étude numérique approfondie avec des observations expérimentales.

³. Nous utiliserons le terme français col pour désigner le passage du diamètre de faisceau par un minimum qui est appelé "waist" en anglais.

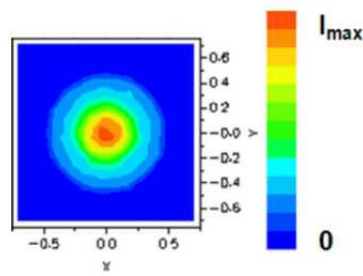


FIGURE 2.6 – Distribution d'intensité calculée dans la partie guidée (à 40 mm de la face d'entrée) avec le logiciel Apilux. Fibre cristalline de 1 mm de diamètre. Faisceau avec une ouverture numérique incidente de $0,22$ et $400\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre au col. (Extrait de la thèse de Damien Sangla) [Sangla 09a]

Confinement de l'intensité dans un barreau cylindrique: approche géométrique

L'origine physique du confinement partiel du faisceau de pompe au centre de la fibre cristalline semble être purement géométrique étant donné qu'elle a pu être décrite avec le tracé de rayons. Dans cette partie, nous allons donc simplement chercher à visualiser ce phénomène et à le comprendre de manière plus intuitive.

Sur l'axe optique Nous allons commencer par nous intéresser aux rayons qui croisent l'axe optique. Leur visualisation est aisée étant donné qu'ils sont contenus dans un plan de symétrie de la fibre cristalline. La figure 2.7 représente la fibre cristalline et deux plans de coupe:

- Une coupe longitudinale qui contient l'axe optique et est aussi plan de symétrie du système.
- Une coupe transverse à l'axe optique qui fait apparaître la projection des trajectoires des rayons dans ce plan.

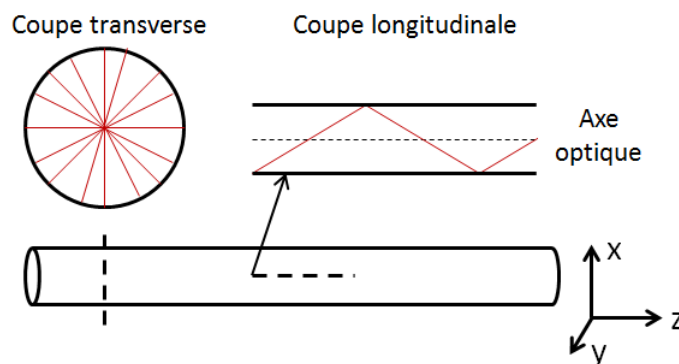


FIGURE 2.7 – Vue en coupe longitudinale et transversale de la fibre cristalline. Trajectoires projetées des rayons qui croisent l'axe optique.

Le phénomène de concentration de l'intensité au centre du cristal peut être compris en regardant la surface extérieure du cylindre comme un miroir cylindrique. Les points situés sur l'axe optique sont au centre de courbure de ce miroir et leur image est donc elle aussi située sur l'axe. Les rayons qui partent d'un même point sur l'axe optique divergent jusqu'à ce qu'ils rencontrent la surface extérieure du cylindre. Après réflexion, ils convergent à nouveau pour se croiser sur l'axe optique. Il en résulte un effet de concentration de l'intensité au centre du barreau cylindrique.

Hors-axe Les rayons qui ne se propagent pas dans des plans de symétrie du cylindre peuvent être caractérisés par la distance minimale qui sépare le rayon de l'axe optique r_0 . La figure 2.8 permet de montrer que ce paramètre caractéristique se conserve à la réflexion sur la surface du cylindre. Les deux triangles AIC et BIC ayant le segment IC en commun et deux angles égaux, nous pouvons en conclure qu'ils sont semblables et que $r'_0 = r_0$. L'effet de confinement est donc aussi conservé pour les rayons qui passent proche de l'axe optique mais ne le croisent pas. Nous pouvons en conclure que le phénomène de concentration de l'intensité de pompe au centre des fibres cristallines n'est pas transitoire et se conserve quelle que soit la longueur de la fibre.

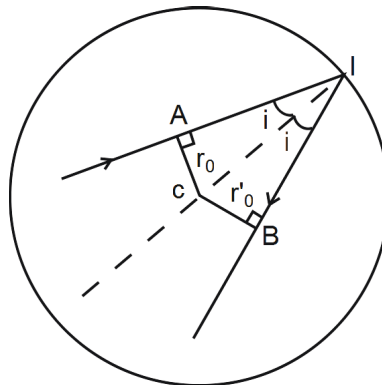


FIGURE 2.8 – Conservation de la distance minimum à l'axe optique r_0 après réflexion.

Définition du modèle de propagation

Afin d'étudier la propagation de la pompe dans la fibre cristalline, nous avons fait le choix de travailler avec un modèle de tracé de rayons qui permet de décrire simplement la propagation du faisceau de pompe fortement multimode. De nombreux logiciels permettent de faire ce type de calcul mais nous avons choisi d'utiliser un code de simulation personnalisé pour pouvoir réaliser des études numériques détaillées et prendre en compte la saturation d'absorption.

Pour commencer, il faut définir les distributions spatiales et angulaires des rayons issus de la source de pompe dans un plan. La deuxième étape consiste à écrire les équations qui permettent de calculer l'ensemble des nouvelles positions et orientations des rayons après une étape de propagation dans un petit élément de fibre cristalline.

Le profil d'intensité des diodes de pompe couplées à des fibres fortement multimodes varie d'une diode à une autre mais est souvent assez proche d'un profil d'intensité constante sur la section du faisceau⁴ [Sangla 09a]. Nous avons donc choisi de modéliser nos faisceaux de pompe avec des faisceaux de profils transverses uniformes. Les paramètres du tracé de rayons seront définis à partir du plan de focalisation auquel le diamètre de notre faisceau est minimal. Pour simplifier le problème, nous allons considérer une distribution angulaire des rayons qui est indépendante de la position de départ dans le plan focal du faisceau. Cette distribution angulaire doit être définie de manière à obtenir un profil d'intensité homogène à l'infini. Il nous faut donc une puissance par unité d'angle solide qui ne dépend pas de l'orientation.

Dans chaque plan transverse à l'axe optique, un rayon sera défini par sa position, son orientation et la puissance qu'il transporte. Les coordonnées de position et d'orientation d'un rayon sont représentés sur la figure 2.9. On notera $R(z)$ un vecteur à 5 coordonnées contenant ces informations :

$$R(z) = \begin{pmatrix} x \\ y \\ \theta_x \\ \theta_y \\ \delta P \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

où x et y sont les coordonnées de la position du rayon au point P dans un repère orthonormé \vec{x} , \vec{y} , \vec{z} où \vec{z} est l'axe optique, θ_x et θ_y les angles entre l'axe z et la projection du rayon dans les plans (\vec{x}, \vec{z}) et (\vec{y}, \vec{z}) et enfin δP la puissance optique transportée par le rayon. Comme nous le verrons par la suite, ce dernier paramètre δP permet de suivre la puissance dans chacun des rayons et d'étudier ainsi des cas plus complexes dans lesquels l'absorption varie avec la position dans le cristal à cause de la saturation de l'absorption.

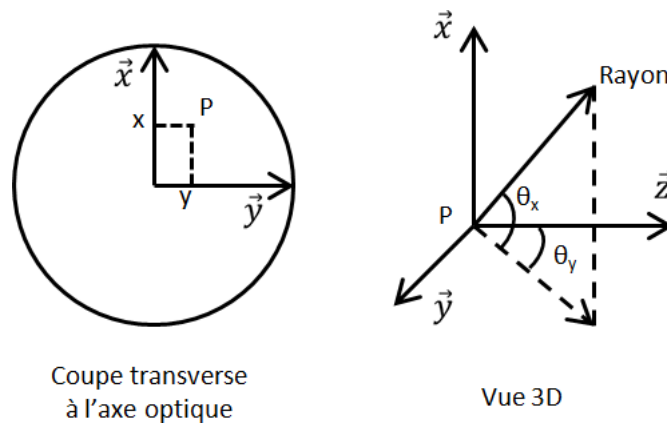


FIGURE 2.9 – Coordonnées de position et d'orientation d'un rayon R .

4. Dans la littérature scientifique, un profil d'intensité constante sur sa section est souvent appelé "top-hat" en anglais.

Les coordonnées du rayon $R(z + dz)$ dans le plan transverse situé en $z + dz$ peuvent être calculées à partir des coordonnées du rayon $R(z)$ dans le plan transverse en z .

$$R(z + dz) = \begin{pmatrix} x + dz \cdot \tan(\theta_x) \\ y + dz \cdot \tan(\theta_y) \\ \theta_x \\ \theta_y \\ \delta P \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

Le deuxième élément dont nous avons besoin est le calcul des coordonnées des rayons après une réflexion. Pour cela, nous allons commencer par définir deux vecteurs unitaires \vec{u} et \vec{u}' dont l'orientation et la direction correspondent à ceux des rayons incident et réfléchi. La réflexion a lieu au point M de coordonnées (x_M, y_M) qui est à l'intersection entre la surface extérieure de la fibre cristalline et le rayon incident. On note \vec{n} le vecteur unitaire normal à la surface réfléchissante. La figure 2.10 montre la relation vectorielle qui relie les vecteurs rayons \vec{u} et \vec{u}' et le vecteur \vec{n} .

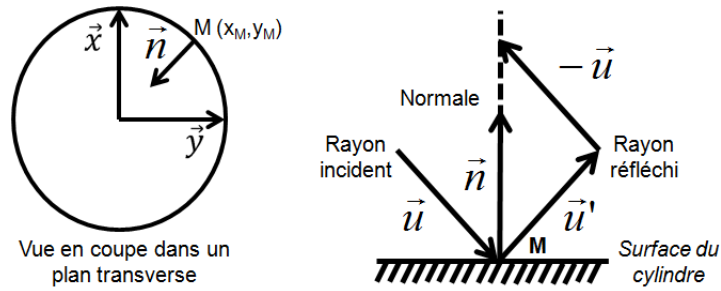


FIGURE 2.10 – Réflexion d'un rayon à la surface du cylindre de la fibre cristalline.

$$\vec{u}' - \vec{u} = -2(\vec{u} \cdot \vec{n})\vec{n} \quad (2.12)$$

Les coordonnées du vecteur \vec{u} s'expriment directement à partir des paramètres du rayon incident R . La normale à la surface du cylindre \vec{n} étant toujours radiale dans le cas d'une fibre cristalline cylindrique, ses coordonnées s'expriment simplement à partir des coordonnées de la position du rayon au point M .

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_y \sin \theta_x \\ \cos \theta_x \sin \theta_y \\ \sqrt{1 - \cos^2 \theta_y \sin^2 \theta_x - \cos^2 \theta_x \sin^2 \theta_y} \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

$$\vec{n} = \frac{-1}{\sqrt{x_M^2 + y_M^2}} \begin{pmatrix} x_M \\ y_M \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Les coordonnées du vecteur \vec{u}' pour le rayon après réflexion se déduit des équations précédentes :

$$\vec{u}' = \begin{pmatrix} u'_x \\ u'_y \\ u'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin(\theta_x) - 2x_M \frac{x_M \cos \theta_y \sin \theta_x + y_M \cos \theta_x \sin \theta_y}{x_M^2 + y_M^2} \\ \sin(\theta_y) - 2y_M \frac{x_M \cos \theta_y \sin \theta_x + y_M \cos \theta_x \sin \theta_y}{x_M^2 + y_M^2} \\ \sqrt{1 - \cos^2 \theta_y \sin^2 \theta_x - \cos^2 \theta_x \sin^2 \theta_y} \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Maintenant que les étapes élémentaires du calcul sont définies, nous pouvons les implémenter avec le logiciel Matlab et utiliser cet outil pour étudier la propagation du faisceau de pompe dans la fibre cristalline.

Premières observations

Pour commencer, nous allons visualiser la propagation des rayons dans la fibre cristalline. La figure 2.11 montre le tracé d'une centaine de rayons qui fait clairement apparaître des réflexions sur la surface du cylindre.

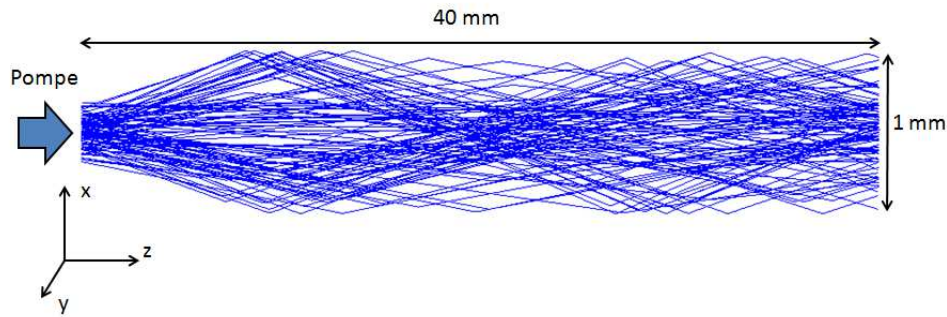


FIGURE 2.11 – Tracé de rayon dans une fibre cristalline pour une ouverture numérique incidente de 0,1 et un diamètre de faisceau au col de $400 \mu m$ à l'entrée de la fibre cristalline.

Comparaison entre simulation et expérience

Avant d'utiliser notre modèle pour étudier la propagation du faisceau de pompe dans la fibre cristalline, nous allons faire une comparaison qualitative avec des données expérimentales. Trois cas sont étudiés et présentés ci-dessous : pour une même ouverture numérique incidente de 0,22, nous allons nous intéresser au profil d'intensité de la pompe en sortie de cristal pour des diamètres de focalisation en entrée de $100 \mu m$, $200 \mu m$ et $400 \mu m$. La figure 2.12 représente les distributions d'intensité de la pompe pour différents diamètres de focalisation. Le tracé de rayon met en évidence une sur-intensité au centre du cristal dont la taille est similaire à la taille du col du faisceau en entrée.

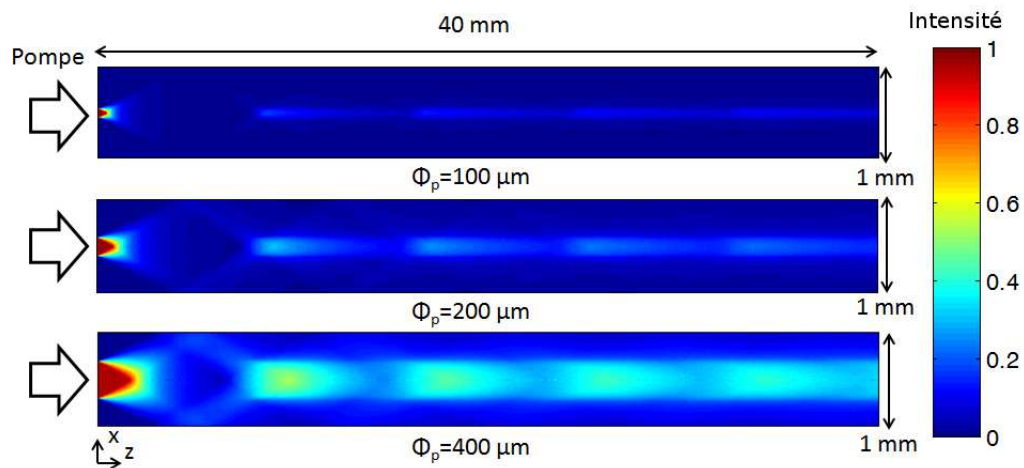


FIGURE 2.12 – Distributions d'intensité normalisées dans des fibres cristallines de 1 *mm* de diamètre, 4 *cm* de longueur, une ouverture numérique incidente de 0,22 et des diamètres du col du faisceau ϕ_p de 100 μm , 200 μm et 400 μm . Vue en coupe dans le plan (x,z) sans absorption.

La mesure du profil d'intensité de la pompe en sortie de fibre cristalline nécessite l'utilisation d'une source à une longueur d'onde qui n'est pas absorbée par l'Yb:YAG de manière à ne pas être perturbée par l'émission de fluorescence. Nous avons donc fait le choix d'une source à 808 *nm* car l'absorption de l'Yb:YAG à cette longueur d'onde est très faible. En utilisant différentes fibres et un système optique de grandissement unitaire, nous avons travaillé avec une ouverture numérique incidente constante de 0,22 et un diamètre de faisceau au col en entrée de fibre cristalline de 100 μm , 200 μm et 400 μm . En sortie de cristal, un système optique composé de deux doublets permet de faire l'image de la face de sortie de la fibre cristalline sur un capteur CCD. La figure 2.13 représente le montage expérimental pour lequel nous avons utilisé des échantillons d'Yb:YAG aux dimensions standards de 1 *mm* de diamètre et 4 *cm* de longueur.

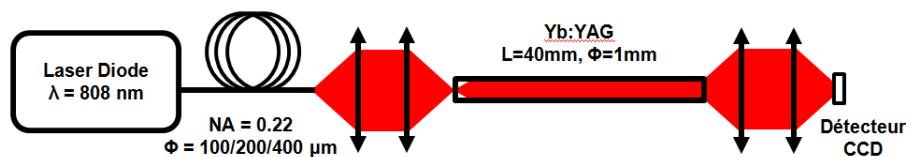


FIGURE 2.13 – Dispositif expérimental utilisé pour mesurer le profil d'intensité de la pompe en sortie de fibre cristalline.

Les profils de faisceau mesurés en sortie de fibre cristalline montrent clairement la surintensité au centre de la face de sortie du cristal (figure 2.14). Conformément à ce que les calculs de tracés de rayons prévoient, le diamètre de la surintensité est proche de celui du col du faisceau en entrée.

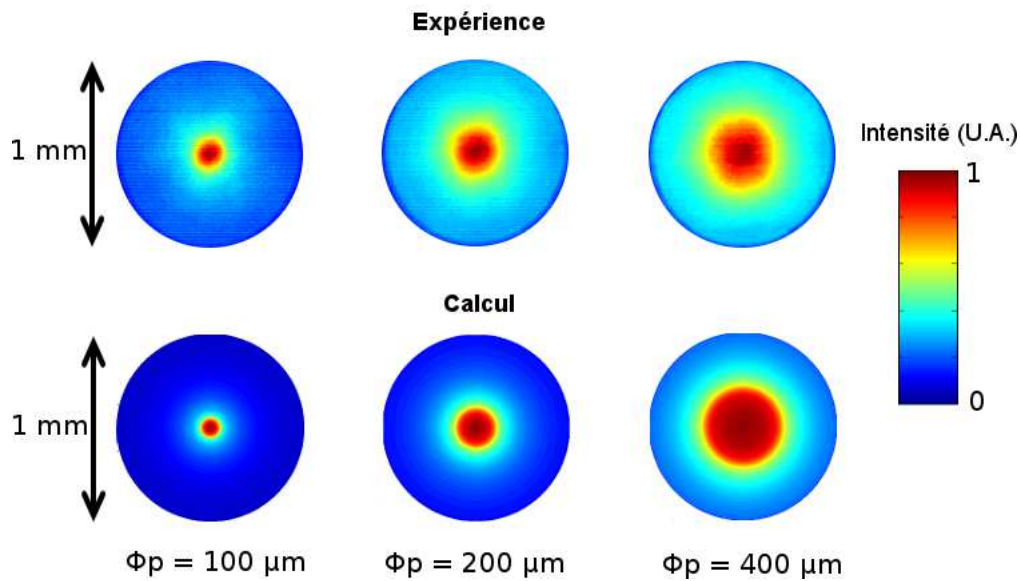


FIGURE 2.14 – En haut : Distributions d'intensité mesurées en sortie de fibre cristalline pour différents diamètres de faisceaux de pompe ϕ_p et une ouverture numérique incidente constante de 0,22. En bas : Distributions d'intensité obtenues par le calcul.

En sortie de la fibre cristalline, après guidage dans le cristal puis quelques centimètres de propagation, nous observons l'apparition d'une distribution d'intensité caractéristique avec une série d'anneaux. Pour enregistrer ces distributions d'intensité, nous avons placé une feuille de papier blanc uniforme à 10 cm de la sortie du cristal et nous avons utilisé un capteur CCD muni d'un objectif pour prendre une image (figure 2.15 (gauche)). Le tracé de rayon permet aussi de décrire l'apparition de ces anneaux comme le montre la figure 2.15 (droite) obtenue par le calcul. Comparons les deux figures obtenues:

- Les diamètres des deux figures dans le plan d'observation sont presque identiques: la figure obtenue expérimentalement mesure $4,0 \pm 0,1 \text{ cm}$ tandis que la taille calculée est de $4,4 \text{ cm}$. Dans les deux cas, ces résultats confirment que l'ouverture numérique est bien conservée par le guidage dans la fibre cristalline comme nous l'avions prévu à partir de considérations purement géométriques.

- Dans les deux cas, le nombre d'anneaux est de 5 et nous verrons au paragraphe suivant qu'il correspond au nombre maximum de réflexions.

- On retrouve la même épaisseur des anneaux dans les deux cas: $1,5 \pm 0,1 \text{ mm}$.

- La seule différence majeure entre les deux figures est que l'intensité décroît fortement avec la distance au centre sur la figure obtenue expérimentalement alors qu'elle reste constante en théorie. Cette différence pourrait venir d'un profil d'intensité de diode qui ne serait pas tout à fait rectangulaire. Une autre raison qui pourrait expliquer cette différence serait des pertes aux réflexions lors du guidage.

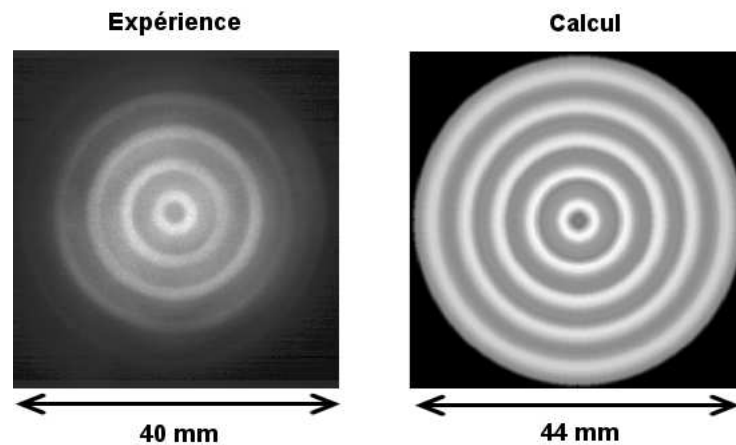


FIGURE 2.15 – Distribution d'intensité à 10 cm de la face de sortie de la fibre cristalline pour une ouverture numérique incidente de 0,22 et un diamètre de focalisation de 400 μm . A gauche : profil mesuré; à droite : profil calculé.

Lorsque le faisceau incident et l'axe de symétrie de la fibre cristalline ne sont pas alignés ou que le faisceau de pompe n'est pas centré dans le cristal, la figure en anneaux se déforme et devient asymétrique. Cette déformation caractéristique de la figure en anneaux peut être utilisée pour optimiser l'alignement de la fibre cristalline par rapport au faisceau de pompe. La figure 2.16 montre les distributions d'intensité par le calcul et l'expérience pour un axe de la fibre cristalline décalé latéralement de 100 μm par rapport à l'axe du faisceau incident. Une fois de plus, les deux figures obtenues sont très similaires.

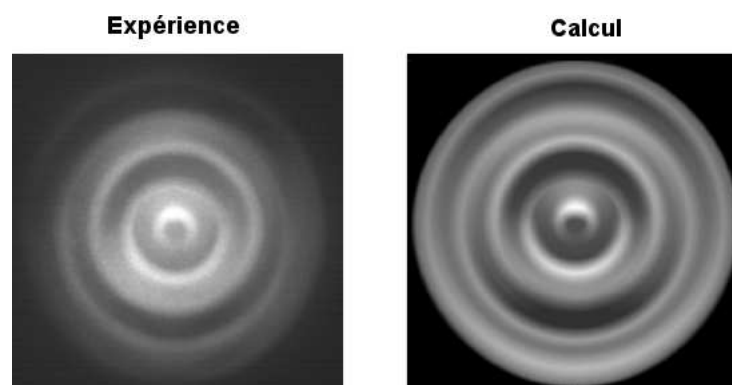


FIGURE 2.16 – Distributions d'intensité à 10 cm de la face de sortie de la fibre cristalline pour une ouverture numérique incidente de 0,22, un diamètre de focalisation de 400 μm et un axe optique décalé de 100 μm latéralement par rapport à l'axe de la fibre optique. A gauche : profil mesuré; à droite : profil calculé.

En conclusion, nous avons montré que le calcul par le tracé de rayons permet de décrire la propagation du faisceau de pompe dans la fibre cristalline. Nous retrouvons des phénomènes caractéristiques au système étudié comme la surintensité au centre du cristal dans la partie

guidée et l'apparition des anneaux dans le profil d'intensité après passage dans le cristal.

Origine des anneaux : approche géométrique Afin de comprendre de manière intuitive l'apparition des anneaux, nous allons une fois de plus considérer les rayons qui croisent l'axe optique de la fibre cristalline. La figure 2.17 représente le tracé de quelques uns de ces rayons avec 0, 1 ou 2 réflexions sur la surface extérieure du cristal. Sur l'écran, en partant du centre vers l'extérieur, on distingue 4 zones. Dans la première, située au centre, on ne trouve que des rayons n'ayant pas subi de réflexion dans le barreau. De la même manière, dans la troisième zone, on ne trouve que des rayons ayant subi un total d'une réflexion dans le barreau. En revanche, dans la deuxième zone, on retrouve deux familles de rayons. C'est là qu'apparaît notre premier anneau avec une sur-intensité provoquée par la superposition des rayons ayant subi 0 et 1 réflexion dans le barreau. De manière analogue, le deuxième anneau se forme dans la quatrième zone avec la superposition de rayons ayant subi 1 et 2 réflexions dans le barreau.

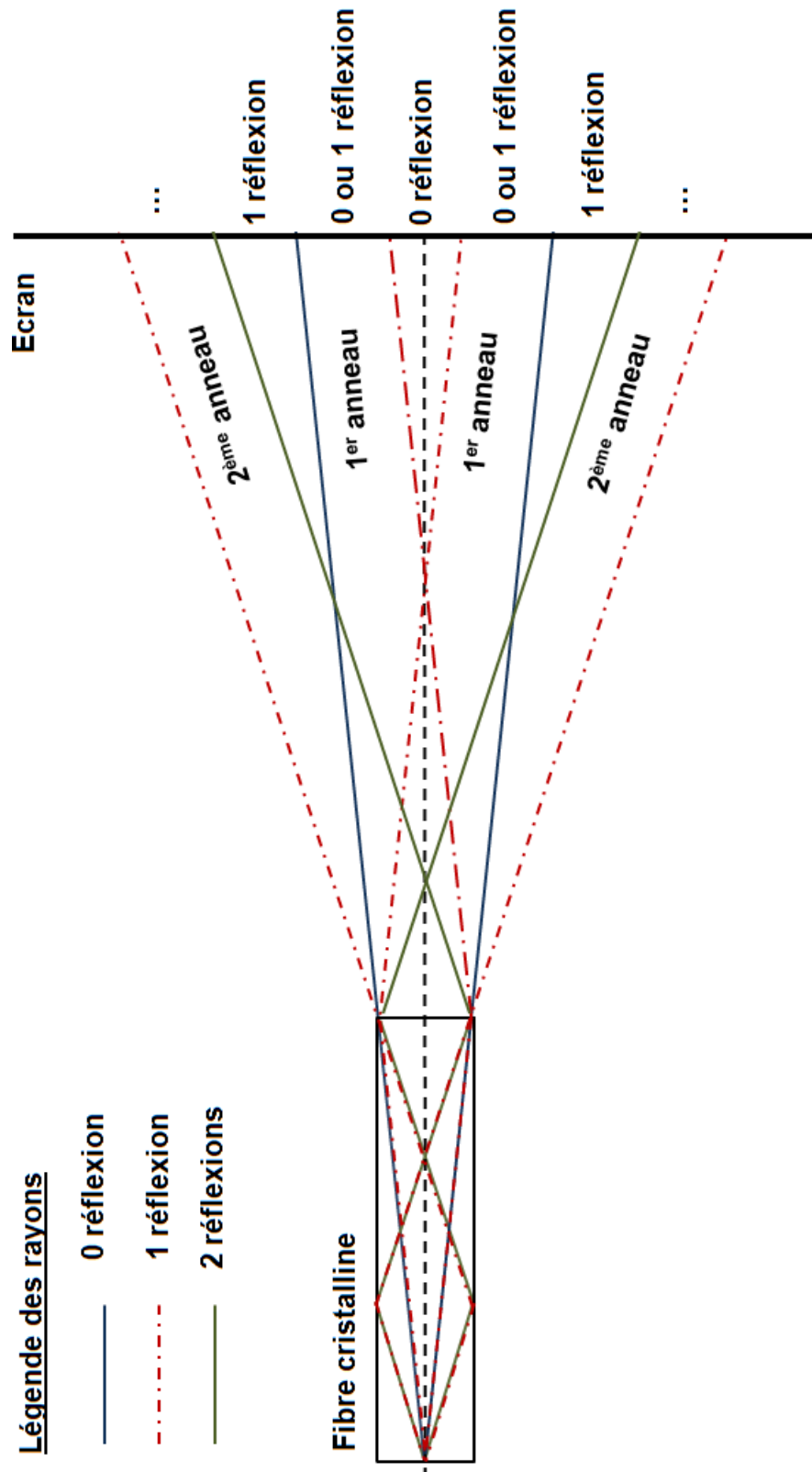


FIGURE 2.17 – Effet du guidage sur la distribution d'intensité observée derrière la fibre cristalline. Représentation schématique sur laquelle l'effet de la réfraction n'est pas représenté.

2.3.2 Distribution spatiale de la puissance absorbée

Cette section a pour objet l'étude de la distribution spatiale de la puissance absorbée. Dans une première partie, nous traiterons du régime petit signal dans lequel l'absorption ne dépend ni de l'intensité de pompe ni de l'intensité du signal. On se rapproche de ce cas simple dans certaines configurations expérimentales. Enfin, la deuxième partie traite de l'évolution de la distribution spatiale de l'absorption lorsque l'intensité de pompe est forte et l'absorption devient saturée.

Recouvrement entre le faisceau de pompe et le faisceau signal

Une fraction de la puissance absorbée dans la fibre cristalline n'est pas traversée par le faisceau signal et est donc perdue. Nous aimerions donc pouvoir quantifier la fraction de puissance absorbée utile afin de caractériser l'apport du guidage et le recouvrement global. Pour l'ensemble des calculs qui suivent, nous allons considérer une définition très simple du recouvrement local $\eta_{\omega_s}(z)$:

$$\eta_{\omega_s}(z) = \frac{\int_{r=0}^{r=\omega_s} \frac{dP_{abs}}{dV}(r, z) dS}{\int_{r=0}^{r=r_0} \frac{dP_{abs}}{dV}(r, z) dS} \quad (2.16)$$

où ω_s est le rayon du faisceau signal à $1/e^2$ pour un faisceau gaussien, r_0 le rayon de la fibre cristalline et $dP_{abs}(r, z)/dV$ la puissance absorbée par unité de volume au point de coordonnées (r, z) . Cette définition correspond au rapport entre la puissance absorbée par unité de longueur dans un disque de rayon ω_s et celle qui est absorbée sur toute la section de la fibre cristalline.

On définit aussi le recouvrement global R_{ω_s} :

$$R_{\omega_s} = \frac{\int_{z=0}^{z=L} \eta_{\omega_s}(z) \frac{dP_{abs}}{dz}(z) dz}{\int_{z=0}^{z=L} \frac{dP_{abs}}{dz}(z) dz} \quad (2.17)$$

où $dP_{abs}(z)/dz$ est la puissance absorbée par unité de longueur sur toute la section de la fibre cristalline en z et L la longueur totale de la fibre cristalline. Par la suite, on utilisera par exemple la notation R_{500} pour R_{ω_s} avec $\omega_s = 500 \mu m$.

Régime petit signal

Définition En régime "petit signal" pour le signal et la pompe, le nombre d'ions à l'état excité reste en tout point très inférieur à la population totale d'ions actifs. Le coefficient d'absorption linéique α (en m^{-1}) est donc constant et l'absorption est en exponentielle décroissante. Dans ce régime, la distribution spatiale de l'absorption ne dépend ni de la puissance de pompe ni de la puissance de signal et peut par conséquent être calculée directement à partir de l'absorption totale et du profil d'intensité calculé avec le tracé de rayons.

Evolution du recouvrement dans la fibre cristalline En observant les distributions d'intensité de pompe obtenues par le calcul, nous pouvons tout d'abord remarquer qu'il y a deux zones distinctes dans la fibre cristalline comme le montre schématiquement la figure 2.18. Dans la première section, le faisceau de pompe est plus petit que la section de la fibre cristalline et il est donc en propagation libre comme dans un cristal massif classique. En revanche, dans la deuxième partie, la partie extérieure du faisceau est réfléchiée par le cylindre du cristal et la propagation est alors partiellement guidée. Nous allons donc nous intéresser à l'évolution de la distribution spatiale de la puissance de pompe absorbée dans ces deux zones.

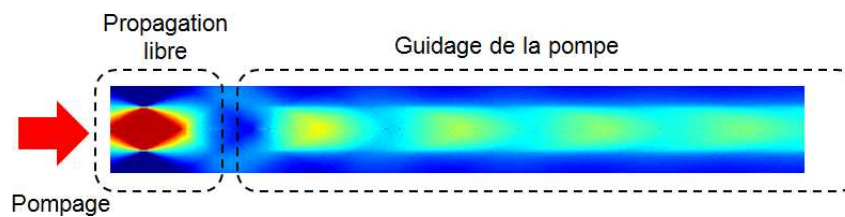


FIGURE 2.18 – Représentation schématique des zones de propagation guidée et non guidée du faisceau de pompe dans la fibre cristalline. Col du faisceau de pompe à 2 mm de la face d'entrée dans le cristal.

Pour un faisceau de 500 μm de diamètre au col à 2 mm de la face d'entrée à l'intérieur du cristal et une ouverture numérique incidente de 0,22, la figure 2.19 montre l'évolution du recouvrement local $\eta_{500}(z)$ le long de l'axe optique pour un diamètre de 500 μm . Les deux courbes représentent le cas de la fibre cristalline avec le guidage du faisceau de pompe et le cas d'un cristal massif classique sans guidage. Dans la première section pour laquelle les deux courbes sont confondues, η_{500} augmente jusqu'au col du faisceau où la totalité de la puissance absorbée est contenue dans un diamètre de 500 μm . Dans le cas du cristal massif, η_{500} diminue ensuite pour passer sous les 10% à seulement 8,5 mm de la face d'entrée du cristal. Dans le cas de la fibre cristalline, η_{500} diminue jusqu'à un minimum de 19% au point auquel de la lumière réfléchiée par le cylindre revient dans la partie centrale du cristal à 7 mm de la face d'entrée. Il augmente alors jusqu'à une valeur moyenne de 42% autour de laquelle il oscille légèrement dans la partie guidée. Ces calculs montrent l'intérêt de la fibre cristalline qui permet un bien meilleur recouvrement entre le faisceau de pompe et le faisceau signal grâce au guidage de la pompe.

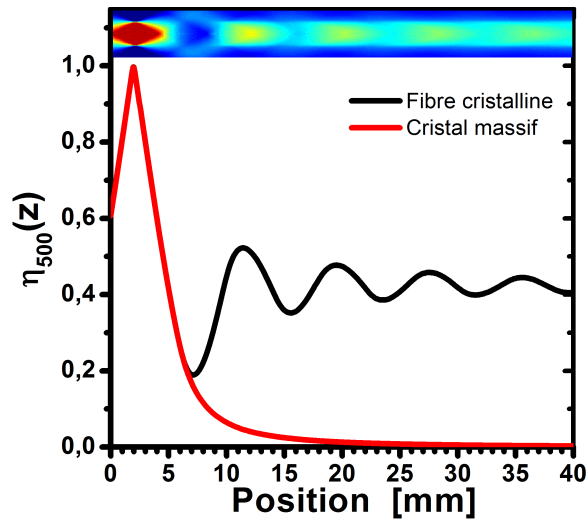


FIGURE 2.19 – Recouvrement local pour un diamètre de $500 \mu m$ (part de la puissance absorbée contenue dans un diamètre de $500 \mu m$ autour l'axe optique) $\eta_{500}(z)$ en fonction de la position le long de l'axe optique.

La figure 2.20 montre l'évolution du recouvrement global R_{500} avec l'ouverture numérique de la pompe incidente dans le cas de la fibre cristalline avec guidage de la pompe (en trait continu) et dans un cas identique mais sans guidage (en trait pointillés). Grâce à l'amélioration du recouvrement par le guidage de la pompe, la part de puissance utile reste supérieure à 40% pour des absorptions totales de 85% à 90% tandis qu'elle chute à moins de 25% sans guidage. Cette différence de recouvrement avec et sans guidage est nette à partir d'une ouverture numérique d'environ 0,05. Dans tous les cas, nous remarquons aussi que plus l'absorption est élevée plus le recouvrement est grand. Cela vient du fait que pour de plus fortes absorptions, la puissance absorbée est localisée dans des zones où le recouvrement local est meilleur.

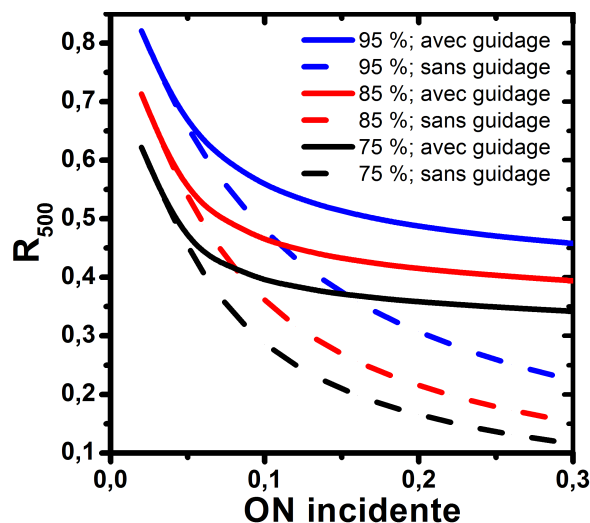


FIGURE 2.20 – Recouvrement pour un diamètre de $500 \mu m$ R_{500} en fonction de l'ouverture numérique incidente. Absorption totale : 75%, 85% et 95%. Focalisation du faisceau de pompe sur un diamètre de $500 \mu m$.

Afin d'aller plus loin, nous pouvons comparer la quantité de puissance déposée dans la partie centrale de la fibre cristalline et celle qui y serait déposée dans le cas d'un cristal massif sans guidage. En considérant toujours la zone de $500 \mu\text{m}$ de diamètre au centre du cristal et un diamètre de faisceau de pompe de $500 \mu\text{m}$ au col, la figure 2.21 montre la variation du rapport entre la puissance utile dans le cas de la fibre cristalline et dans le cas du cristal massif en fonction de l'ouverture numérique incidente de la pompe. Étant donné que le diamètre du faisceau de pompe au col est fixé, l'ouverture numérique incidente dépend de l'étendue géométrique du faisceau de pompe. Quatre cas de référence sont représentés sur la figure pour des fibres de pompe d'ouverture numérique 0,22 et de diamètre de cœur de $100 \mu\text{m}$, $200 \mu\text{m}$, $400 \mu\text{m}$ et $600 \mu\text{m}$. Pour chacun de ces cas, nous avons calculé l'ouverture numérique incidente après imagerie pour un diamètre de faisceau de $500 \mu\text{m}$ au col. Les différentes courbes correspondent à des absorptions totales de 75%, 85% et 95%. Pour chacun des cas étudiés, la position du col du faisceau est optimisée de manière à maximiser le recouvrement global. Pour une fibre de la diode de pompe avec un diamètre de cœur de $100 \mu\text{m}$, le gain en recouvrement apporté par le guidage reste inférieur à 3% et peut donc être considéré comme négligeable. En revanche, pour des faisceaux de pompe de plus faibles étendues géométriques avec des ouvertures numériques incidentes de 0,15 à 0,3, le guidage de la pompe par le cylindre apporte une amélioration du recouvrement allant de 35% à presque 200%.

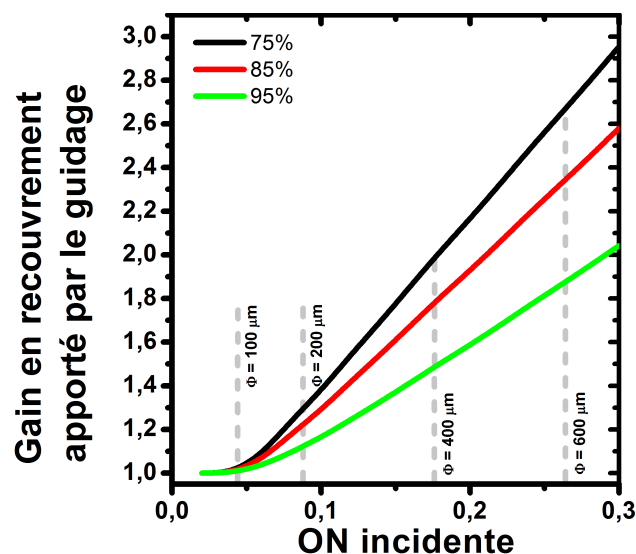


FIGURE 2.21 – Gain en recouvrement apporté par le guidage (rapport entre les valeurs du recouvrement avec et sans guidage) en fonction de l'ouverture numérique incidente. Focalisation du faisceau de pompe sur un diamètre de $500 \mu\text{m}$. Les pointillés correspondent aux cas expérimentaux rencontrés avec différents diamètres de cœur de fibre de pompe pour une même ouverture numérique de 0,22.

Conclusion

Cette première étude en régime petit signal montre que le guidage de la pompe permet d'améliorer de manière très significative le recouvrement local dans la partie guidée de la fibre cristalline. Pour un diamètre de pompe de $500 \mu m$ le recouvrement moyen sur $500 \mu m$ est de 42% dans la partie guidée. Une comparaison avec un cas sans guidage, nous a aussi permis de quantifier l'apport du guidage en termes de recouvrement global. Pour un faisceau de pompe de $500 \mu m$ de diamètre au col, le calcul montre que le recouvrement est plus que multiplié par 2 pour les faisceaux de pompe de larges étendues géométriques. En revanche, l'apport du guidage devient négligeable pour les sources de pompe aux étendues géométriques les plus faibles avec un gain de seulement 1,03 pour une diode de pompe avec une fibre de $100 \mu m$ de diamètre de cœur et une ouverture numérique de 0,22.

Régimes saturés

Définition En régime saturé, les populations d'ions à l'état fondamental et excité ne peuvent plus être considérées comme indépendantes des intensités de la pompe et du signal. Le coefficient d'absorption linéique α varie donc en fonction des intensités locales de la pompe et du signal. La distribution spatiale de l'absorption de la pompe s'en trouve modifiée et dépend non seulement de la géométrie du faisceau de pompe incident et de l'absorption mais aussi des puissances de pompe et de signal ainsi que des propriétés spectroscopiques du matériau.

Soit $\alpha(I_s, I_p)$ le coefficient d'absorption linéique fonction de l'intensité laser I_s (*photons/m²/s*) et l'intensité de pompe I_p (*photons/m²/s*):

$$\alpha(I_s, I_p) = n_t \cdot \frac{\sigma_{abs}(\lambda_p) + \tau(\sigma_{abs}(\lambda_p)\sigma_{em}(\lambda_s) - \sigma_{em}(\lambda_p)\sigma_{abs}(\lambda_s))I_s}{1 + \tau(\sigma_{abs}(\lambda_p) + \sigma_{em}(\lambda_p))I_p + \tau(\sigma_{abs}(\lambda_s) + \sigma_{em}(\lambda_s))I_s} \quad (2.18)$$

où n_t la population totale d'ions en *ions/m³*, σ_{em} sont les sections efficaces d'émission aux longueurs d'onde de pompe λ_p et signal λ_s , σ_{abs} les sections efficaces d'absorption aux longueurs d'onde de pompe λ_p et signal λ_s et τ le temps de vie de l'état excité de l'ion. Par ailleurs, on note α_0 le coefficient d'absorption petit signal $\alpha(0, 0)$.

En premier lieu, cette formule permet de décrire la saturation de l'absorption de la pompe. Lorsque l'intensité de pompe est élevée, le nombre d'ions à l'état fondamental baisse de manière significative à cause des transitions vers l'état excité. Il en résulte une réduction de l'absorption que l'on appelle saturation. Par ailleurs, l'émission stimulée à la longueur d'onde laser se traduit par des transitions de l'état excité vers l'état fondamental de l'ion laser. Par conséquent, une augmentation de l'intensité laser entraînera une réduction de la saturation d'absorption à la longueur d'onde de pompe.

Sans signal Pour commencer, nous allons étudier l'évolution de la puissance de pompe absorbée avec une transition signal non saturée ($I_s = 0$). Pour cela, nous avons associé une puissance élémentaire à chacun des rayons et calculé pas à pas l'évolution de la puissance transportée ainsi que la distribution de puissance absorbée. La saturation d'ab-

sorption va provoquer une baisse de l'absorption d'autant plus importante que l'intensité de pompe est grande. Nous pouvons donc nous attendre à voir l'absorption au centre du cristal baisser de manière plus importante que pour l'ensemble du barreau étant donné que l'intensité y est la plus forte. La saturation d'absorption doit aussi avoir pour effet de réduire la part de la puissance absorbée dans la partie où le recouvrement est le meilleur, où la pompe est en propagation libre. Pour illustrer cela, nous allons considérer un faisceau de pompe avec une ouverture numérique incidente de $0,18^5$ focalisé sur un diamètre de $500 \mu\text{m}$ et une fibre cristalline avec un dopage de $1 \text{ at. } \%$. Pour une puissance incidente de 200 W , la figure 2.22 montre le rapport en coefficient linéique d'absorption petit signal et effectif en fonction de la position dans le cristal $\alpha(0, I_p(r, z))/\alpha(0, 0)$. Conformément à ce que nous avons anticipé, la saturation est particulièrement forte au centre du cristal avec une réduction du coefficient d'absorption linéique d'un facteur 3 près de la face pompée. Même dans la deuxième moitié du cristal où la pompe est guidée, α reste inférieur à α_0 de 30 à 40% sur l'axe optique.

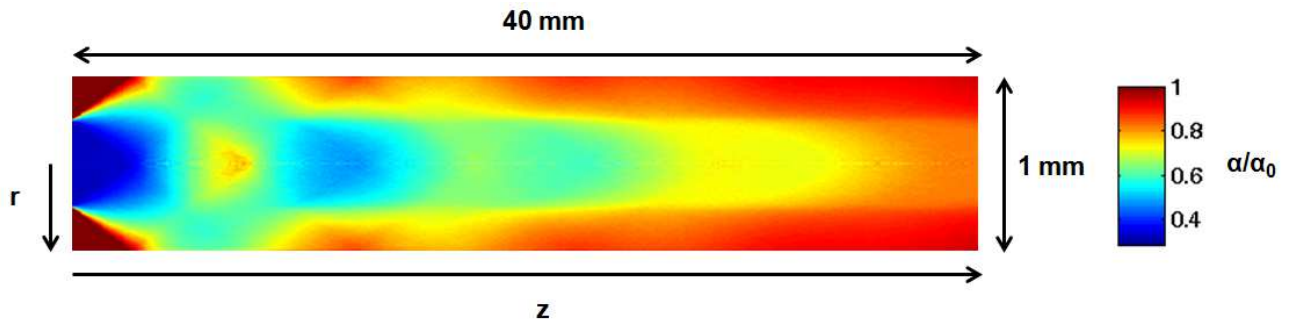


FIGURE 2.22 – Coefficient linéique d'absorption normalisé dans une fibre cristalline Yb:YAG avec un dopage de $1 \text{ at. } \%$ pour 200 W de pompe sur un diamètre de $500 \mu\text{m}$. L'ouverture numérique incidente de $0,18$ correspond à une fibre de pompe avec un diamètre de cœur de $400 \mu\text{m}$ et une ouverture numérique de $0,22$.

La figure 2.23 montre le résultat du calcul de R_{500} en fonction de la puissance de pompe incidente pour un cristal Yb:YAG avec un dopage de $1 \text{ at. } \%$ et un diamètre de faisceau de pompe de $500 \mu\text{m}$ de diamètre au col. L'inhomogénéité spatiale de la saturation d'absorption se manifeste par une baisse du recouvrement R_{500} qui passe de $0,47$ en régime petit signal à moins de $0,40$ à une puissance de pompe de 500 W .

5. Cette valeur d'ouverture numérique incidente correspond à l'utilisation d'une diode laser avec une fibre optique de $400 \mu\text{m}$ de diamètre avec une ouverture numérique de $0,22$.

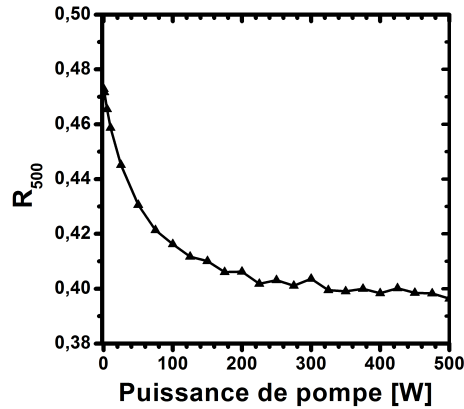


FIGURE 2.23 – Évolution du recouvrement R_{500} en fonction de la puissance de pompe incidente. Diamètre du faisceau de pompe au col : $500 \mu m$. Ouverture numérique incidente 0,18. Fibre cristalline Yb:YAG dopée 1 at. %.

Avec signal Si l'on considère maintenant que l'intensité du faisceau signal est significative, nous pouvons nous attendre à une désaturation de l'absorption de la pompe localisée au centre du cristal. Pour des intensité signal très élevées, l'absorption devrait être très proche du cas petit signal au centre alors qu'elle reste encore saturée sur la partie extérieure du cristal. En théorie, nous devrions donc obtenir une amélioration du recouvrement par rapport au cas sans intensité signal. Pour ce calcul, nous avons modélisé le signal avec un faisceau au profil d'intensité rectangulaire de $500 \mu m$ de diamètre et de puissance constante le long de l'axe optique. La figure 2.24 montre l'évolution du recouvrement R_{500} avec la puissance de faisceau signal pour différentes valeurs de la puissance de pompe incidente. Pour une puissance de pompe de 100 ou 200 W, on retrouve à peu près la valeur du recouvrement petits signaux lorsque la puissance signal est supérieure à 500 W. Par contre, pour les fortes puissances de pompe, le recouvrement R_{500} peut même devenir supérieur à la valeur du régime petits signaux. Pour une puissance de pompe de 1 kW, il dépasse même les 0,7 au delà de 250 W de puissance de signal.

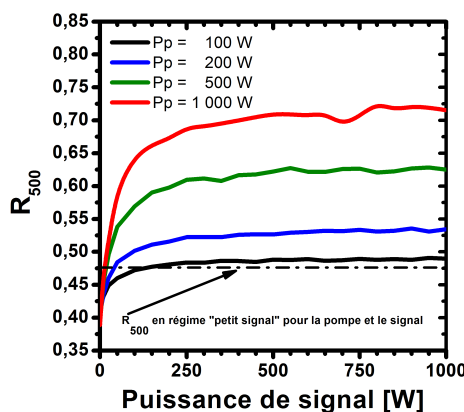


FIGURE 2.24 – Évolution recouvrement R_{500} en fonction de la puissance de signal. Diamètre du faisceau de pompe au col : $500 \mu m$. Ouverture numérique incidente : 0,18. Fibre cristalline Yb:YAG dopée 1 at. %.

Aux débuts de l'histoire de la fibre cristalline, de nombreux efforts avaient porté sur l'optimisation des méthodes de croissance cristalline afin de contrôler la distribution spatiale des ions laser dans le matériau [Sangla 09a]. L'objectif était de réussir à obtenir une fibre cristalline qui n'absorbe qu'au centre du cylindre dans le volume traversé par le faisceau signal. Un tel objet aurait permis d'obtenir d'excellents recouvrements entre le volume pompé et le signal tout en utilisant des pompes de large étendue géométrique. Malheureusement, ce contrôle de la distribution spatiale des ions dopants s'est avéré difficile à réaliser. Nos calculs ont montré que la saturation d'absorption pouvait induire une amélioration du recouvrement en présence d'une forte désaturation de la transition de pompe par le faisceau signal. En régime de forte saturation des transitions de pompe et de signal, il y a un effet de localisation de l'absorption de la puissance de pompe dans le volume traversé par le faisceau signal.

Remarque: Ce concept pourrait être mieux exploité en choisissant un autre matériau avec des intensités de saturation plus faibles et en travaillant avec un confinement du signal de pompe plus important. En fait, nous pourrions imaginer un nouveau dimensionnement de la fibre cristalline pour tirer le meilleur parti de ce concept. Cependant, nous n'avons pas approfondi cette étude dans le cadre de cette thèse.

2.3.3 Conclusion

Ce travail apporte une explication intuitive ainsi qu'une première démonstration expérimentale du phénomène de confinement de l'intensité de pompe par guidage au centre de la fibre cristalline. L'outil de modélisation développé pour cette étude permet de calculer les distributions d'intensité dans la partie guidée de la fibre cristalline. Nous avons pu quantifier le recouvrement entre le signal et le volume pompé et étudier l'influence des paramètres géométriques du faisceau de pompe. Ainsi, pour les faisceaux de pompe de grande étendue géométrique, il montre que le recouvrement peut être multiplié par un facteur 2 par rapport à un cas sans guidage du faisceau de pompe. Nous verrons au chapitre suivant comment ce confinement de l'intensité de pompe peut être exploité avec des diodes de pompe de forte puissance avec une grande étendue géométrique. Un des atouts de notre outil de simulation numérique est de prendre en compte la saturation d'absorption. A forte puissance de pompe, nous avons ainsi montré que la saturation d'absorption peut fortement influencer la distribution géométrique de l'absorption dans la fibre cristalline. Sans intensité signal, la saturation d'absorption tend à faire baisser le recouvrement avec le faisceau signal. En revanche, lorsque la transition signal et la transition de pompe sont toutes deux fortement saturées, les effets de saturation peuvent avoir pour conséquence une localisation de l'absorption au centre de la fibre cristalline.

2.4 Thermique de la fibre cristalline

Dans cette section, nous allons nous intéresser aux comportements thermo-optiques et thermo-mécaniques de la fibre cristalline. Après avoir présenté chacun des phénomènes, nous chercherons à estimer les ordres de grandeur en jeu pour nos systèmes.

2.4.1 Dépôt de chaleur et gradient de température

Comme l'a montré l'état de l'art au chapitre précédent, la gestion des phénomènes thermiques dans le matériau laser est un élément déterminant lors de la conception de systèmes amplificateurs optiques. Dans le cas d'un faible taux de dopage d'ions Ytterbium dans une matrice de YAG, le dépôt de chaleur est essentiellement dû au défaut quantique. Il correspond à la différence d'énergie entre le photon de pompe et le photon laser ou le photon émis par fluorescence. Par exemple, pour un photon de pompe à 940 nm et un photon laser à 1030 nm, 8,7% de l'énergie du photon de pompe est converti en chaleur. Les dépôts de chaleur entraînent des élévations de température locale qui font apparaître des gradients de température dans le matériau. En régime stationnaire, un équilibre s'établit entre les flux de chaleur provoqués par la conduction et l'énergie thermique générée par les ions actifs dans le milieu laser. L'équation de conduction de la chaleur dans le milieu laser s'écrit simplement :

$$\nabla^2 T(x, y, z) = -\frac{Q_{th}(x, y, z)}{K_c} \quad (2.19)$$

où T est la température, Q_{th} la charge thermique par unité de volume (W/m^3) et K_c la conductivité thermique du matériau ($W/m/K$). Une solution analytique de cette équation peut être obtenue en faisant les hypothèses suivantes:

- Le système présente une symétrie cylindrique et la charge thermique est uniforme dans un plan transverse sur le diamètre du faisceau de pompe. Autrement dit, son profil est rectangulaire. Avec le pompage longitudinal et les faisceaux relativement uniformes issus des diodes de pompe fibrées, nous travaillons dans des conditions très proches de celles de l'hypothèse.
- La conductivité thermique K_c est isotrope. C'est bien le cas pour la matrice de YAG en première approximation si l'on néglige ses variations avec la température.
- Le transport de chaleur est principalement radial et le flux de chaleur axial peut être négligé. Cette hypothèse est particulièrement bien vérifiée pour les fibres cristallines qui présentent grand rapport entre les dimensions longitudinale et radiale.

Si les trois conditions citées ci-dessus sont respectées, les équations suivantes donnent la distribution de température dans le cristal laser [Chen 97]:

$$T(r, z) = T(r_0, z) - \frac{Q_{th}(z)\omega_p^2(z)}{4K_c} f_T(r, z) \quad (2.20)$$

où r_0 est le rayon du cristal, $\omega_p(z)$ le diamètre du faisceau de pompe en z et $f_T(r, z)$ la fonction

suivante:

$$f_T(r, z) = \begin{cases} \ln\left(\frac{r_0^2}{w_p^2(z)}\right) + 1 - \frac{r^2}{w_p^2(z)} & \text{si } r \leq w_p(z) \\ \ln\left(\frac{r_0^2}{r^2}\right) & \text{si } r > w_p(z) \end{cases} \quad (2.21)$$

L'équation de conduction et sa résolution analytique ou numérique permettent de décrire le gradient de température dans le matériau laser. Cependant, il faut aussi prendre en compte le transfert de chaleur à l'interface entre le cristal et sa monture. Le coefficient de transfert thermique h ($W/cm^2/K$) permet de caractériser la qualité du contact. La température du bord du cristal peut alors s'écrire [Didierjean 07]:

$$T(r_0) = T_m + \frac{Q_{th}\omega_p^2(z)}{2r_0h} \quad (2.22)$$

où T_m est la température de la monture au bord du cristal.

Ces quelques équations analytiques sont des outils élémentaires pour les calculs de température dans les cristaux laser. Cependant, il est toujours possible de résoudre les équations de conduction de la chaleur de manière numérique pour une description plus fine ou une modélisation des cas plus complexes.

2.4.2 Lentille thermique

La présence du gradient de température dans le cristal affecte la propagation du faisceau laser. Ce phénomène aux origines physiques multiples est communément appelé lentille thermique. Il provient des changements d'indice optique avec la température, de la dilatation thermique et des contraintes mécaniques. L'apparition de la lentille thermique a essentiellement deux conséquences:

- L'effet prédominant est un comportement proche de celui d'une lentille simple. L'imagerie du faisceau laser ou la cavité laser devront donc être adaptées en conséquence. Cette compensation de la lentille thermique doit évoluer en fonction de la puissance de pompe ce qui complique la conception des systèmes et limite leur flexibilité à l'usage.

- La lentille thermique présente généralement des aberrations qui peuvent dégrader la qualité de faisceau à forte puissance de pompe.

La puissance dioptrique de la lentille thermique peut être calculée analytiquement pour une longueur de cristal très courte devant la focale de cette lentille [Chénais 02, Didierjean 07]. Ce n'est pas le cas pour la fibre cristalline et nous verrons par la suite comment le modèle peut être adapté pour les cristaux longs. Dans l'hypothèse d'une lentille thermique "mince", la puissance dioptrique de la lentille thermique D_{th} s'écrit:

$$D_{th} = \frac{1}{f_{th}} = \frac{\eta_h}{2\pi K_c} \chi \int_0^L \frac{-1}{\omega_p^2(z)} \frac{dP_p(z)}{dz} dz \quad (2.23)$$

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

$$\chi = \chi_{dn/dT} + \chi_{dilatation} + \chi_{contraintes} = \frac{dn}{dT} + (n_0 - 1)(1 + \nu)\alpha_T + 2n_0^3\alpha_T C_{r,\theta} \quad (2.24)$$

Revenons sur l'origine des trois termes intervenant dans le calcul de χ :

- Le terme $\chi_{dn/dT}$ est dû au changement d'indice optique avec la température qui a une double origine: le changement de polarisabilité électronique et la variation de la densité d'atomes. [Tsay 73]

- Le terme $\chi_{dilatation}$ est dû à la dilatation thermique axiale qui induit une courbure des faces du cristal. Notons que l'expression de ce terme est obtenue en utilisant l'approximation des contraintes planes qui est valable pour un cristal assimilable à une lame mince dont la longueur est inférieure au diamètre du faisceau de pompe. Dans le cas de la fibre cristalline, la longueur du cristal est très grande devant son diamètre et le bombement est largement sur-estimé par ce calcul classique. En effet, seule la puissance absorbée sur une longueur égale au diamètre du faisceau de pompe contribue à la déformation des faces [McDonagh 08]. Avec un dopage de 1 at. % en absorption petit signal, moins de 8% de la puissance totale est absorbée dans le premier mm de cristal. Cela revient à dire que la valeur effective de $\chi_{dilatation}$ est au moins 12 fois plus faible que celle calculée dans le cadre de l'approximation de la lame mince.

- Le terme $\chi_{contraintes}$ est dû à l'effet photoélastique qui est une variation d'indice avec les contraintes. Les notations C_r et C_θ permettent de distinguer le coefficient pour la polarisation radiale et celui pour la polarisation tangentielle. Étant donné que ces valeurs sont différentes, cela veut dire que la lentille thermique ne sera pas la même pour les deux polarisations. Il peut y avoir un effet de double focalisation.

Nous pouvons maintenant comparer les contributions relatives au coefficient thermo-optique χ . Le tableau 2.3 montre que la contribution du $\chi_{contraintes}$ est négligeable par rapport aux deux autres. En pratique, nous allons pouvoir négliger le bombement des faces et le paramètre thermo-optique se résume donc à la valeur du dn/dT de $9 \cdot 10^{-6} K^{-1}$. Par ailleurs, Sébastien Chénais a mesuré expérimentalement une valeur de χ de $10^{-5} K^{-1}$ qui confirme celle que nous venons d'estimer théoriquement [Chénais 02].

Polarisation	$\chi_{dn/dT}$	$\chi_{dilatation}$	$\chi_{contraintes}$	χ
Radiale	$9.10^{-6} K^{-1}$	$7.10^{-6} K^{-1}$	$3.10^{-7} K^{-1}$	$16,3.10^{-6} K^{-1}$
Tangentielle	$9.10^{-6} K^{-1}$	$7.10^{-6} K^{-1}$	$-1.10^{-6} K^{-1}$	$15.10^{-6} K^{-1}$

TABLE 2.3 – Comparaison des différentes contributions au paramètre thermo-optique χ . [Koechner 06]

Ordres de grandeur: Nous pouvons utiliser cette approche analytique pour estimer les focales équivalentes des lentilles thermiques dans la fibre cristalline. Le tableau ci-dessous donne les focales estimées pour quelques cas expérimentaux:

Puissance de pompe	ϕ_{out} (μm)	ϕ_{pompe} (μm)	f_{th} (mm)
75	100	400	60
200	200	400	30
500	600	600	35

TABLE 2.4 – Focale équivalente à la lentille thermique f_{th} pour quelques cas expérimentaux en utilisant l'hypothèse de la lentille mince avec $\chi = 9 \cdot 10^{-6} K^{-1}$. ϕ_{out} est le diamètre de la fibre de sortie de la diode de pompe pour une ouverture numérique de 0,22 et ϕ_{pompe} le diamètre du faisceau de pompe au col dans le cristal. Cette estimation tient compte des différences de recouvrement en utilisant le modèle de tracé de rayons.

Cependant, nous pouvons remarquer que la focale de la lentille thermique est du même ordre que la longueur du cristal avec des focales de 30 à 60 mm . Bien que cette première estimation nous donne un ordre de grandeur, le modèle de la lentille mince équivalente n'est pas bien adapté à notre problème pour lequel il faut tenir compte de la distribution de la lentille thermique sur la longueur du cristal. Pour cela, nous avons simulé pas à pas la propagation d'un faisceau gaussien dans le cristal pompé en utilisant le formalisme des matrices ABCD. Pour chaque section de cristal d'épaisseur dz autour de z_i , la focale de la lentille thermique $f_{th}(z_i)$ est calculée à partir de la valeur de la puissance absorbée dans la section et du diamètre du faisceau à cette position. On note $M_i^{f_{th}}$ la matrice ABCD de cette lentille. Une étape de propagation sur une distance dz dans un matériau d'indice n est ensuite appliquée en utilisant la matrice M_{dz} . La matrice ABCD équivalente à la fibre cristalline de longueur L peut alors être obtenue en faisant le produit des matrices pour chaque section:

$$M = \prod_{i=1}^{L/dz} M_{dz} M_i^{f_{th}} = \prod_{i=1}^{L/dz} \begin{pmatrix} 1 & dz \\ 0 & n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_{th}(z_i)} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

Comme le montre la figure 2.25, l'utilisation de matrices ABCD pas à pas permet de calculer l'évolution de la taille du faisceau dans la fibre cristalline. Pour le cas représenté, le faisceau signal a un diamètre au col de 400 μm de diamètre sur la face d'entrée de la fibre cristalline. Pour une puissance de pompe de 75 W sur 400 μm et une ouverture numérique incidente de 0,037, le col du faisceau signal se trouve à $L_{th} = 37$ mm de la face de sortie alors que

la modélisation avec une lentille mince située sur la face d'entrée donne $L_{th} = 30 \text{ mm}$. La simulation montre aussi que la taille du faisceau diminue de 20% entre la face d'entrée et la face de sortie ce qui peut entraîner une baisse de l'extraction de puissance. En pratique, cet effet peut être en grande partie compensé pour un amplificateur en injectant un faisceau divergeant.

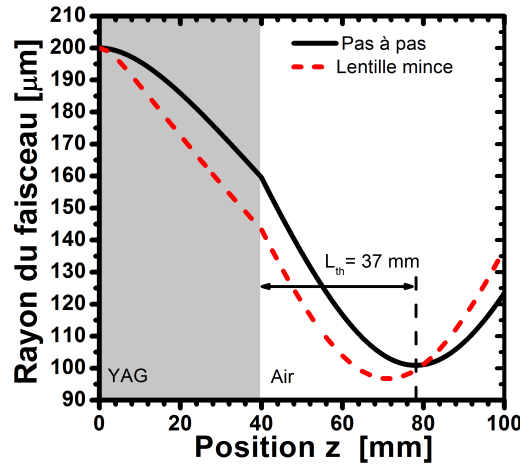


FIGURE 2.25 – Évolution de la taille du faisceau signal pour une pompe avec une sortie fibrée de $100 \mu\text{m}$ de diamètre avec une ouverture numérique de 0,15 de 75 W focalisée sur $400 \mu\text{m}$.

2.4.3 Contraintes mécaniques

Distribution des contraintes dans le cristal

Les gradients de température provoqués par le pompage dans le cristal induisent des déformations qui font apparaître des contraintes mécaniques. Dans le cadre de l'approximation des déformations planes, ces contraintes peuvent être calculées analytiquement pour un barreau de cristal dont la longueur est grande devant le diamètre. Comme le montre la figure 2.26 extraite de la thèse de Sébastien Chénais [Chénais 02], les contraintes sont en compression radiale au centre du cristal et en tension tangentielle à l'extérieur du cylindre.

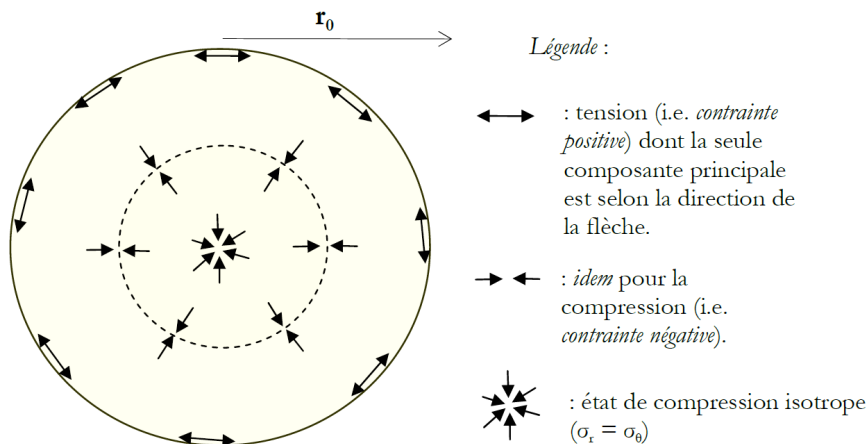


FIGURE 2.26 – Distribution des contraintes dans un cristal isotrope pompé longitudinalement.

Fracture des cristaux

Les contraintes thermo-mécaniques induites par le pompage optique du cristal peuvent entraîner sa fracture. Elles représentent donc une limite fondamentale pour le dimensionnement des lasers de forte puissance. Les cristaux sont généralement beaucoup plus résistants aux contraintes en compression qu'en tension et les fractures se produisent généralement à partir de la surface extérieure du cristal. Pour le YAG, la puissance thermique par unité de longueur pour laquelle le cristal se fracture est donné par l'équation suivante [Koechner 06]

$$\frac{dP_{th}}{dz} = 8\pi R \quad (2.26)$$

où R est le paramètre de choc thermique qui dépend de la contrainte maximale avant fracture σ_{max} et des paramètres thermo-mécaniques introduits plus tôt:

$$R = \frac{K_c(1 - \nu)}{\alpha E} \sigma_{max} \quad (2.27)$$

Le YAG qui est un matériau relativement résistant présente un paramètre de choc thermique de l'ordre de 8 W/cm [Koechner 06]. A titre de comparaison, la valeur pour le verre est de 1 W/cm .

L'estimation de la puissance de pompe maximale avant fracture est un exercice délicat. En effet, de nombreux paramètres sont difficiles à évaluer en pratique. La liste non exhaustive ci-dessous donne quelques exemples:

- η_h , la part de la puissance absorbée convertie en chaleur, peut être plus élevée que le défaut quantique. En particulier, les probabilités de désexcitation directe par transitions multi-phonons augmentent avec le dopage des cristaux. Par exemple, le rendement quantique de fluorescence est de seulement 71% pour un cristal Yb:YAG dopé 8 at. % [Chénais 02]. La part de puissance absorbée convertie en chaleur va donc dépendre fortement de la concentration en ions Yb mais aussi du régime laser. Avec les faibles dopages de 0,5 à 1,0 at. % utilisés pour nos fibres cristallines, nous devrions obtenir de bien meilleurs rendements quantiques et conserver des valeurs de η_h proches du défaut quantique de 8,7%.

- Comme nous l'avons déjà évoqué plus tôt, la conductivité thermique du YAG varie avec la température. Sato a mesuré une chute de 25% entre 0°C et 150°C [Sato 06]. Comme le paramètre de choc thermique est proportionnel à la conductivité, nous pouvons nous attendre à des valeurs nettement plus faibles que celles estimées à température ambiante.

- A forte intensité de pompe, il devient plus difficile de calculer l'absorption locale car elle peut être saturée. Pour un pompage longitudinal, la saturation va limiter l'absorption locale et distribuer la charge thermique sur la longueur du cristal. Cependant, il ne faut pas oublier que la saturation de la transition de pompe est aussi fonction de l'intensité laser ce qui complique encore les estimations.

- La contrainte maximale avant fracture σ_{max} dépend fortement de l'état de surface du cristal. Des améliorations de ce seuil d'un facteur 15 ont été démontrées en utilisant un traitement des surfaces à l'acide [Marion 85].

Nous pouvons donc en conclure que l'estimation de la puissance maximale de pompe ne donne qu'un ordre de grandeur qui doit être pris avec précaution : pour un cristal dopé 1 at. % sans saturation d'absorption, le paramètre de choc thermique donne une puissance de pompe incidente de 1 à 1,5 kW à la limite de fracture. Cette valeur de puissance de pompe maximale semble d'autant plus élevée qu'elle peut être encore repoussée en régime d'absorption saturé ou grâce à l'utilisation d'un taux de dopage plus faible.

Effets sur la polarisation.

Bien que le YAG ne soit pas un cristal biréfringent, il le devient localement sous l'effet des contraintes. Il s'agit d'un effet photoélastique : les indices optiques varient avec les contraintes. D'après [Koechner 06], dans un barreau cylindrique de YAG en pompage longitudinal, la différence d'indice entre l'axe radial et l'axe azimutal s'écrit :

$$\Delta n = -3,2 \cdot 10^{-4} Q_{th} r^2 \quad (2.28)$$

avec Q_{th} la charge thermique par unité de volume en W/m^3 et r la position radiale en mètre. En utilisant cette formule et le formalisme des matrices de Jones, nous avons calculé numériquement la puissance perdue par dépolarisation pour une polarisation linéaire en entrée en fonction de la puissance thermique déposée (voir figure 2.27). Pour les deux cas étudiés, 400 μm et 600 μm de diamètre, nous avons considéré un même diamètre de faisceau pour la pompe et le faisceau signal gaussien. Tout d'abord, nous pouvons remarquer que les tailles de faisceaux n'ont que très peu d'influence sur le taux de dépolarisation. Les pertes par dépolarisation atteignent 5% et 10% pour des puissances thermiques de respectivement 17 W et 27 W. En considérant un défaut quantique de 9 %, cela correspond à 190 W et 300 W de puissance de pompe incidente. La forme caractéristique du faisceau dépolarisé peut aussi être retrouvée par le calcul comme le montre la figure 2.27.

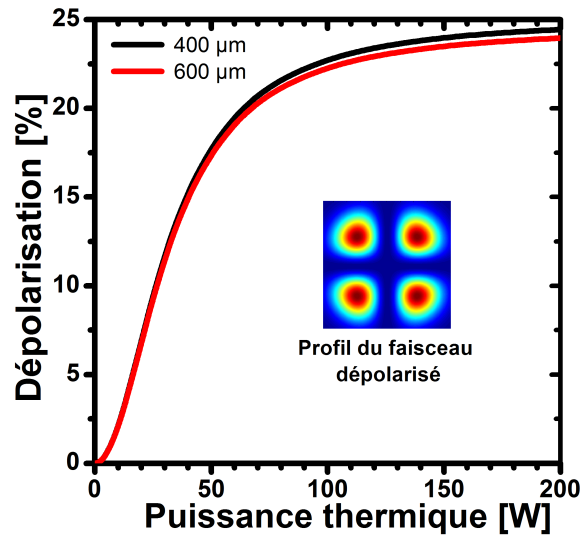


FIGURE 2.27 – Taux de dépolarisation après un passage dans la fibre cristalline en fonction de la puissance thermique déposée pour des diamètres de faisceaux de pompe et de signal de $400\ \mu\text{m}$ et $600\ \mu\text{m}$.

Bien qu'elle puisse introduire des pertes, la dépolarisation ne limite pas fondamentalement la montée en puissance. En effet, en configuration deux passages, plusieurs méthodes permettent de compenser en grande partie ces effets. La plus simple utilise une lame quart d'onde entre les deux passages dont les axes neutres sont alignés avec la polarisation incidente [Clarkson 99]. Une autre approche consiste à placer un rotateur de Faraday entre les deux passages de manière à ce que la biréfringence vue par le faisceau au retour compense exactement celle vue à l'aller. Enfin, comme nous l'évoquerons au chapitre 3, il existe des faisceaux laser avec des polarisations radiales ou azimutales. Le champ électrique est alors toujours parallèle avec un des deux axes neutres de la biréfringence induite thermo-mécaniquement. En théorie, il ne doit donc n'y avoir aucun effet sur la polarisation incidente.

2.4.4 Le module Taranis : un environnement thermo-mécanique pour la fibre cristalline

Le refroidissement et le support mécanique des cristaux est un aspect essentiel pour toutes les technologies laser solides. La gestion de l'environnement thermo-mécanique représente une partie importante des savoirs-faire développés par les laboratoires qui ont travaillé sur le disque mince et le slab. Pour la fibre cristalline, la question s'est posée dès le début. Comment maintenir le cristal et obtenir une bonne qualité de contact thermique tout en minimisant les contraintes mécaniques? Pour les travaux de Julien Didierjean, Damien Sangla et Igor Martial, les fibres cristallines étaient maintenues dans des montures mécaniques en V avec de la graisse thermique. Comme le montre la distribution de température pour la monture en V extraite de la thèse de Damien Sangla (figure 2.28), la qualité de contact obtenue est très inhomogène. La différence de température entre le cristal et sa monture est aussi plus de deux fois plus grande que le gradient de température dans le cristal.

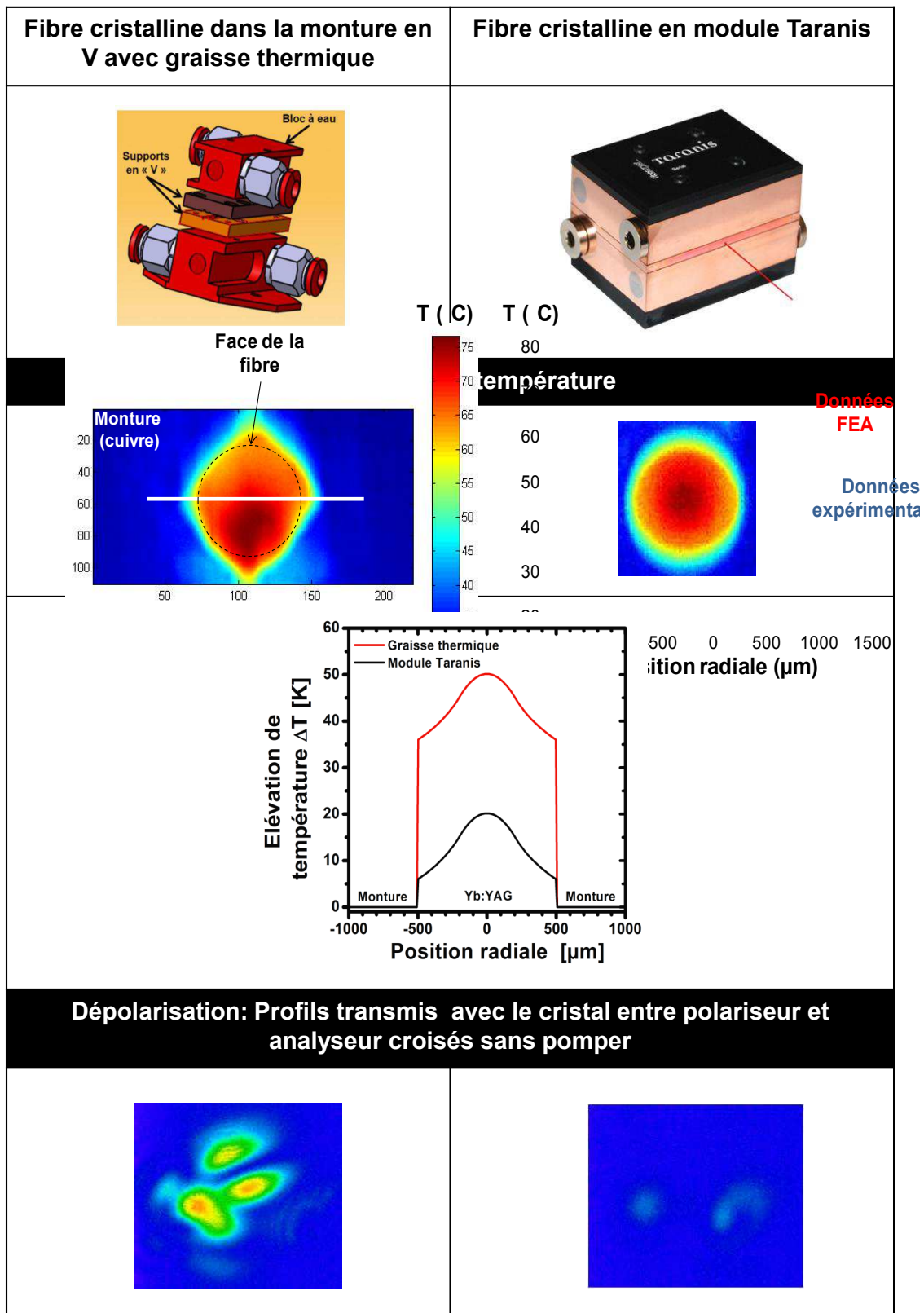


FIGURE 2.28 – Tableau comparatif entre la monture en V avec la graisse thermique. Les données sur la monture en V sont extraites de la thèse de Damien Sangla. Les profils de températures sont mesurés sur la face pompée de cristaux Yb:YAG avec un dopage de 1 at. % avec un faisceau de 400 μm de diamètre et une puissance de 180 W.

En collaboration entre le Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique et l'entreprise Fiberocryst, le module Taranis a été développé pour répondre à cette problématique⁶. Le module est constitué d'une plaque de cuivre dans laquelle le cristal traité anti-reflet est mis en contact avec des matériaux solides. Comme le montre la photographie de la figure 2.28, l'ensemble peut être placé entre deux montures refroidies par eau pour évacuer la chaleur générée dans le cristal. Les détails sur la méthode de production sont confidentiels et nous allons donc simplement décrire les performances de ces modules de gain à fibre cristalline. Contrairement à ce qui avait été observé avec la monture en V et la graisse thermique, la distribution de température sur la face pompée montre que la qualité de contact obtenue est très homogène (c.f. figure 2.28). Alors que le gradient de température dans le cristal identique à celui observé avec la monture en V, la différence de température entre le bord du cristal et sa monture n'est que de 6 K. Cela montre que la qualité de contact thermique est bien meilleure que celle observée avec la monture en V et la graisse. Le coefficient de transfert thermique h obtenu avec les modules est supérieur à $5 \text{ W/cm}^2/\text{K}$ alors qu'il est d'environ $1 \text{ W/cm}^2/\text{K}$ avec la monture en V et la graisse thermique. Par ailleurs, la mise en module introduit peu de contraintes en comparaison avec les montures en V (c.f. figure 2.28). Les cristaux mis en module présentent des taux de dépolarisation inférieurs à 0,5% sans pompage. La transmission des échantillons en guidage est légèrement inférieure après la mise en module. Pour un faisceau d'ouverture numérique de 0,16, elle passe typiquement de 90% pour un cristal seul à 75% une fois mis en module.

L'ensemble de ces propriétés font du module Taranis un environnement thermo-mécanique très performant qui permet de tirer pleinement parti des propriétés de la fibre cristalline. De plus, les modules de gain présentent aussi l'avantage d'être plus simples à mettre en place que les fibres cristallines nues et permettent aussi une meilleure répétabilité des performances des systèmes. Toutes les fibres cristallines utilisées durant cette thèse étaient mises en module par Fiberocryst.

Une comparaison détaillée des propriétés thermo-optiques entre une fibre cristalline en module et un cristal massif est présentée en annexe A.

2.5 Conclusion

Notre travail de modélisation de la propagation de la pompe dans la fibre cristalline et de validation expérimentale nous a permis de démontrer le confinement de la pompe par le guidage dans la fibre cristalline. Dans la partie guidée, une sur-intensité de la pompe apparaît dans un diamètre correspondant à celui sur lequel la pompe est focalisée en entrée de fibre cristalline. Le modèle développé durant cette thèse permet de quantifier l'apport du guidage de la pompe en termes de recouvrement. Alors que ce dernier est presque négligeable avec les pompes de plus faibles étendues géométriques (fibres de $100 \mu\text{m}$ de diamètre de cœur et une ouverture numérique de 0,22), le gain en recouvrement est supérieur à un facteur 2 pour les pompes à sortie fibrée de $600 \mu\text{m}$ de diamètre de cœur avec une ouverture numérique de 0,22. Comme

6. Le développement du module Taranis a eu lieu durant ma première année de thèse et j'y ai contribué en participant aux tests thermiques et optiques des échantillons.

nous le verrons au chapitre suivant, ce fort gain en recouvrement grâce au guidage peut être exploité avec un pompage de forte puissance moyenne mais de faible étendue géométrique.

Notre étude sur les propriétés thermiques de la fibre cristalline montre ses avantages par rapport aux cristaux massifs. Alors que la forte divergence des faisceaux de pompe multi-modes oblige à utiliser des taux de dopage élevés dans les cristaux massifs, le recyclage de la pompe par guidage permet d'utiliser des cristaux faiblement dopés. Cela présente l'avantage de repousser la puissance de pompe maximum avant fracture et de réduire l'élévation de température dans le cristal. Ainsi, grâce à la réduction de température, la fibre cristalline bénéficie de meilleures propriétés spectroscopiques que le cristal massif mais aussi d'une lentille thermique et d'une dépolarisation plus faible. Par ailleurs, il est essentiel de bien contrôler l'environnement thermo-mécanique de notre cristal pour profiter pleinement des avantages de sa géométrie. D'excellentes performances ont été observées avec les modules Taranis développés en collaboration entre l'entreprise Fibercryst et le Laboratoire Charles Fabry. Des qualités de contact 5 fois supérieures à celles de l'indium pressé ont été démontrées avec des dépolarisations induites inférieures à 0,5%.

La puissance de pompe maximale pour la fibre cristalline est déterminée par la limite de fracture du cristal. En effet, bien que la lentille thermique puisse affecter le recouvrement avec le faisceau de pompe et la qualité spatiale du faisceau signal, elle ne représente pas une limite fondamentale au dimensionnement en puissance de nos systèmes. La dépolarisation peut quant à elle être compensée dans une configuration deux passages ou évitée en utilisant des faisceaux à polarisation radiale ou azimutale. Nous estimons donc la puissance maximale de pompe autour de 1 à 1,5 kW par face avec un module dopé 1 *at. %*. Alors que la puissance maximale de pompe utilisée pour les expériences de Damien Sangla était de 200 W , cette thèse a été l'occasion d'explorer le potentiel de la fibre cristalline en régime de forte puissance. Les expériences réalisées en collaboration avec l'IFSW de l'Université de Stuttgart avec une diode de pompe d'une puissance de 600 W sont présentées dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Oscillateur et amplificateur Yb:YAG de forte puissance moyenne

Sommaire

3.1	Introduction	72
3.2	Oscillateur Yb:YAG de forte puissance	72
3.2.1	Dispositif expérimental	72
3.2.2	Résultats expérimentaux	73
3.3	Amplificateur Yb:YAG de forte puissance	74
3.3.1	Introduction	74
3.3.2	Dispositif expérimental	75
3.3.3	Résultats expérimentaux	76
3.4	Rôle du guidage dans les performances obtenues	79
3.5	Conclusion et perspectives	81

3.1 Introduction

Afin d'explorer le potentiel de la fibre cristalline en tant qu'architecture laser nous avons travaillé sur des expériences de forte puissance en régime continu. Dans le cadre d'une collaboration avec nos collègues allemands de l'IFSW¹ de l'Université de Stuttgart, nous avons commencé par réaliser un oscillateur à fibre cristalline Yb:YAG pompé avec une diode laser délivrant une puissance de 600 W. Les résultats obtenus étant prometteurs, notre exploration s'est poursuivie avec une expérience d'amplification. Cette dernière a permis de démontrer le potentiel de notre technologie en tant qu'amplificateur de puissance et son intérêt pour l'amplification de faisceaux à polarisation radiale ou azimutale.

3.2 Oscillateur Yb:YAG de forte puissance

3.2.1 Dispositif expérimental

Choix de la cavité laser

Notre objectif étant d'explorer les performances de l'oscillateur sur une large gamme de puissances de pompe, il faut prévoir de fortes variations de la lentille thermique. Ces changements de lentille thermique vont venir modifier la forme et la taille du faisceau résonnant ainsi que les conditions de stabilité de la cavité. Nous avons donc choisi une configuration de cavité qui reste stable sur toute la gamme de puissance sans avoir à en changer les paramètres. Cela permet de faire l'essentiel des alignements à basse puissance et de minimiser ainsi les risques d'endommagement de l'échantillon associés aux régimes transitoires pendant le réglage.

La cavité utilisée, très proche de celle des expériences de Damien Sangla [Sangla 09a], est composée de deux miroirs concaves de 50 mm et 100 mm de rayon de courbure. Elle est représentée sur la figure 3.1 avec la forme du faisceau résonnant pour une lentille thermique de 60 mm de focale. Le ménisque de rayon de courbure 50 mm et la face pompée du cristal sont séparés de 20 mm tandis que le coupleur de sortie est à 85 mm de la fibre cristalline. Pour cette étude de stabilité de cavité, la modélisation de la lentille thermique et de la propagation dans la fibre cristalline peut être réalisée en utilisant la matrice ABCD calculée à partir du modèle pas à pas décrit au chapitre précédent.

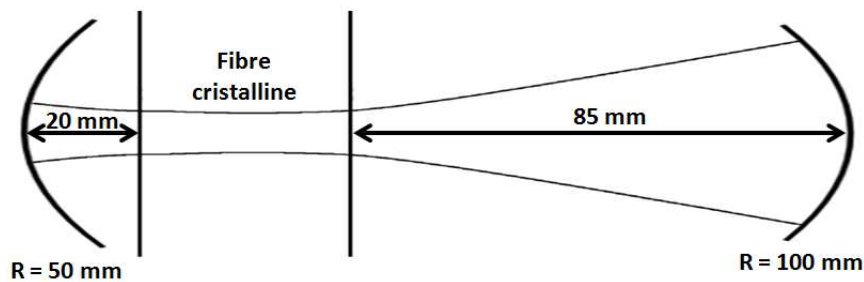


FIGURE 3.1 – Cavité laser.

1. Institut für Strahlwerkzeuge

L'évolution du diamètre maximum du faisceau résonnant monomode transverse le long de la fibre cristalline avec la focale de la lentille thermique peut être calculée en utilisant le logiciel de calcul de matrices ABCD Rezonator. La cavité reste stable jusqu'à une focale de lentille thermique d'environ 20 mm . De plus, le diamètre de faisceau résonnant monomode transverse reste inférieur à $300\text{ }\mu\text{m}$ sur toute la gamme de focales. Le diamètre minimum du volume pompé de $600\text{ }\mu\text{m}$ étant largement supérieur à cette valeur, des faisceaux fortement multimodes peuvent osciller dans la cavité.

Description de l'ensemble

Le montage est représenté schématiquement sur la figure 3.2. Le pompage de notre fibre cristalline est assuré par une diode fibrée qui peut délivrer jusqu'à 600 W de puissance moyenne à une longueur d'onde 940 nm . Le diamètre du cœur de la fibre de sortie est de $600\text{ }\mu\text{m}$ pour une ouverture numérique de $0,22$. Deux lentilles asphériques de 50 mm de focale permettent de faire l'image de la sortie de la fibre de pompe dans le cristal avec un grandissement unitaire. L'échantillon utilisé comme milieu à gain est une fibre cristalline Yb:YAG dopée $0,5\text{ at. \%}$ de 1 mm de diamètre et 40 mm de longueur placée dans un module Taranis refroidi par une eau à 16°C . Les deux faces du module sont traitées anti-reflets. Comme nous l'avons décrit dans la partie précédente, la cavité est formée de deux miroirs concaves de 50 mm et 100 mm de rayon de courbure. Le premier miroir est dichroïque avec un traitement hautement réfléchissant à 1030 nm et anti-reflet à la longueur d'onde de pompe (940 nm). Nous avons utilisé trois coupleurs de sortie de 70% , 50% et 20% de réflectivité à 1030 nm . Afin de limiter l'échauffement des optiques et d'éviter la dérive thermique des montures mécaniques, les deux lentilles asphériques et le miroir dichroïque sont refroidis activement grâce à des circuits d'eau. Finalement, un miroir dichroïque permet de filtrer la puissance de pompe non absorbée par la fibre cristalline et de mesurer la puissance laser de sortie.

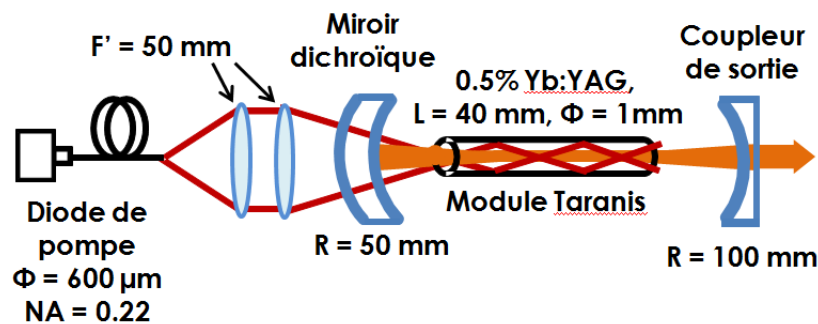


FIGURE 3.2 – Dispositif expérimental utilisé pour démontrer l'oscillateur forte puissance.

3.2.2 Résultats expérimentaux

La figure 3.3 montre les courbes d'efficacité obtenues pour des coupleurs avec une réflectivité de 70% , 50% et 20% ainsi qu'un profil de faisceau à pleine puissance pour le coupleur de 70% . La puissance maximale obtenue est de 251 W pour 600 W de pompe et constitue un nouveau record pour la technologie des fibres cristallines. L'efficacité optique-optique est de 44% alors que la pente d'efficacité atteint 52% pour le coupleur de 70% de réflectivité. Par ailleurs, la

puissance de sortie élevée de 206 W obtenue avec un coupleur de seulement 20% de réflectivité montre que le gain est important malgré la forte puissance et les élévations de température associées. Cela révèle le fort potentiel du dispositif pour une utilisation du module comme amplificateur de puissance. Comme nous pouvions nous y attendre, le faisceau de sortie est fortement multimode. Le facteur M^2 du faisceau de sortie est de 15 à pleine puissance de pompe.

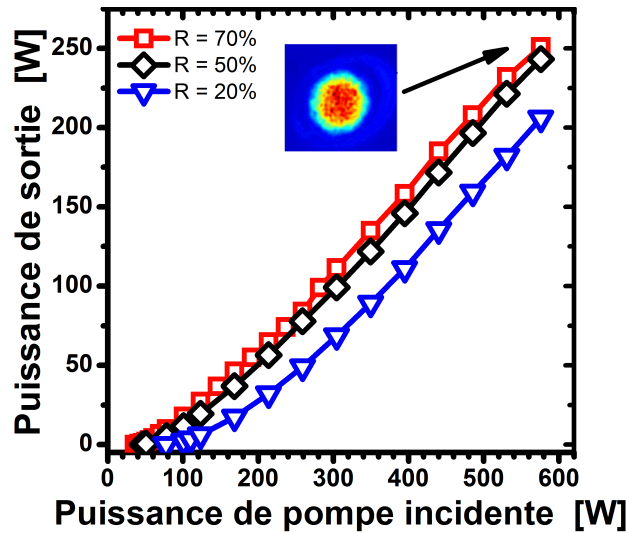


FIGURE 3.3 – Courbes d’efficacité de l’oscillateur pour différents coupleurs de sortie. Profil de faisceau à pleine puissance de pompe pour un coupleur de 70% de réflectivité.

Plusieurs éléments montrent clairement que le module procure une bonne gestion de la thermique. Tout d’abord, nous pouvons remarquer que la forme des courbes d’efficacité ne présente pas le fléchissement qui est généralement observé lorsque les phénomènes thermiques sont importants. Par ailleurs, la symétrie du profil de faisceau à pleine puissance indique une bonne symétrie de la qualité du contact entre le cristal et le module. Finalement, l’extraction de puissance de plus de 200 W associée au fort gain de 5 indique aussi que l’impact de l’élévation de température sur les propriétés spectroscopiques (voir chapitre 2) reste modéré.

3.3 Amplificateur Yb:YAG de forte puissance

3.3.1 Introduction

L’amplification d’impulsions en régime picoseconde ou sub-picoseconde à des puissances moyennes supérieures à 100 W représente un véritable défi. Alors que l’utilisation des fibres optiques est limitée par les effets non-linéaires associés à la forte puissance crête, les amplificateurs à disque mince présentent eux le principal inconvénient d’avoir un gain laser très modeste nécessitant le développement de configurations multipassages. Quant aux amplificateurs basés sur la technologie des slabs, ils restent complexes et coûteux à mettre en place. Par ailleurs, les résultats obtenus en sortie d’oscillateur avec un pompage 600 W laissent entrevoir un fort potentiel pour le développement d’amplificateurs Yb:YAG de puissance en exploitant la technologie des fibres cristallines. Afin d’étudier le comportement de notre système en régime de

forte puissance et de préparer les futures expériences en régime impulsif, nous avons travaillé sur un amplificateur en régime continu.

La symétrie offerte par la structure cristalline du YAG et par l'environnement thermomécanique de notre cristal mis en module est particulièrement intéressante pour amplifier des faisceaux à polarisation à symétrie cylindrique. Nous avons donc aussi travaillé sur l'amplification de faisceaux à polarisation radiale et azimutale sur lesquels nos collègues de l'IFSW travaillent depuis plusieurs années. Comme le montre la figure 3.4, l'orientation du champ électrique est radiale ou azimutale en tous points pour ces faisceaux. La distribution d'intensité en anneau est celle du mode Laguerre-Gauss LG_{01} . Ces deux états de polarisation sont entre autres utilisés pour des applications de micro-usinage car ils peuvent présenter plusieurs avantages par rapport à des faisceaux polarisés linéairement grâce à la symétrie cylindrique de leur polarisation [Weber 11]. Par exemple, pour les applications de perçage, l'utilisation de polarisation azimutale permet non-seulement d'obtenir de plus grandes profondeurs mais aussi de percer deux fois plus vite qu'avec une polarisation radiale alors qu'une polarisation linéaire donne des résultats intermédiaires [Kraus 10].



FIGURE 3.4 – Représentation schématique de la distribution d'intensité et de l'orientation locale du champ électrique pour des états de polarisation linéaire, radiale et azimutale.

La fibre cristalline est particulièrement bien adaptée pour amplifier ces faisceaux étant donné qu'elle présente une symétrie cylindrique tout comme les polarisations radiales et azimutales. Comme les axes neutres de la biréfringence induite par les phénomènes thermiques ont en tous points une orientation radiale ou azimutale, il ne devrait pas y avoir de dépolarisation pour ces faisceaux.

3.3.2 Dispositif expérimental

La figure 3.5 montre le schéma du montage expérimental. Pour cette expérience, la diode de pompe est similaire à celle utilisée pour l'oscillateur en régime continu. Deux lentilles asphériques de 100 mm de focale permettent de focaliser jusqu'à 460 W dans la fibre cristalline Yb:YAG sur un diamètre de 600 μm avec une ouverture numérique incidente de 0,22. Un module Taranis avec une fibre cristalline Yb:YAG dopée 0,5 at. % et des dimensions de 1 mm de diamètre et 40 mm de longueur a été testé. La source utilisée pour injecter l'amplificateur est un oscillateur continu à disque-mince Yb:YAG qui délivre jusqu'à 40 W de puissance avec un faisceau non-polarisé ou polarisé linéairement grâce à un polariseur intra-cavité. La polarisation linéaire du faisceau peut être convertie en polarisation radiale ou azimutale en utilisant un convertisseur composé de 8 segments de lames demi-ondes comme le montre la figure 3.6.

Le diamètre du faisceau sur la face d'entrée de la fibre cristalline est de $500 \mu\text{m}$ avec une divergence de $1,8 \text{ mrad}$ de manière à pré-compenser l'effet de la lentille thermique. Dans cette configuration, la figure 3.5 montre l'évolution théorique de la taille du faisceau signal le long de l'axe optique en utilisant la méthode décrite au chapitre 2 pour évaluer la lentille thermique.

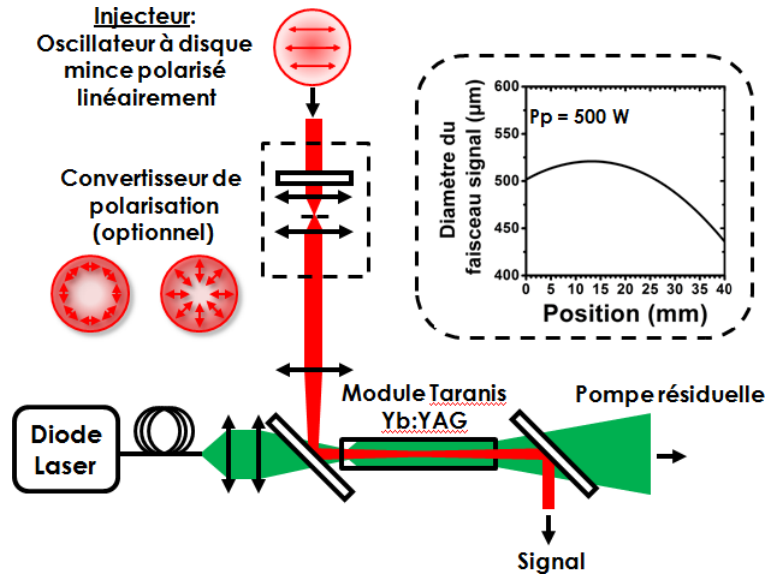


FIGURE 3.5 – Dispositif expérimental utilisé pour l'amplification. En haut à gauche : évolution théorique de la taille du faisceau signal le long de l'axe optique pour une puissance de pompe de 500 W .



FIGURE 3.6 – Convertisseur de polarisation linéaire en polarisation radiale ou azimutale. A gauche : Orientation des axes neutres des segments de lames demi-ondes. A droite : Photographie d'un convertisseur 8 segments.

3.3.3 Résultats expérimentaux

Amplification d'un faisceau non polarisé et polarisé linéairement

Dans un premier temps, l'expérience d'amplification est réalisée avec une source d'injection délivrant jusqu'à 40 W de puissance moyenne avec un faisceau non polarisé. Dans cette configuration, la cavité de l'oscillateur n'est pas parfaitement optimisée et la qualité de faisceau se dégrade légèrement à haute puissance. Alors que le M^2 est inférieur à $1,05$ à basse puissance, il augmente jusqu'à $1,45$ pour les deux axes à pleine puissance. Les résultats obtenus pour

une amplification simple passage sont présentés sur la figure 3.7. Tout comme nous avons pu l'observer pour l'oscillateur à fibre cristalline Yb:YAG, les courbes ne montrent pas de fortes saturations qui seraient le signe d'effets thermiques critiques. Cependant, on peut remarquer de légères baisses des pentes d'efficacité qui peuvent être dues aux augmentations de température dans le cristal. Pour une puissance injectée de 1 W, le gain maximum mesuré est de 23. Par ailleurs, la puissance maximale de 139 W est obtenue à pleine puissance de pompe pour une puissance injectée de 39 W. Avec une absorption totale de 89%, l'efficacité d'extraction optique-optique est de 24% dans ce cas.

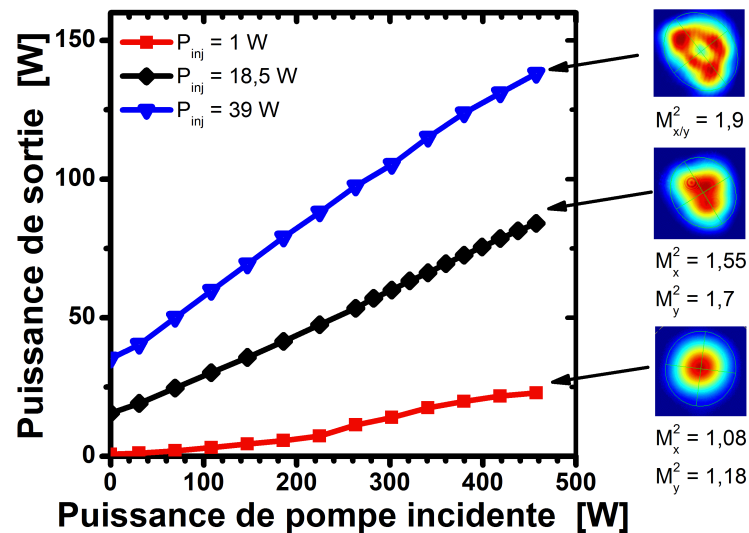


FIGURE 3.7 – Puissances de sortie de l'amplificateur en fonction de la puissance de pompe incidente.

Les profils spatiaux de faisceaux obtenus à pleine puissance de pompe sont montrés sur la figure 3.7. Alors que le faisceau de sortie est proche de la limite de diffraction ($M_x^2 = 1,08$; $M_y^2 = 1,18$) pour une puissance injectée de 1 W, la qualité de faisceau se dégrade pour des puissances injectées plus importantes (jusqu'à $M_{x/y}^2 = 1,9$). La première raison est que la qualité de faisceau du signal injecté se dégrade avec la puissance (d'un M^2 de 1,05 à 1,45). Par ailleurs, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la puissance absorbée au centre de la fibre augmente avec l'extraction par le signal. En passant de 1 W de puissance signal injectée à 40 W, les outils de calcul présentés au chapitre précédent permettent d'estimer une augmentation de puissance dioptrique de la lentille thermique de 70%. Dans ces conditions, les aberrations de la lentille thermique plus forte peuvent aussi être à l'origine de la dégradation de qualité de faisceau.

Amplification en polarisation linéaire

Par la suite, un polariseur a été ajouté dans la cavité de manière à obtenir un faisceau polarisé linéairement en sortie. À cette occasion, la cavité a aussi été optimisée pour avoir une meilleure qualité de faisceau signal à pleine puissance ($M^2 < 1,1$ avant amplification). Dans cette configuration le faisceau conserve une bonne qualité spatiale avec un M^2 qui reste inférieur à 1,35 sur toute la gamme de puissances de pompe et de signal après amplification. Par ailleurs,

le taux de dépolarisation reste inférieure à 6% ce qui montre que la dépolarisation n'est pas critique malgré les fortes puissances de pompe utilisées pour l'expérience. D'après nos calculs du chapitre précédent, ce taux de dépolarisation correspond à une puissance thermique de 19 W (soit 220 W de puissance de pompe absorbée) déposée dans le volume traversé par notre faisceau signal. Ce résultat est cohérent avec les recouvrements estimés au chapitre précédent (autour de 40% à 50% pour un diamètre de 500 μm) et confirme que la dépolarisation correspond bien à celle attendue en théorie en faisant l'hypothèse d'un contact thermique parfaitement homogène entre le cristal et sa monture.

Amplification en polarisation radiale et azimuthale

Les faisceaux à polarisation radiale ou azimuthale sont générés en envoyant le faisceau polarisé linéairement dans le convertisseur multi-segments décrit plus tôt. Le faisceau ainsi obtenu a une distribution d'intensité en forme d'anneau correspondant au mode de Laguerre-Gauss LG_{01} et son M^2 est de 2. Cette fois, le diamètre de faisceau signal en entrée de fibre cristalline est de 635 μm . Le faisceau de pompe reste focalisé sur un diamètre de 600 μm dans la fibre cristalline. La position exact du col du faisceau dans le cristal est ajustée de manière à optimiser les performances du système. Les puissances obtenues après un passage sont montrés sur la figure 3.8 en fonction de la puissance de pompe. Les courbes sont similaires pour les deux types de polarisation. Pour une puissance injectée de 1,35 W, le gain maximum observé est de 9 alors qu'il était de 23 pour un faisceau non-polarisé. Il semble donc que le gain soit nettement plus faible que pour l'amplification du faisceau non-polarisé. Cette différence peut venir du profil d'intensité qui présente une zone centrale avec une intensité nulle dans le cas de la polarisation radiale ou azimuthale. Il n'y a donc pas d'extraction dans la zone où le gain est le plus élevé. L'optimisation de l'extraction à pleine puissance demande aussi un affinement des réglages à pleine puissance qui peut être délicat à reproduire.

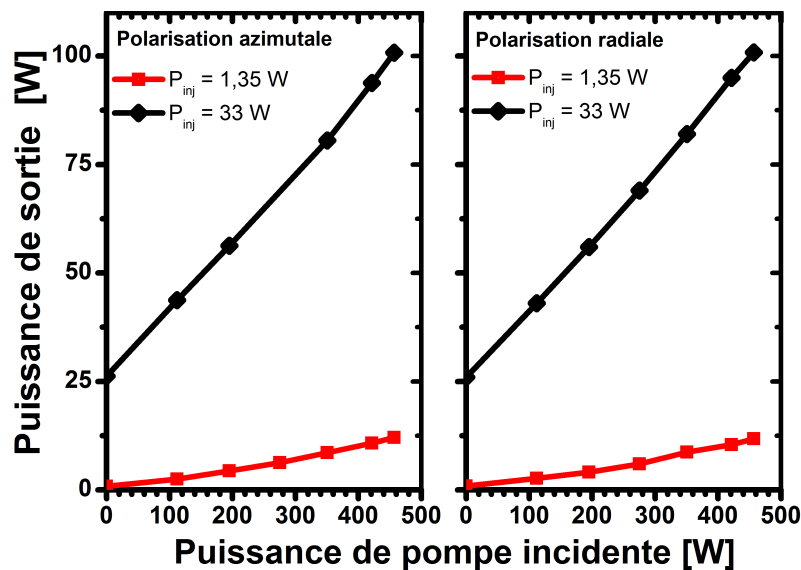


FIGURE 3.8 – Puissances de sortie de l'amplificateur en fonction de la puissance de pompe pour des faisceaux à polarisation radiale et azimuthale.

La figure 3.9 montre les profils d'intensité obtenus en sortie d'amplificateur à pleine puissance de pompe et de signal. Les profils obtenus en transmission de l'analyseur pour différentes orientations indiquent que les polarisations restent radiales ou azimutales après amplification. Une fois de plus la symétrie des profils de faisceaux après amplification confirmer l'homogénéité de la qualité du contact thermique entre le cristal et le reste du module.

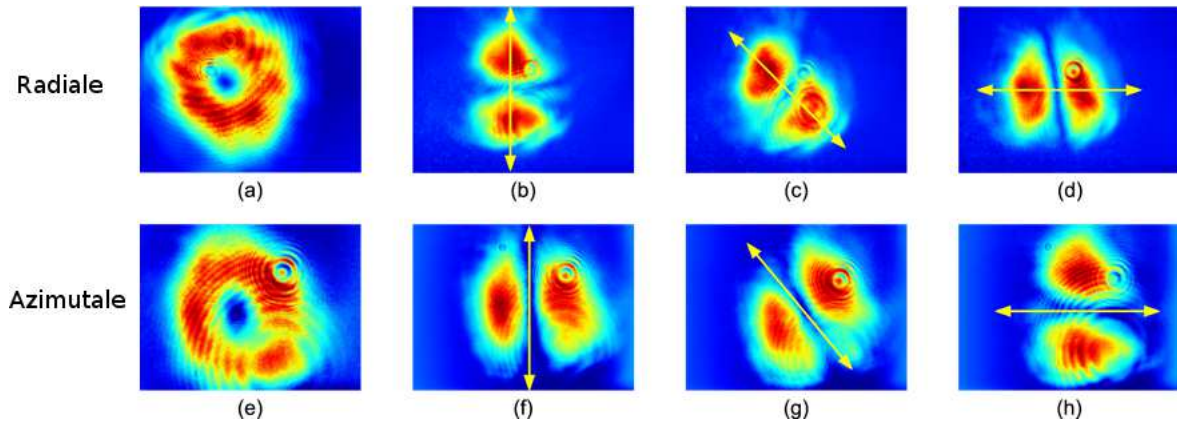


FIGURE 3.9 – (a et e) : Profils d'intensité en champ lointain en polarisation radiale et azimutale après amplification à pleine puissance de signal et de pompe. (b-d et f-h) : Profils transmis par un analyseur dont l'orientation de l'axe passant est indiqué par la flèche.

L'état de polarisation des faisceaux amplifiés a aussi été caractérisé de manière plus précise avec un polarimètre de Stokes [Liebig 10]. La figure 3.10 montre le profil d'intensité du faisceau amplifié avec une polarisation radiale et l'ellipticité locale de la polarisation. La mesure permet aussi de déterminer le degré de polarisation radiale qui est de $95\% \pm 2\%$ et reste le même avant et après amplification. Conformément à ce que nous avons pu anticiper en théorie, la polarisation radiale se conserve donc très bien pendant l'amplification.

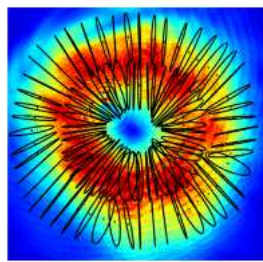


FIGURE 3.10 – Superposition du profil d'intensité pour une polarisation radiale et des ellipticités locales mesurées à l'aide d'un polarimètre de Stokes.

3.4 Rôle du guidage dans les performances obtenues

Avec une ouverture numérique de 0,22 et un col de faisceau situé dans le cristal, nous pouvons évaluer que le faisceau de pompe se propage librement entre 1,7 et 3,4 mm avant de commencer à être guidé par la fibre cristalline. Le guidage de la pompe intervient donc sur

plus de 90% de la longueur de notre cristal de 40 mm. Comme nous l'avons montré au chapitre 2, il joue un rôle important en permettant une amélioration du recouvrement par rapport à une configuration classique. Les calculs de tracé de rayons présentés dans le chapitre précédent permettent d'estimer une augmentation de la puissance absorbée dans un diamètre de 500 μm d'un facteur supérieur à 2,5 par rapport à un cas sans guidage de la pompe.

Dans le cas de l'oscillateur, nous pouvons comparer la puissance extraite avec la puissance qui serait absorbée, pour un cristal classique, dans un volume équivalent à la fibre cristalline. La figure 3.11 montre la puissance totale absorbée dans un cylindre de diamètre Φ en fonction de ce diamètre avec et sans guidage de la pompe. Le calcul est réalisé avec les outils théoriques décrits au chapitre précédent. On considère un faisceau de pompe au profil d'intensité rectangulaire avec un diamètre de 600 μm col et une ON incidente de 0,22. Avec une puissance de sortie de 250 W pour un coupleur de 70% de réflectivité, la puissance laser signal intra-cavité est supérieure à 1,5 kW. Dans ce régime de forte saturation de la transition à la longueur d'onde laser, nous avons considéré un régime d'absorption petit signal. Le résultat du calcul est sans appel. La puissance absorbée dans le volume équivalent à la fibre cristalline est inférieure à 125 W sans guidage alors que la puissance de 250 W qui a été mesurée en sortie d'oscillateur correspond à une puissance absorbée consommée d'au moins 275 W (en tenant compte du défaut quantique). Si l'on estime que le diamètre du signal est autour de 700 μm et que l'on prend en compte le défaut quantique, on retrouve une pente d'efficacité théorique autour de 50% qui correspond bien aux 52% observés expérimentalement. Cette modeste comparaison entre nos calculs théoriques et l'expérience nous permet donc de montrer que l'extraction de puissance est améliorée de plus de 100% grâce au guidage de la pompe dans le cas de l'oscillateur.

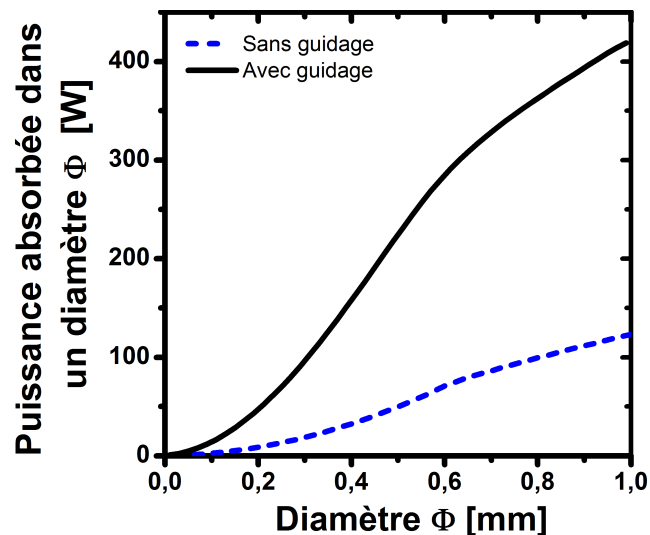


FIGURE 3.11 – Puissance absorbée dans le cylindre de diamètre Φ en fonction de Φ pour 550 W de pompe en régime d'absorption "petit signal".

De la même manière, pour l'amplificateur, nous pouvons comparer le gain petit signal théorique avec et sans guidage (c.f. figure A.2) avec le gain maximum mesuré pendant les expériences. Pour une température de 300 K, le calcul donne des gains petits signaux de

respectivement 1,8 (sans guidage) et 42 (avec guidage) pour une puissance de pompe incidente de 470 W. Le gain maximum mesuré pendant nos expériences d'amplification de 23 est donc plus de dix fois plus élevé que le gain petit signal théorique sans guidage et sans échauffement. Une fois de plus, ces résultats montrent le rôle primordial du guidage. Cependant, nous pouvons aussi remarquer que le gain maximum mesuré est deux fois plus faible que le gain petit signal théorique. La saturation du gain² et l'effet de l'élévation de température sont à l'origine de cette différence.

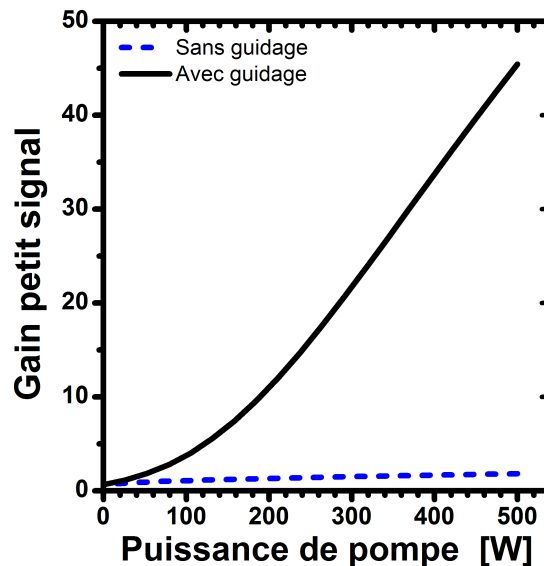


FIGURE 3.12 – Évolution du gain petit signal avec la puissance de pompe dans la fibre cristalline et dans des configurations avec et sans guidage du faisceau de pompe.

3.5 Conclusion et perspectives

Ces expériences réalisées à l'université de Stuttgart avec nos collègues de l'IFSW nous ont permis de montrer que les fibres cristallines Yb:YAG en module Taranis peuvent être pompées avec des puissances de plus de 500 W. En oscillateur, une puissance record de 250 W a été obtenue avec une efficacité de conversion optique-optique de 44%. Une première démonstration en amplificateur de puissance simple passage a aussi été réalisée. Des gains simple passage supérieurs à 20 et une puissance extraite de 99 W ont été mesurés. A pleine puissance de pompe, la qualité de faisceau est à peine dégradée avec un M^2 du faisceau gaussien qui passe seulement de 1,1 à 1,35. Par ailleurs, les premiers tests d'amplification de faisceaux à polarisation radiale et azimutale ont donné des résultats très encourageants avec une excellente conservation de l'état de polarisation.

Durant ces deux expériences avec les fibres cristallines Yb:YAG en module, plusieurs observations croisées démontrent la qualité du contact thermique, son homogénéité et la robustesse de l'environnement thermo-mécanique du cristal. En premier lieu, les courbes d'efficacité obtenues ne montrent pas de fléchissements importants qui pourraient résulter des effets thermiques

2. Le gain de 23 est mesuré pour une puissance injectée de 1 W.

sur le gain. Ensuite, la symétrie des profils de faisceau observés en sortie d'oscillateur et d'amplificateur indique clairement que la qualité de contact entre le cristal et le module est homogène et symétrique. En effet, toute asymétrie du système de refroidissement entraînerait une asymétrie de la lentille thermique et par conséquent des profils de faisceau. Enfin, le faible degré de dépolarisation observé en polarisation linéaire et plus particulièrement en polarisation radiale est un signe de plus de la symétrie de l'environnement thermo-mécanique du cristal.

Ces résultats ont donné lieu à deux publications dans *Optics Letters* et *Optics Express* ainsi qu'à deux présentations orales en conférence [Délén 12b, Piehler 13]. Par ailleurs, suite à ces travaux, la collaboration avec l'IFSW va se poursuivre dans le cadre d'un projet européen récemment accepté et impliquant plusieurs partenaires industriels et académiques. Son objectif est de proposer une source pico-seconde innovante de 500 W pour des applications de micro-usinage. Les fibres cristallines y seront utilisées comme pré-amplificateurs de puissance pour atteindre 100 W et injecter un amplificateur final à disque mince.

Comme nous venons de le voir, le guidage de la pompe dans la fibre cristalline permet d'obtenir de très bons résultats avec des sources de pompe de fortes puissances mais de larges étendues géométriques. Cependant, les développements récents des technologies des diodes lasers fibrées utilisées pour le pompage permettent aux constructeurs de proposer des sources de faible étendue géométrique toujours plus puissantes. Nous avons donc souhaiter poursuivre l'exploration du potentiel de notre technologie avec des sources de pompage de forte radiance. C'est l'objet des trois chapitres suivants qui présentent le dimensionnement d'un amplificateur à fibre cristalline ainsi que deux expériences applicatives.

Chapitre 4

Dimensionnement et caractérisation d'un amplificateur à fibre cristalline

Sommaire

4.1	Introduction	84
4.2	Modélisation de l'amplification dans la fibre cristalline	85
4.2.1	Présentation générale	85
4.2.2	Description détaillée	86
4.2.3	Dimensionnement de l'amplificateur	91
4.3	Caractérisation de l'amplificateur	93
4.3.1	Dispositif expérimental	93
4.3.2	Résultats expérimentaux	94
4.4	Conclusion	96

4.1 Introduction

La radiance des diodes laser à 940 *nm* couplées à des fibres optiques a rapidement évolué ces dernières années. Aujourd'hui, plusieurs fournisseurs proposent des diodes de fortes radiances de plus de 70 *W* avec des fibres autour de 100 μm de diamètre de cœur grâce à la combinaison spatiale de mono-émetteurs. Ces sources compactes (typiquement $12 \times 4 \times 2$ *cm*) et bon marché (de 15 $\$/W$ à 30 $\$/W$) sont parfaitement adaptées à l'intégration dans des systèmes laser industriels. Elles présentent aussi l'avantage d'être plus simples à alimenter en courant que les sources utilisant des barrettes de diodes qui demandent de forts courants.

Les performances des diodes laser de forte radiance sont amenées à continuer à évoluer rapidement. En effet, les puissances en sortie des mono-émetteurs ne cessent de croître chaque année. Par exemple, alors que les modules de diodes laser couplées à des fibres intègrent actuellement des mono-émetteurs de 10 à 12 *W* de puissance, la prochaine génération d'émetteurs délivrant une puissance de 18 *W* est déjà en phase de test. Par ailleurs, de nouvelles techniques telles que la combinaison spectrale de barrettes de diodes laser se développent rapidement. Des sociétés comme Teradiode ou DirectPhotonics sont capables de proposer des systèmes de plus de 400 *W* en sortie de fibres de 100 μm de diamètre de cœur ($\text{ON} < 0,2$) avec une largeur de spectre à mi-hauteur inférieure à 10 *nm*. Cependant, les prix restent prohibitifs pour le moment et les produits standards développés jusque là ne répondent pas à nos besoins pour le pompage de l'Yb:YAG.

Pour le pompage de notre amplificateur à fibre cristalline Yb:YAG, nous avons utilisé un module de diodes laser fibré produit par Jenoptik délivrant une puissance de 75 *W* en sortie d'une fibre optique de 105 μm de diamètre de cœur ($\text{ON} = 0,15$).¹ Son spectre d'émission de moins de 3 *nm* à mi-hauteur est centré autour de 940 *nm* et convient donc très bien pour le pompage de l'Yb:YAG.

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, ce type de diode permet d'obtenir de meilleurs recouvrements grâce à la faible étendue géométrique des faisceaux. En revanche, le guidage de la pompe n'est pas exploité dans ces configurations. Mais, comme le montre notre étude comparative en annexe A, la géométrie de la fibre cristalline ainsi que les propriétés thermo-mécaniques remarquables de son module lui confèrent de nombreux autres avantages par rapport au cristal massif. Ce chapitre présente la modélisation, le dimensionnement et la caractérisation d'un amplificateur à fibre cristalline Yb:YAG avec un pompage de forte radiance. Ce système est ensuite utilisé pour deux applications d'amplification de puissance présentées dans les chapitres 5 et 6.

1. A l'époque de l'achat, fin 2011, ces diodes étaient les plus puissantes disponibles sur le marché pour des étendues géométriques aussi faibles.

4.2 Modélisation de l'amplification dans la fibre cristalline

4.2.1 Présentation générale

Avant de décrire le dispositif expérimental utilisé pour cette expérience, nous allons présenter le modèle d'amplification en régime continu utilisé pour le dimensionnement. A partir des paramètres du milieu à gain et des faisceaux laser de signal et de pompe, le modèle utilisé effectue un calcul pas à pas qui suit les étapes suivantes :

- Calcul de l'inversion de population dans une tranche de cristal à partir des paramètres matériaux et des distributions d'intensité des faisceaux de signal et de pompe dans les deux sens de propagation.
 - Calcul de la distribution de température et de la puissance dioptrique de la lentille thermique locale à partir de la puissance absorbée dans la tranche.
 - Actualisation des distributions d'intensité dans la tranche suivante pour le faisceau laser et le faisceau de pompe.
 - Propagation du calcul pas à pas jusqu'au bout de la fibre cristalline.
 - Calcul pas à pas en suivant la même démarche dans l'autre sens de propagation.
- L'ensemble des étapes précédentes est répété jusqu'à ce que l'algorithme converge. A chaque itération, les résultats du calcul précédent sont utilisés comme connaissances à priori de l'état du système.

Comme nous le verrons par la suite, l'application de ce modèle permet de prévoir les puissances de sortie de nos systèmes avec des précisions de l'ordre de $\pm 10\%$. Il est résolu spatialement en 3 dimensions et prend en compte l'effet des variations de température ainsi que l'effet de la lentille thermique sur les variations de taille de faisceau signal.

Remarque sur le profil du faisceau de pompe

Comme le montre la figure 4.1, le profil spatial du faisceau autour du col est assez proche d'un profil gaussien avec un recouvrement géométrique de plus de 85%. Nous allons donc utiliser un profil de pompe gaussien pour la modélisation de l'amplificateur.

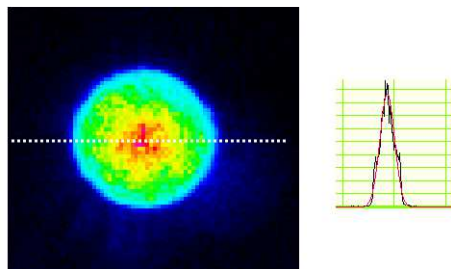


FIGURE 4.1 – Profil du faisceau de pompe autour du plan du col. Recouvrement géométrique avec un profil gaussien : $> 85\%$.

4.2.2 Description détaillée

Définitions et notations

L'ensemble des termes et notations utilisées par la suite sont définis ci-dessous avec r et z les coordonnées radiales et longitudinales le long de la fibre cristalline:

Puissance de pompe co-propageante	$Pp_+(z)$	W
Puissance de signal co-propageante	$Ps_+(z)$	W
Puissance de signal contra-propageante	$Ps_-(z)$	W
Intensité de pompe co-propageante	$Ip_+(r,z)$	W/m^2
Intensité signal co-propageante	$Is_+(r,z)$	W/m^2
Intensité signal contra-propageante	$Is_-(r,z)$	W/m^2
Longueur d'onde du signal (1030 nm)	λ_s	nm
Longueur d'onde de pompe (940 nm)	λ_p	nm
Rayon du faisceau signal ($1/e^2$)	$\omega_s(z)$	m
Rayon du faisceau de pompe ($1/e^2$)	$\omega_p(z)$	m
Rayon du faisceau signal au col ($1/e^2$)	$\omega_{s0}(z)$	m
Rayon du faisceau de pompe au col ($1/e^2$)	$\omega_{p0}(z)$	m
Paramètre M^2 du faisceau signal	M_s^2	
Paramètre M^2 du faisceau de pompe	M_p^2	
Rayon de courbure complexe du faisceau signal	$q_s(z)$	m

TABLE 4.1 – Définitions et notations pour les faisceaux de laser et de pompe.

Longueur du cristal	L	40	mm
Rayon du cristal	r_0	0,50	mm
Densité de population du niveau i	$n_i(r,z)$		$ions \cdot m^{-3}$
Densité de population totale (1 at. %)	n_t	$1,36 \cdot 10^{26}$	$ions \cdot m^{-3}$
Température dans le cristal	$T(r,z)$		K
Température de la monture	T_m	290	K
Section efficace effective d'absorption	$\sigma_{abs}(\lambda, T)$	Eq. 2.6	cm^2
Section efficace effective d'émission	$\sigma_{em}(\lambda, T)$	Eq. 2.7	cm^2
Temps de vie de fluorescence	τ	0,95	ms

TABLE 4.2 – Notations et valeurs pour les paramètres du milieu à gain.

Conductivité thermique	K_c	10	$W/m/K$
Coefficient de transfert thermique	h	5	$W/cm^2/K$
Part de la puissance absorbée convertie en chaleur	η_h	0,09	
Coefficient thermo-optique	χ	$9,0 \cdot 10^{-6}$	K^{-1}

TABLE 4.3 – Notations et valeurs pour les paramètres thermiques et thermo-optiques.

Gain double passage calculé	G
Différentiel de gain entre deux itérations successives	ΔG

TABLE 4.4 – Notations pour le gain.

Pas d'échantillonnage radial	dr	5	μm
Pas d'échantillonnage longitudinal	dz	10	μm
Critère de convergence	$\Delta G/G$	<0,001	

TABLE 4.5 – Paramètres du calcul numérique.

Méthode de calcul

Le figure 4.2 montre le schéma de principe de notre code de simulation de l'amplificateur en configuration double passage.

Le calcul compris dans la boucle A permet d'estimer le gain dans l'amplificateur à partir des paramètres des faisceaux pour le signal et la pompe. Il prend aussi en compte des données à priori sur la température, la forme du faisceau signal ainsi que sur la distribution de puissance du faisceau signal contra-propageant.

Le rayon du faisceau de pompe $\omega_p(z)$ est un paramètre fixe qui se calcule à partir de l'équation 4.1 de la position du col du faisceau de pompe par rapport à la face d'entrée z_{p0} et de son diamètre dans ce plan ω_{p0} . Il s'agit de la formule pour un faisceau gaussien qui a été modifiée pour prendre en compte le M^2 différent de 1 et l'indice du milieu n .

$$\omega_p(z) = \omega_{p0} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_p \cdot M_p^2 \cdot (z - z_{p0})}{\pi n \omega_{p0}^2} \right)^2} \quad (4.1)$$

Le rayon du faisceau signal est quant à lui initialisé au début du calcul avec une équation identique mais est actualisé par la suite pour prendre en compte l'effet de la lentille thermique. Pour cela, nous utilisons le rayon de courbure complexe $q_s(z)$ qui est relié au rayon du faisceau par l'équation 4.2.

$$q_s(z) = z + i \frac{\pi \omega_{s0}^2}{\lambda_s} \quad (4.2)$$

Les calculs de propagation pas à pas s'opèrent dans les boucles B et C : B en co-propagatif et C en contra-propagatif. Nous allons décrire le cas co-propagatif (boucle B) ci-dessous.

La première étape consiste à calculer les intensités. Nous faisons l'hypothèse que les profils d'intensité de pompe et de signal sont conservés pendant l'amplification et considérons des profils gaussiens pour la pompe et le signal. Par exemple, la distribution d'intensité de pompe en z est donnée par l'équation 4.3.

$$I_{p+}(r, z) = \frac{2 \cdot P_{p+}(z)}{\pi \cdot \omega_p^2(z)} \exp\left(-\frac{2 \cdot r^2}{\omega_p^2(z)}\right) \quad (4.3)$$

Une fois le calcul des intensités effectué, l'inversion de population peut être estimée. La résolution de l'équation de population eq. 4.4 à l'état stationnaire donne la population de l'état excité n_2 en un point avec l'équation 4.5.

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

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

Les distributions d'intensité dans la tranche suivante peuvent ensuite être calculées en utilisant les équations 4.6 et 4.7. Les valeurs de la température, de la taille du faisceau signal et de l'intensité I_- utilisées sont issues de l'itération précédente de la boucle A ou de l'initialisation des variables.

$$I_{p+}(r, z+dz) = I_{p+}(r, z) \exp([- \sigma_{abs}(\lambda_p, T(r, z)) \cdot n_1(r, z) + \sigma_{em}(\lambda_p, T(r, z)) \cdot n_2(r, z)]) \cdot dz \quad (4.6)$$

$$I_{s+}(r, z+dz) = I_{s+}(r, z) \exp([\sigma_{em}(\lambda_s, T(r, z)) \cdot n_2(r, z) - \sigma_{abs}(\lambda_s, T(r, z)) \cdot n_1(r, z)]) \cdot dz \quad (4.7)$$

Les puissances peuvent alors être calculées par intégration sur la section du cristal comme le montre l'équation 4.8 pour la puissance de pompe.

$$P_{p+}(z+dz) = \int_{r=0}^{r=r_0} I_{p+}(r, z+dz) 2\pi r dr \quad (4.8)$$

Finalement, l'actualisation des valeurs de la température et du rayon de courbure complexe du faisceau signal est réalisée avec les paramètres énoncés plus tôt et les équations du chapitre 2.

La présence simultanée de deux faisceaux signal en contra-propagation entraîne des interférences et l'apparition d'une onde stationnaire. Ce phénomène entraîne des modulations de l'inversion de population et de l'extraction et on parle alors de "Spatial Hole Burning". Localement, l'intensité totale $I_{stot}(r, z)$ peut s'écrire:

$$I_{stot}(r, z) = I_{s+}(r, z) + I_{s-}(r, z) + 2\sqrt{I_{s+}(r, z)I_{s-}(r, z)} \cdot \cos\frac{4\pi n z}{\lambda_s} \quad (4.9)$$

La période de modulation de l'intensité totale est donc de $\lambda_s/(2n)$ soit seulement 283 nm. Notre pas de résolution spatial en z étant beaucoup plus grand que cette période (10 μm), nous ne pouvons pas utiliser directement cette équation. Nous avons donc fait une approximation qui consiste à considérer les mêmes modulations d'intensité avec une période spatiale Ω plus grande². Elle est valide à condition que les variations des différents paramètres de nos faisceaux puissent être négligées sur la période considérée. Nous pouvons ainsi modéliser le "Spatial Hole Burning" en définissant $I_{s_{mod}}$ et en l'utilisant pour remplacer les termes $(I_{s+} + I_{s-})$ dans le calcul des densités de population.

$$I_{s_{mod}}(r, z) = I_{s+}(r, z) + I_{s-}(r, z) + 2\sqrt{I_{s+}(r, z)I_{s-}(r, z)} \cdot \cos\frac{2\pi z}{\Omega} \quad (4.10)$$

La modulation de l'extraction de puissance signal doit aussi être prise en compte. Par exemple, si l'on suppose que le gain ne dépend pas de la direction de propagation, le calcul pas à pas de la puissance de signal devient:

$$P_{s+}(z + dz) = \int_{r=0}^{r=r_0} I_{s+}(r, z) \cdot \left[1 + \frac{I_{s_{mod}}(r, z)}{I_{s+}(r, z) + I_{s-}(r, z)} \cdot (\exp(g(r, z)dz) - 1)\right] 2\pi r dr \quad (4.11)$$

avec g le gain linéique:

$$g(r, z) = \sigma_{em}(\lambda_s, T(r, z)) \cdot n_2(r, z) - \sigma_{abs}(\lambda_s, T(r, z)) \cdot n_1(r, z) \quad (4.12)$$

La propagation pas à pas en contra-propagation se fait de manière totalement analogue et nous n'allons donc pas la détailler ici.

2. Nous avons utilisé $\Omega = 200 \mu m$ pour nos calculs.

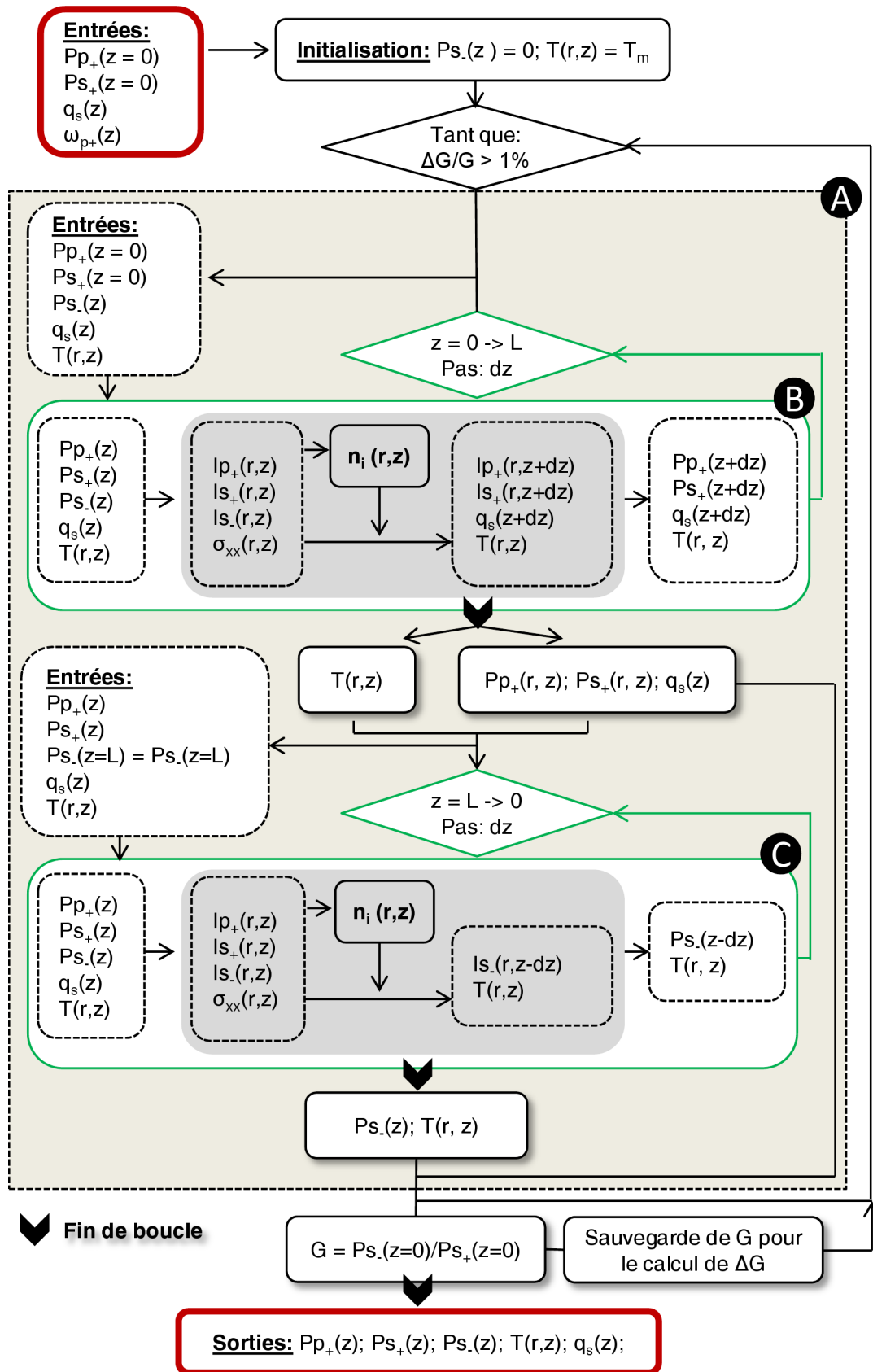


FIGURE 4.2 – Schéma de principe du code de simulation de l'amplification double passage.

4.2.3 Dimensionnement de l'amplificateur

Comme nous l'avons évoqué au deuxième chapitre, le dimensionnement de la géométrie et le choix des taux de dopage des fibres cristallines Yb:YAG a été réalisé dans le cadre de la thèse de Damien Sangla. Les échantillons disponibles pendant cette thèse étaient donc de 1 mm de diamètre, 40 mm de longueur et avec un taux de dopage de $0,5\text{ at. \%}$ ou $1,0\text{ at. \%}$. Nous n'allons pas revenir sur ces étapes de dimensionnement mais nous allons en revanche utiliser notre modèle pour choisir les paramètres géométriques de nos faisceaux de signal et de pompe.

Pour commencer, nous allons considérer que le col du faisceau signal est placé à l'entrée de la fibre cristalline. Dans un deuxième temps, nous nous demanderons si les performances de notre amplificateur peuvent être améliorées en pré-compensant l'effet de la lentille thermique en modifiant la divergence du faisceau signal. Les premiers paramètres que nous allons faire varier sont donc le rayon du faisceau signal ω_{s0} , le rayon du faisceau de pompe au col ω_{p0} et sa position dans le cristal. Pour cela, nous avons calculé numériquement le gain pour les plages de valeurs indiquées dans le tableau ci-dessous:

Rayon du faisceau signal ($1/e^2$) ω_{s0}	100 à 400 μm
Rayon du faisceau de pompe ($1/e^2$) ω_{p0}	100 à 400 μm
Position du col de faisceau de pompe ³	0 à 20 mm

TABLE 4.6 – Plages de valeurs utilisées pour le calcul de dimensionnement des faisceaux.

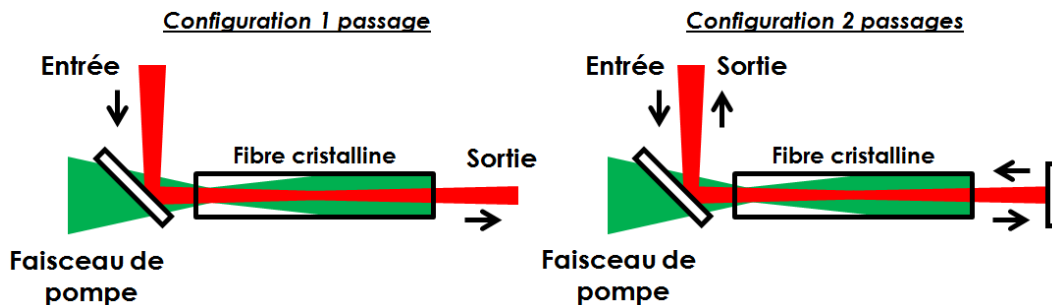


FIGURE 4.3 – Configurations 1 et 2 passages.

La figure 4.4 présente les évolutions des gains relatifs en amplification 1 ou 2 passages (c.f. figure 4.3) pour une puissance signal injectée de 1 W et une puissance de pompe de 75 W . Pour chaque couple de valeurs $(\omega_{p0}, \omega_{s0})$, le gain indiqué correspond au maximum obtenu pour une position du col de faisceau de pompe le long de l'axe optique situé entre 0 et 20 mm de la face d'entrée. En 1 et 2 passages, les couples de valeurs optimales sont respectivement $(\omega_{p0} = 140\ \mu\text{m}, \omega_{s0} = 180\ \mu\text{m})$ et $(\omega_{p0} = 180\ \mu\text{m}, \omega_{s0} = 180\ \mu\text{m})$. Les tailles optimales pour les faisceaux de pompe et de signal sont donc différentes en configuration 1 et 2 passages. En fait, elles varient aussi légèrement avec les puissances de pompe et de signal. Cependant, d'un point de vue pratique, nous n'allons pas réajuster les tailles de faisceaux

pour chaque point de fonctionnement. Nous allons donc nous concentrer sur la configuration 2 passages pour une puissance de pompe de 75 W et 1 W de signal car cela correspondra aux conditions typiques d'utilisation de l'amplificateur. Dans cette configuration, les puissances de sortie restent à plus de 95% de l'optimum sur des plages d'environ $\pm 10\%$ autour des valeurs centrales. Expérimentalement, nous avons travaillé avec des faisceaux de $200\ \mu\text{m}$ de rayon pour le faisceau signal et le faisceau de pompe. Le fait d'utiliser des faisceaux légèrement plus larges que la configuration optimale nous permet à la fois de réduire la lentille thermique mais aussi d'anticiper une réduction du rayon du faisceau signal au cours de la propagation avec la lentille thermique.

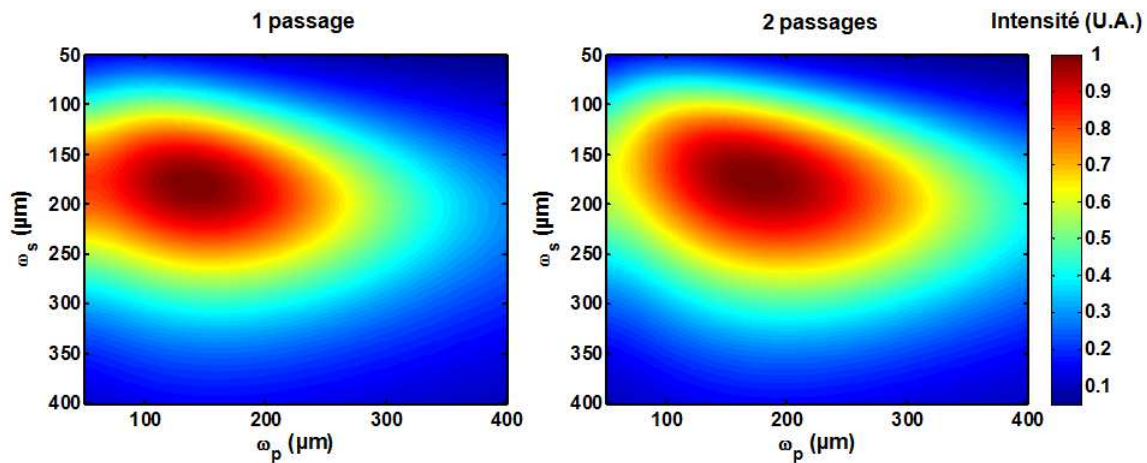


FIGURE 4.4 – Évolutions des gains relatifs en amplification 1 ou 2 passages pour une puissance signal injectée de 1 W et une puissance de pompe de 75 W . Pour chaque couple de valeurs $(\omega_{p0}, \omega_{s0})$, le gain indiqué correspond au maximum obtenu pour un col du faisceau de pompe situé à une distance de la face d'entrée comprise entre 0 et 20 mm . Gains maximums calculés (sans "spatial hole burning") : 1 passage : 10; 2 passages : 21.

La figure 4.5 présente les évolutions des gains relatifs en amplification 1 ou 2 passages en fonction de la position du col du faisceau de pompe dans la fibre cristalline. On considère la configuration expérimentale pour les tailles de faisceaux $(\omega_{p0} = 200\ \mu\text{m}, \omega_{s0} = 200\ \mu\text{m})$ et une puissance signal injectée de 1 W ainsi qu'une puissance de pompe de 75 W . Cette fois encore, il y a une légère différence entre les réglages optimaux pour les configurations 1 et 2 passages. La position optimale se trouve autour de 10 mm ce qui correspond à peu près à la distance de Rayleigh de notre faisceau de pompe ($9,6\text{ mm}$). On peut remarquer que la puissance de sortie reste à plus de 99% de la valeur optimale sur une large plage de positions de plus de $2,5\text{ mm}$. Ce paramètre ne nécessitera donc pas d'ajustement expérimental fin.

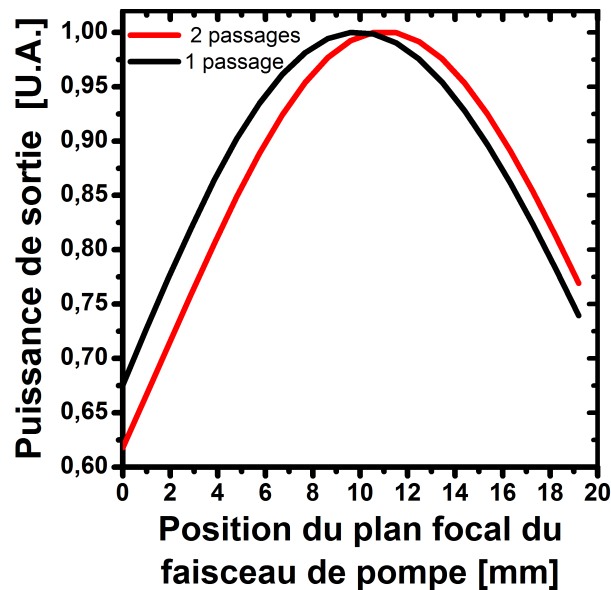


FIGURE 4.5 – Évolutions des gains relatifs en amplification 1 ou 2 passages en fonction de la position du col du faisceau de pompe par rapport à la face d'entrée du cristal. ($\omega_{p0} = 200 \mu\text{m}$, $\omega_{s0} = 200 \mu\text{m}$). Puissance de pompe: 75 W. Puissance de signal: 1 W.

Comme nous l'avons vu aux chapitres précédents, la lentille thermique va entraîner des modifications du diamètre du faisceau signal au cours de la propagation dans la fibre cristalline. Il peut être nécessaire d'ajuster la divergence du faisceau signal injecté pour compenser ces effets de manière à ne pas perdre en extraction. Notre modèle prend en compte la lentille thermique pas à pas et actualise les diamètres de faisceau en conséquence. Nous pouvons aisément faire le calcul sans lentille thermique pour comparer les deux cas et en déduire l'influence de la lentille thermique sur l'extraction de puissance. En l'occurrence, même en régime de forte extraction et à pleine puissance de pompe, notre modèle ne prévoit qu'une variation de puissance de sortie de 3% pour de 1 à 5 W injectés en double passage. Étant donné cette faible différence, nous avons travaillé sans compensation de la lentille thermique.

4.3 Caractérisation de l'amplificateur

4.3.1 Dispositif expérimental

Le schéma expérimental de l'amplificateur à fibre cristalline est montré sur la figure 4.6. L'échantillon utilisé est un cristal Yb:YAG dopé 1 at. % de 1 mm de diamètre et 4 cm de longueur dans un module Taranis fourni par Fibercryst. Les deux faces du cristal sont traitées anti-reflet à 940 nm et 1030 nm. Comme nous l'avons déjà évoqué, le pompage est assuré par une diode qui émet 75 W autour de 940 nm en sortie d'une fibre multimode de 105 μm de diamètre et avec une ouverture numérique de 0,15. La face de sortie de la fibre de diode est imagée dans le cristal avec deux doublets de manière à pomper sur un diamètre de 400 μm . Le faisceau signal est lui aussi focalisé sur un diamètre de 400 μm dans la fibre cristalline. En un passage, un miroir dichroïque est utilisé pour filtrer la puissance de pompe résiduelle. Pour le deuxième passage, un miroir plan haute réflectivité est positionné de 2 à 5 cm derrière la

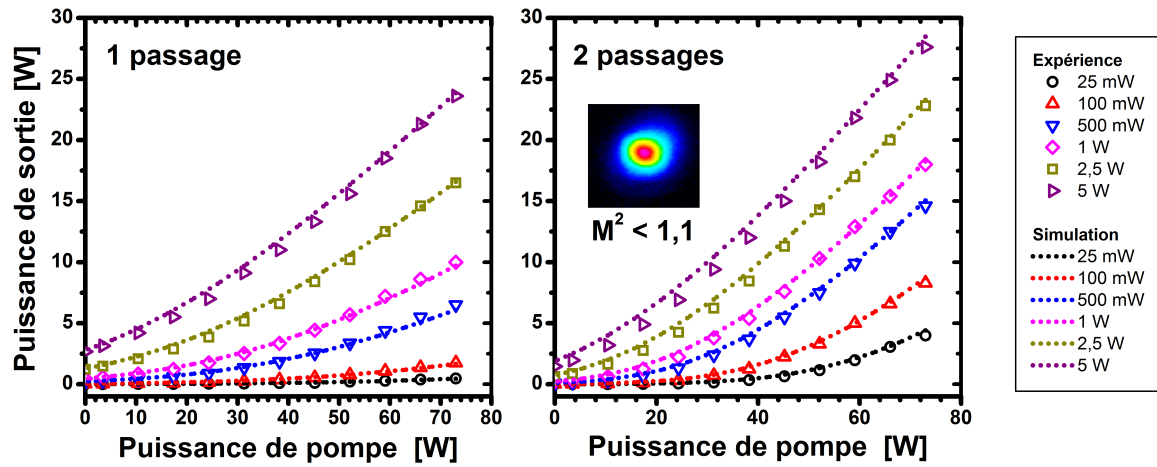


FIGURE 4.7 – Évolution des puissances de sortie en fonction de la puissance de pompe pour différentes puissances injectées pour 1 et 2 passages dans l'amplificateur. Courbes en pointillés: résultats de simulations. Symboles: points mesurés expérimentalement. Profil de faisceau à pleine puissance de pompe après amplification en configuration double passage.

L'effet du "spatial hole burning" est observable expérimentalement. Il suffit de faire vibrer le miroir de renvoi entre le premier et le deuxième passage pour observer une augmentation de l'extraction de puissance. Par exemple, pour une puissance injectée de 2 W , la puissance de sortie augmente d'environ 10% en tapotant sur la mécanique du miroir de retour. La figure 4.8 montre les résultats de simulation avec et sans modélisation du "spatial hole burning". On peut voir que l'effet est nettement plus important à plus faible gain lorsque la puissance injectée est plus élevée. Alors que la variation de puissance extraite calculée est à peine d'1% pour une puissance injectée de 25 mW à pleine puissance de pompe elle atteint 12% pour une puissance injectée de 5 W . Cette différence vient du fait que le contraste des interférences est plus grand si les intensités dans les deux sens de propagation sont proches. Entre 2 et 5 W de puissance injectée, le calcul prédit une réduction de 10% à 12% de la puissance extraite qui correspond aux observations expérimentales. L'utilisation d'un dispositif piezo-électrique pour faire vibrer continuellement le miroir de retour pourrait permettre de récupérer cette puissance extraite "perdue". Une autre façon de supprimer cet effet serait de positionner la lame quart d'onde entre la sortie de la fibre cristalline et le miroir de retour. Dans cette configuration les faisceaux à l'aller et au retour ont des polarisations orthogonales et n'interfèrent pas.

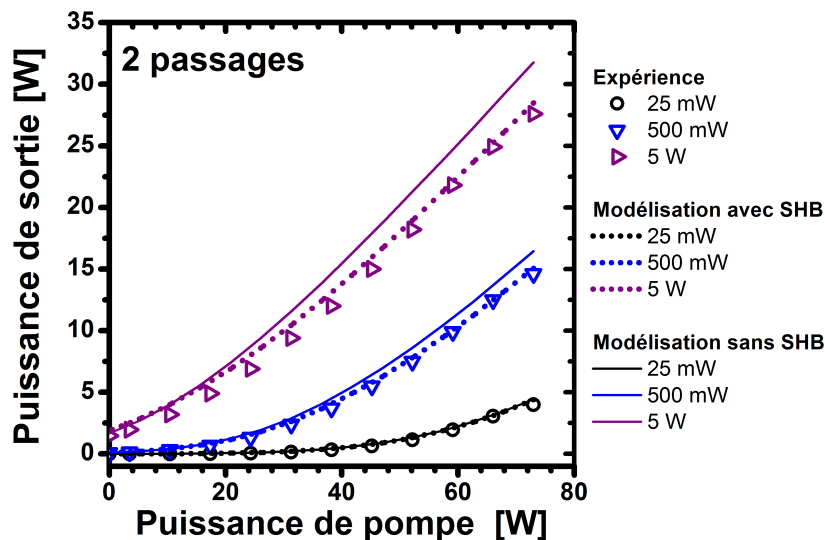


FIGURE 4.8 – Comparaison des résultats expérimentaux et théoriques avec et sans modélisation du "Spatial Hole Burning" (SHB).

4.4 Conclusion

L'évolution récente des technologies des diodes laser de pompe laisse à penser que leur radiance va fortement évoluer dans les prochaines années. Pour anticiper cette tendance, nous avons exploré le potentiel des fibres cristallines Yb:YAG en pompage avec une source de forte radiance. Les sources de forte radiance sont déjà disponibles pour des puissances moyennes et nous avons réalisé le dimensionnement d'un amplificateur pompé par une diode émettant 75 W en sortie d'une fibre multimode de $105\ \mu\text{m}$ de diamètre de cœur ($ON = 0,15$). Pour ce faire, nous avons développé un modèle numérique qui permet de calculer les puissances de sortie du

système en utilisant une méthode de calcul pas à pas résolue en 3 dimensions. Elle inclut les calculs de distributions de température et prend en compte ses effets sur les propriétés spectroscopiques et la propagation du faisceau signal.

Une première expérience utilisant une source continue à 1030 *nm* nous a permis de caractériser les performances du système et de valider notre modèle théorique. En deux passages, des gains supérieurs à 300 ont été mesurés. Par ailleurs, une efficacité de 31% a été mesurée en amplification de puissance avec une injection de 5 *W*. Ces résultats laissent aussi entrevoir de belles perspectives pour des systèmes à plus forte puissance avec une pente d'efficacité qui atteint près de 50% pour les derniers points. Après amplification, la qualité de faisceau est bien conservée avec un M^2 inférieur à 1,1. En outre, un excellent accord est observé entre les résultats théoriques et expérimentaux sur une large plage de puissances de signal et de pompe. Notre modèle théorique est donc validé et cet outil pourra être utilisé pour de futurs dimensionnements de systèmes.

Les deux chapitres qui suivent sont consacrés à l'utilisation de notre amplificateur pour deux applications pour lesquels les fibres optiques sont limitées par les effets non-linéaires associés au confinement du signal. Nous verrons comment l'utilisation des fibres cristallines comme dernier étage d'amplification permet d'obtenir de fortes puissances crêtes avec un spectre fin ou encore des énergies significatives en régime femtoseconde.

Chapitre 5

Amplification d'impulsions à haute finesse spectrale

Sommaire

5.1	Problématique	100
5.1.1	Introduction	100
5.1.2	La diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques	100
5.2	Vue d'ensemble du système	102
5.3	L'injecteur fibré	103
5.3.1	Description	103
5.3.2	Caractérisations	105
5.4	Amplificateur à base de fibre à cristaux photoniques	107
5.4.1	Dispositif expérimental	107
5.4.2	Étude des limites de la fibre PCF	107
5.5	Amplificateur à fibre cristalline Yb:YAG	110
5.5.1	Dispositif expérimental	110
5.5.2	Résultats expérimentaux	111
5.6	Conversion en fréquence	112
5.7	Conclusion	113

5.1 Problématique

5.1.1 Introduction

Ce chapitre présente une première démonstration applicative de notre amplificateur à fibre cristalline Yb:YAG présenté au chapitre 4. La source à amplifier est une source mono-fréquence en régime impulsionnel à fibre dont les performances sont limitées par les effets non-linéaires. Nous verrons comment l'utilisation de la fibre cristalline permet de repousser ces limites.

Les lasers mono-fréquences trouvent des applications dans de nombreux domaines tels que les capteurs à fibre optique, la détection de gaz ou encore la mesure de profils de vents par LIDAR [Carlson 08, Akbulut 11]. La photolithographie UV à interférences requiert elle aussi de très faibles largeurs spectrales de l'ordre de quelques MHz afin d'assurer un bon contraste sur de larges surfaces [Paboeuf 13]. Plusieurs méthodes peuvent permettre d'obtenir des faisceaux mono-fréquences dans l'UV. Par exemple, une puissance de 12 W en continu à 266 nm a été obtenue en utilisant des étages de conversion non-linéaire en cavité externe [Südmeyer 08]. Cette approche s'avère être très efficace mais elle est en revanche complexe à mettre en œuvre car elle demande d'asservir mécaniquement les deux cavités externes utilisées successivement pour le doublement et le quadruplement de fréquence. Par ailleurs, les lasers à semi-conducteurs permettent aussi d'obtenir des faisceaux mono-fréquences dans l'UV en utilisant le doublage intra-cavité mais sont en revanche limités à de faibles puissances de sortie de quelques dizaines de mW [Paboeuf 13]. Une autre solution peut être de travailler en mode impulsionnel en proche infra-rouge pour pouvoir effectuer une conversion non-linéaire en extra-cavité. Il faut alors gérer les fortes puissances crêtes nécessaires pour obtenir une conversion de fréquence efficace. Or, comme nous allons le voir dans la partie suivante, la puissance crête des lasers à spectre fin dans les fibres optiques est fortement limitée par la diffusion Brillouin stimulée (SBS - *Stimulated Brillouin Scattering*). Nous avons donc fait le choix d'une architecture hybride qui permet de profiter du gain élevé des amplificateurs à fibres optiques et de la forte puissance crête qui peut être obtenue avec un amplificateur à fibre cristalline Yb:YAG.

5.1.2 La diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques

La diffusion Brillouin stimulée est un processus non-linéaire qui résulte de l'interaction entre la lumière et une onde acoustique dans un matériau [Agrawal 07]. La propagation d'une onde électro-magnétique dans un milieu peut entraîner l'apparition d'ondes acoustiques par électrostriction. Le phénomène d'électrostriction est une déformation d'un matériau sous l'effet d'un champ électrique. Les ondes acoustiques ainsi générées induisent des modulations de l'indice optique qui provoquent la diffusion Brillouin de l'onde électro-magnétique. Le même processus de diffusion Brillouin peut être aussi décrit du point de vue quantique comme l'annihilation d'un photon de pompe qui donne un photon de Stokes et un phonon acoustique. Dans les fibres optiques, le faisceau rétro-diffusé par effet Brillouin va venir interférer avec le faisceau de pompe qui l'a généré. Un réseau d'indice se forme et amplifie le phénomène de diffusion Brillouin par diffraction de Bragg. On parle alors de diffusion Brillouin stimulée (SBS). L'onde rétro diffusée est décalée en fréquence par l'effet Doppler associé au déplacement du réseau

d'indice à la vitesse du son. Pour des fibres optiques classiques, le décalage en fréquence est typiquement de l'ordre de 10 GHz . Il peut varier avec le type de matériau mais aussi avec d'autres paramètres comme la température ou les contraintes. Ce phénomène est largement utilisé pour concevoir des capteurs à fibres optiques qui trouvent de nombreuses applications dans des domaines aussi variés que le génie civil ou l'industrie pétrolière.

La largeur du spectre de gain Brillouin étant typiquement de l'ordre de 10 MHz à 50 MHz , la SBS se manifeste avec des spectres particulièrement fins [Agrawal 07, Niklès 97, Yeniay 02]. L'apparition du faisceau contra-propageant induit par la SBS limite fortement la montée en puissance des sources mono-fréquences à fibres optiques. Au delà du seuil Brillouin, la puissance laser rétro diffusée devient comparable à la puissance incidente. La puissance de sortie des lasers à spectre fin est donc limitée par cet effet. En régime continu et pour un spectre de largeur inférieure à celle du spectre de gain Brillouin, la puissance seuil SBS, notée P_{SBS} , peut s'estimer à partir de l'équation suivante [Agrawal 07]:

$$P_{SBS} \approx \frac{21A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (5.1)$$

où L_{eff} est la longueur effective de la fibre, A_{eff} est l'aire modale effective de la fibre et g_B le gain Brillouin en $m.W^{-1}$. Si la fibre est suffisamment courte pour pouvoir négliger les pertes passives, la longueur effective de la fibre correspond à sa longueur totale L . Pour une fibre de 2 mètres avec un cœur de $6\ \mu m$ de diamètre et une valeur typique de $g_B = 5 \cdot 10^{-11}\text{ m/W}$ [Agrawal 07], le calcul donne une puissance crête au seuil de l'ordre de 6 W . Pour des fibres de plus large cœur de $15\ \mu m$ ou $40\ \mu m$ de diamètre, la puissance au seuil Brillouin est respectivement de l'ordre de 35 W et 250 W .

Pour une fibre active, il faut aussi prendre en compte l'amplification du faisceau signal et du faisceau rétro-diffusé pendant la propagation. En reprenant les calculs en supposant un gain linéique constant, on peut montrer que la puissance maximale en sortie d'amplificateur à fibre pour un gain total G et une longueur de fibre L peut s'écrire [Agrawal 07]:

$$P \approx \frac{21A_{eff} \ln(G)}{g_B L} \quad (5.2)$$

La puissance crête au seuil est donc environ 4,5 à 7 fois plus élevée dans un amplificateur à fibre de 2 m de longueur avec des gains de 100 à 1000 respectivement que dans une fibre passive. Le tableau 5.1 résume les puissances crêtes estimées au seuil Brillouin pour différents diamètres de cœur de fibre. Gardons à l'esprit que ces calculs ne nous servent qu'à estimer des ordres de grandeur et décrire des tendances. Nous remarquons néanmoins qu'ils indiquent des seuils Brillouin à seulement quelques dizaines de watts pour les fibres monomodes classiques et quelques centaines de watts pour des fibres à cristaux photoniques larges cœurs de $40\ \mu m$ de diamètre. Ce phénomène va donc s'avérer fortement limitant en régime impulsionnel où l'on peut atteindre facilement plusieurs dizaines voire plusieurs centaines de kilowatts en puissance crête.

Diamètre du cœur	Seuil Brillouin P_{SBS}
6 μm	25 à 50 W
15 μm	160 à 250 W
40 μm	1,1 à 1,8 kW

TABLE 5.1 – Puissances crêtes estimées au seuil Brillouin pour une largeur de spectre inférieure à 1 MHz et pour une fibre amplificatrice de 2 mètres de longueur avec un gain compris entre 100 et 1 000.

Plusieurs références mentionnent des résultats expérimentaux qui valident ces ordres de grandeur. En régime continu avec une fibre amplificatrice de 9 m de longueur à large aire modale de 43 μm de diamètre de cœur, des puissances de sortie maximum de l'ordre de 500 W ont été obtenues pour un spectre de largeur inférieure à 1 MHz [Jeong 07]. En régime impulsionnel, une puissance crête de 330 W a par exemple été mesurée en sortie d'un amplificateur avec une fibre de 25 μm de diamètre de cœur [Zhu 12]. Différentes stratégies peuvent permettre de repousser les seuils Brillouin dans les fibres optiques. Par exemple, il est possible de concevoir des fibres avec de fortes pertes pour les modes acoustiques ou encore de rendre le spectre de diffusion Brillouin inhomogène en introduisant des gradients de température ou de contraintes [Hansryd 01, Rothenberg 08, Spring 10, Dragic 06].

Cependant, bien que ces approches permettent de repousser les seuils Brillouin, ces méthodes peuvent être difficiles à mettre en place et la puissance crête des systèmes reste limitée autour du kilowatt. Nous avons donc fait le choix d'utiliser un système hybride qui est basé sur une première amplification dans des étages fibrés avant de passer à une dernière étape d'amplification dans une fibre cristalline pour laquelle le seuil Brillouin est beaucoup plus élevé. Comme il y avait peu de données sur le sujet dans la littérature, nous en avons aussi profité pour étudier le seuil Brillouin dans la fibre à cristaux photoniques (PCF - Photonic Crystal Fiber) à large cœur utilisée comme dernier étage d'amplification à fibre.

5.2 Vue d'ensemble du système

Le système développé est basé sur la mise en forme temporelle avec un modulateur acousto-optique et l'amplification d'une diode laser. Un de ses intérêts est la grande versatilité qu'offre la source grâce à la durée et la cadence des impulsions qui peuvent être ajustées librement. Comme le montre la figure 5.1, le système est composé de quatre étages :

- Nous appellerons le premier étage "injecteur fibré" car il est composé d'éléments fibrés disponibles commercialement qui peuvent être connectés ou soudés entre eux. Il comprend la diode laser, un modulateur acousto-optique qui assure une mise en forme temporelle et trois premiers étages d'amplification. Il a été développé par la société Eolite sous forme d'un prototype puis optimisé à l'Institut d'Optique dans le cadre d'un contrat REI DGA.

- Le deuxième étage fait appel à plusieurs passages en espace libre. Il inclut un deuxième modulateur acousto-optique qui permet de réduire la cadence et un amplificateur à fibre à cristaux photoniques à large cœur. Son objectif est de travailler proche des limites de la technologie actuellement disponible pour les fibres.

- L'amplificateur de puissance à fibre cristalline forme le troisième étage. Grâce à ce dernier, notre système hybride permet d'obtenir de fortes puissances crêtes bien au-delà des limites de la SBS de la fibre à cristaux photoniques.

- Finalement, le faisceau obtenu dans l'infrarouge est converti dans le vert puis dans l'UV par deux étages successifs de doublement en fréquence. Ces conversions de fréquence ont été réalisées par Loïc Deyra dans le cadre de sa thèse.

Nous allons détailler la présentation de chacun des étages du système dans la partie qui suit en présentant les performances obtenues et les phénomènes étudiés.

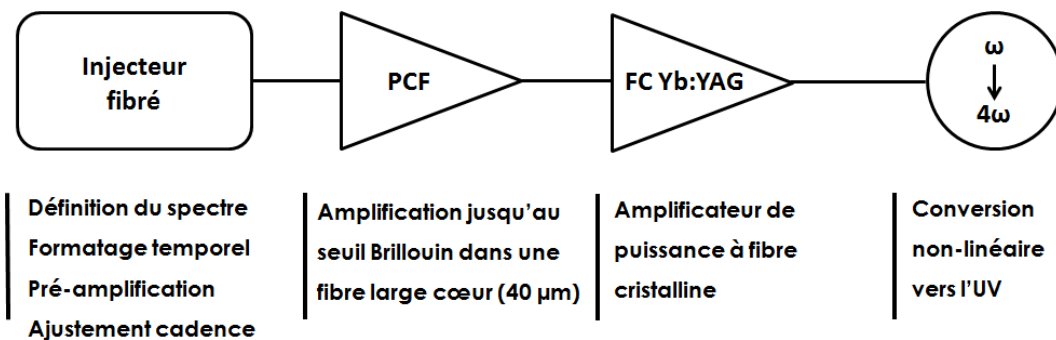


FIGURE 5.1 – Vue d'ensemble du système. PCF : Fibre à cristaux photoniques (Photonic Crystal Fiber). FC Yb:YAG : Fibre Cristalline Yb:YAG.

5.3 L'injecteur fibré

5.3.1 Description

Vue d'ensemble

Comme le montre la figure 5.2, l'injecteur fibré se compose d'une diode laser source, l'un modulateur acousto-optique et de trois pré-amplificateurs à fibres.

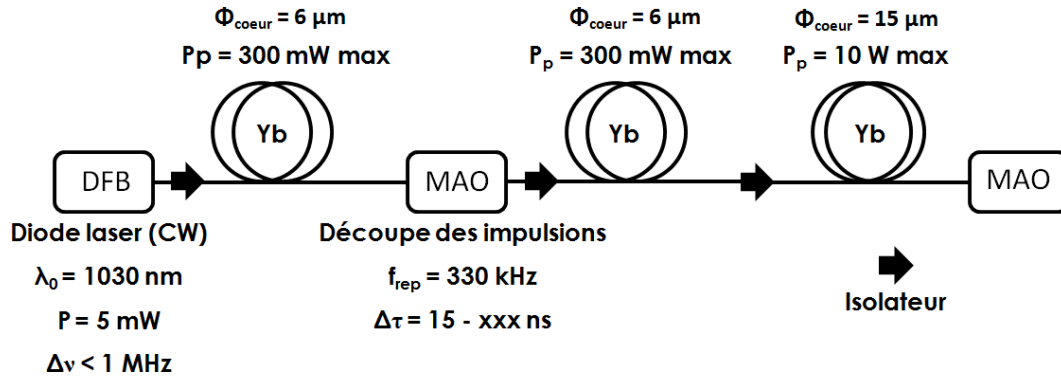


FIGURE 5.2 – Injecteur fibré. DFB : Diode laser DFB "Distributed FeedBack". MAO : Modulateur Acousto-Optique

La diode source

Pour cette expérience, la source à amplifier est une diode laser Nanoplus qui émet jusqu'à 5 mW en continu à 1030 nm avec une largeur spectrale spécifiée par le constructeur comme étant inférieure à 3 MHz. Ce spectre très fin est obtenu grâce à une structure de Bragg inscrite directement dans le semi-conducteur qui induit une contre-réaction répartie (DFB pour Distributed Feedback en anglais). Le faisceau de sortie est polarisé linéairement et est délivré par une fibre monomode transverse.

L'accordabilité de la diode laser est fortement réduite avec l'utilisation de la structure de Bragg. C'est la longueur d'onde de résonance de la structure de Bragg qui détermine la longueur d'onde d'émission de la diode. Cette dernière varie de $0,07 \text{ nm/K}^1$ ce qui permet tout de même d'ajuster finement le spectre d'émission avec la température pour qu'il corresponde au maximum de gain de la fibre cristalline Yb:YAG.

Le but final étant de produire un faisceau laser dans l'UV avec un bon rendement, nous souhaitons travailler avec une source en régime impulsionnel pour améliorer l'efficacité de conversion. Cependant, nous avons fait le choix de ne pas générer les impulsions en modulant directement le courant de la diode de manière à pouvoir conserver une faible largeur de spectre². La solution choisie consiste donc à former les impulsions avec un modulateur acousto-optique à partir du signal délivré en continu par la diode.

Le modulateur acousto-optique

Le modulateur acousto-optique permet de découper des impulsions d'une durée variable à une cadence ajustable ce qui peut faire varier les conditions d'énergie et de puissance crête en sortie de système laser. Il est piloté par un générateur radio-fréquence indépendant et un générateur d'impulsions. La durée des impulsions est limitée à un minimum de 13 ns par

1. L'évolution de l'énergie de gap avec la température permet de faire varier la longueur d'onde d'émission des diodes laser sans élément sélectif spectralement d'environ $0,3 \text{ nm/K}$.

2. En modulant le courant d'une diode laser DFB, les largeurs spectrales peuvent rapidement atteindre plusieurs GHz en régime impulsionnel (c.f. annexe D).

la vitesse de propagation de l'onde acoustique dans le milieu. L'excellent contraste de plus de 55 dB du modulateur utilisé permet de générer un signal à faible rapport cyclique sans craindre l'amplification du résidu de signal continu entre deux impulsions. Le modulateur que nous avons utilisé dispose d'une entrée et d'une sortie fibrée qui facilitent l'intégration. Les pertes en transmission de ce composant sont de 6 dB .

Étages amplificateurs

Les deux premiers amplificateurs sont constitués de fibres monomodes à maintien de polarisation avec un cœur de 6 μm de diamètre. Le pompage de ces fibres est assuré par deux diodes monomodes fibrées délivrant chacune 300 mW à 976 nm . De manière à limiter les effets non-linéaires, le troisième amplificateur utilise une fibre double cœur à large cœur de 15 μm de diamètre. La pompe utilisée pour cet étage d'amplification délivre jusqu'à 10 W en continu à 976 nm . Chaque étage d'amplification est doté d'un isolateur optique fibré pour éviter les retours dans le système qui pourraient l'endommager.

5.3.2 Caractérisations

Caractérisation du spectre de la diode DFB

La mesure de spectres fins avec une largeur dans la gamme du MHz peut se faire par hétérodyne. La technique consiste à étudier le signal de battement obtenu entre la source et un oscillateur local décalé en fréquence par rapport à la source [Okoshi 80]. Si les deux sources sont décorrélées, le spectre du battement correspond à la convolution des deux spectres. Dans notre cas, nous avons utilisé une configuration de mesure auto-hétérodyne qui utilise la diode DFB comme oscillateur local et source à caractériser. Il était donc important de s'assurer qu'il n'y avait pas de corrélation entre les deux oscillations en utilisant une ligne à retard de longueur fortement supérieure à la longueur de cohérence de notre source. La longueur de cohérence L_c d'une source laser de longueur d'onde λ , de largeur de spectre $\Delta\nu$ dans un milieu d'indice n est donnée par [Saleh 07] :

$$L_c = \frac{c}{n \cdot \Delta\nu} \quad (5.3)$$

La largeur spectrale de notre diode DFB est spécifiée par le constructeur comme étant inférieure à 3 MHz ce qui correspond à une longueur de cohérence supérieure à 67 m dans le verre. Nous avons donc utilisé une ligne à retard fibrée de 2 kilomètres qui devait être amplement suffisante pour éliminer toute corrélation entre les deux oscillations. Le modulateur acousto-optique permet de décaler le spectre de la diode de 200 MHz et d'observer ainsi un battement à cette fréquence. La figure 5.3 montre le schéma du dispositif expérimental utilisé pour cette mesure.

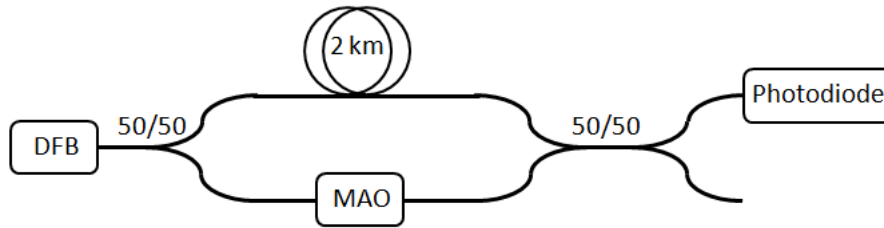


FIGURE 5.3 – Dispositif expérimental de mesure auto-hétérodyne. MAO : Modulateur Acousto-Optique. 50/50 : Coupleur à fibre 50/50.

En enregistrant un signal de battement auto-hétérodyne sur une durée de 4 ms , nous avons pu constater que la largeur spectrale d'émission de la diode était inférieure à 1 MHz . Cette valeur est largement conforme à la spécification du constructeur ($<3\text{ MHz}$).

L'émission spontanée amplifiée (ESA)

L'émission spontanée amplifiée (ESA) est en compétition avec le signal injecté dans les amplificateurs fibrés. Étant donné la faible puissance de sortie de notre diode laser d'injection une fois mise en forme par le modulateur acousto-optique, l'ESA risque de nous poser problème pour les premiers étages d'amplification. Par exemple, avec le modulateur directement après la diode, des impulsions de 13 ns à une cadence de 100 kHz correspondent à une puissance moyenne d'environ $2\text{ }\mu\text{W}$. A ce faible niveau d'injection, le premier amplificateur produit beaucoup d'ESA comme le montre le spectre sur la figure 5.4. En fait, la puissance de sortie est composée de seulement 10% de signal et 90% d'ESA. Nous n'allons donc pas pouvoir utiliser l'amplificateur dans cette configuration. La solution que nous avons trouvée consiste donc à amplifier le signal de la diode en continu avant de passer par le modulateur. Le deuxième amplificateur à fibre peut ainsi être injecté avec plus de puissance signal ce qui permet de réduire la part d'ESA en sortie. L'utilisation d'un deuxième modulateur acousto-optique placé en aval dans la chaîne d'amplification nous permet aussi de filtrer temporellement l'ESA.

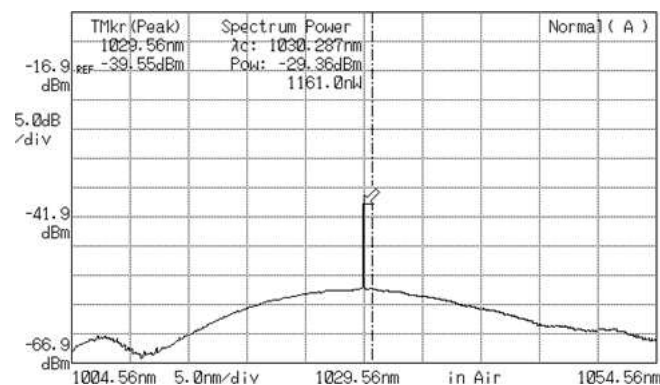


FIGURE 5.4 – Spectre obtenu en sortie du premier amplificateur à fibre pour une puissance injectée de $2\text{ }\mu\text{W}$ à 1030 nm . Dans ce cas l'ESA représente 90% de la puissance de sortie (mesure réalisée grâce à l'analyseur de spectre optique).

La diffusion Brillouin stimulée

Comme nous l'avons vu plus tôt, l'estimation du seuil de puissance Brillouin indique des limites en puissance crête de l'ordre de 25 W dans la fibre avec un cœur de $6\ \mu\text{m}$ de diamètre et 140 W dans la fibre de $15\ \mu\text{m}$ pour un gain de 100 et une longueur de 2 m . Le choix des paramètres temporels du signal est réalisé de manière à ne pas dépasser ces seuils.

5.4 Amplificateur à base de fibre à cristaux photoniques

5.4.1 Dispositif expérimental

Un isolateur et un deuxième modulateur acousto-optique qui permet de réduire la cadence sont placés en sortie de l'injecteur fibré. Les cadences des deux modulateurs sont ajustées à 330 kHz pour le premier et entre 10 kHz et 50 kHz pour le deuxième. Le signal est ensuite injecté dans un amplificateur à fibre à cristaux photoniques pour le ré-amplifier. Cette fibre polarisante double cœur de 2 m de longueur a un cœur monomode de $40\ \mu\text{m}$ de diamètre pour le signal et un cœur de $200\ \mu\text{m}$ de diamètre avec une ouverture numérique de 0,55 pour la pompe. Malgré sa structure à cristaux photoniques, elle reste souple avec un rayon de courbure minimum de 15 cm . Pour le pompage, nous avons utilisé une diode fibrée de 25 W à 976 nm avec une fibre de sortie de $100\ \mu\text{m}$ de diamètre de cœur et une ouverture numérique de 0,22. Afin de réduire la SBS, nous avons choisi de pomper de façon contra-propagative ce qui limite la distance de propagation à forte puissance crête. Comme le montre la figure 5.5, deux photodiodes sont utilisées pour observer l'allure temporelle des impulsions transmises et rétro-diffusées par SBS.

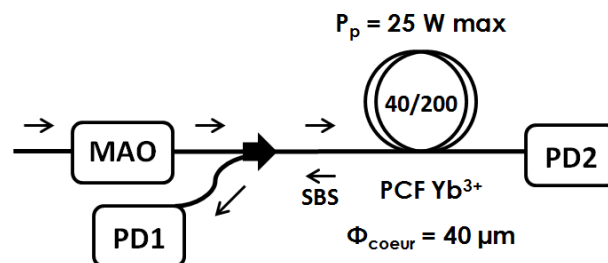


FIGURE 5.5 – Amplificateur à fibre à cristaux photoniques. PD :Photodiode.

5.4.2 Étude des limites de la fibre PCF

Détection du seuil Brillouin par analyse temporelle

Notre objectif étant de maximiser la puissance crête en sortie de la fibre à large cœur ($40\ \mu\text{m}$ de diamètre), nous avons cherché à la mesurer au seuil Brillouin. Afin de repérer le seuil de SBS, nous avons observé l'évolution du profil temporel de l'impulsion en sortie avec la puissance de pompe. Par exemple, la figure 5.6 montre les impulsions transmises et rétro-diffusées en présence de SBS pour des impulsions rectangulaires de 100 ns en entrée à une cadence de 10 kHz . Les formes des deux impulsions sont complémentaires. L'impulsion transmise présente un minimum d'intensité après 30 ns qui correspond à un maximum d'intensité pour l'impulsion rétro diffusée.

Ce type de déformation temporelle a déjà été observée par de nombreux expérimentateurs et peut être décrite théoriquement par une analyse de la dynamique de la SBS [Carlson 08, Agrawal 07].

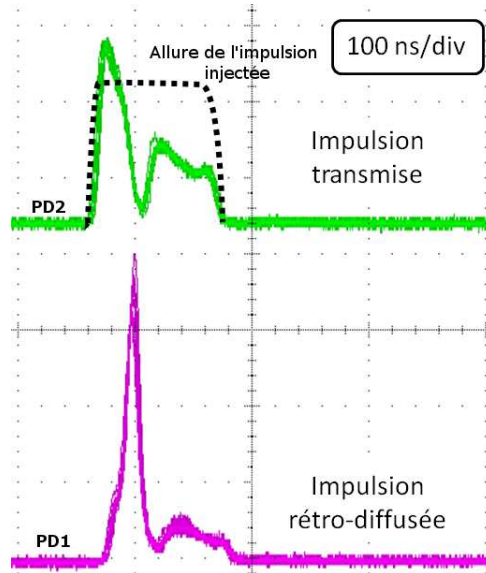


FIGURE 5.6 – Traces des impulsions transmises et rétro-diffusées par diffusion Brillouin stimulée pour l'amplificateur à fibre $40 \mu m$. Injection : impulsions rectangulaires de $100 ns$ à $10 kHz$.

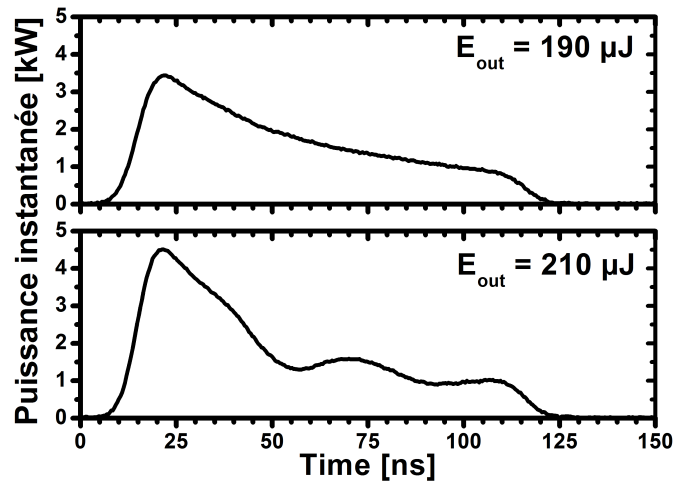


FIGURE 5.7 – Traces d'impulsions transmises de part et d'autre du seuil Brillouin pour des impulsions rectangulaires de $100 ns$ à $10 kHz$ en entrée. Pour une puissance de sortie de $2,1 W$, la diffusion Brillouin stimulée déforme le profil temporel d'impulsion en sortie.

Nous allons maintenant nous intéresser à la détection du seuil Brillouin à partir de l'observation de la forme de l'impulsion transmise. Grâce au caractère fortement non-linéaire du phénomène, l'effet de seuil est très net pour la diffusion Brillouin stimulée. La figure 5.7 montre les traces enregistrées pour des impulsions rectangulaires de $100 ns$ à $10 kHz$ en entrée et différentes puissances de sortie. La première courbe montre une impulsion qui a été déformée par

la saturation du gain dans l'amplificateur qui est alors à la limite du seuil Brillouin avec une puissance moyenne de sortie de $1,9\text{ W}$ ($3,4\text{ kW}$ crête). Pour une augmentation de la puissance moyenne de sortie de seulement 10% à $2,1\text{ W}$ ($4,5\text{ kW}$ crête) et une puissance rétro-diffusée qui reste inférieure à 50 mW , l'effet de la SBS devient clairement visible. Deux creux se forment dans le profil de l'impulsion. Une forte instabilité du signal est aussi observable à l'oscilloscope au dessus du seuil Brillouin.

Mesure des largeurs spectrales

La finesse spectrale requise, typiquement de quelques MHz, impose des contraintes sur la durée des impulsions. En effet, la largeur du spectre est limitée par la durée des impulsions par transformée de Fourier. Pour les impulsions les plus courtes, nous avons travaillé avec des spectres plus larges que le spectre de gain Brillouin. Dans ces cas de figure, le seuil Brillouin était donc plus élevé. De manière à caractériser le spectre après amplification pour différentes durées d'impulsions, nous avons utilisé la mesure de spectre hétérodyne décrite précédemment. Après amplification dans la fibre à cristaux photoniques, le signal est injecté dans un coupleur fibré de manière à venir le faire battre avec l'oscillateur local issu de la diode. Par exemple, la figure 5.8 (gauche) montre le signal de battement obtenu pour une impulsion de 150 ns en entrée. Le spectre des impulsions peut alors être obtenu en faisant la transformée de Fourier du signal de battement. La figure 5.8 (droite) en donne un exemple. Dans le cadre de notre étude, nous avons simplement mesuré la largeur à mi-hauteur des spectres obtenus aux seuils Brillouin pour différentes durées d'impulsion. Par exemple, pour notre impulsion de 150 ns nous avons mesuré une largeur de 7 MHz à mi-hauteur qui correspond à la limite par transformée de Fourier.

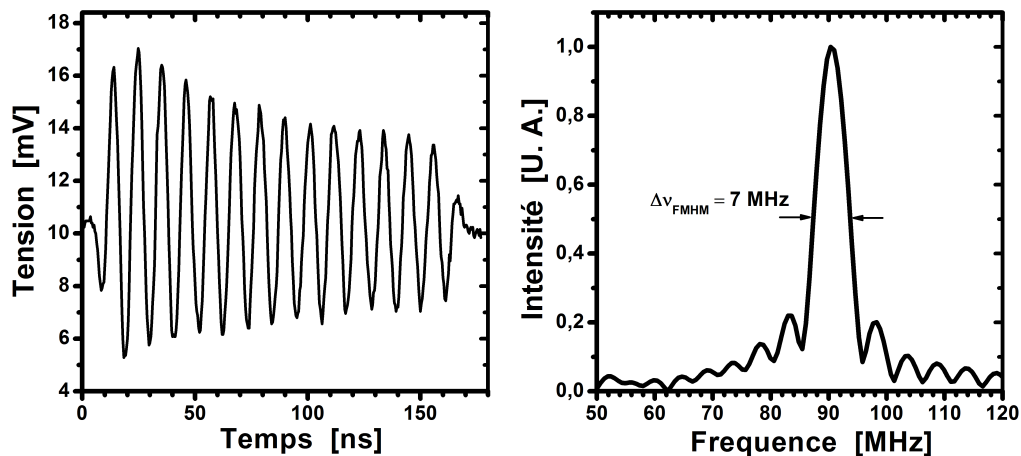


FIGURE 5.8 – Gauche : Signal de battement obtenu en sortie de l'amplificateur à fibre à large cœur pour une durée d'impulsion de 150 ns . Droite : Spectre des impulsions de 150 ns obtenu par transformée de Fourier du signal de battement.

Évolution du seuil Brillouin avec le spectre du signal injecté

La figure 5.9 présente la puissance crête mesurée au seuil Brillouin en fonction de la largeur spectrale qui varie de 5 à 35 MHz pour des impulsions de 200 ns à 15 ns en entrée. Pour des

largeurs de spectre inférieures à 15 MHz, la puissance crête au seuil varie peu et se situe autour de 3 kW. En revanche, la puissance crête augmente jusqu'à 7 kW pour un spectre de 35 MHz de large. Ces observations correspondent à une largeur spectrale de gain Brillouin de l'ordre de 15 MHz ce qui est dans la gamme de 10 MHz à 50 MHz donnée par la bibliographie. La puissance crête de 3 kW que nous avons mesurée pour les spectres les plus fins est environ deux fois plus élevée que ce que nous avons prévu en théorie (c.f. tableau 5.1). Bien que cette différence soit relativement importante, nous pouvons remarquer que les formules théoriques obtenues pour le régime continu permettent bien d'évaluer les ordres de grandeur du seuil Brillouin en régime impulsionnel.

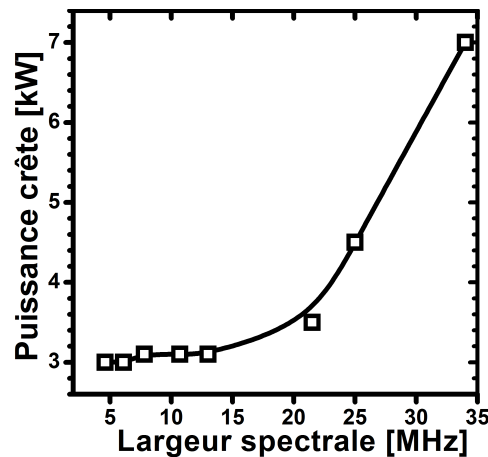


FIGURE 5.9 – Puissance crête au seuil de diffusion Brillouin stimulée en fonction de la largeur spectrale.

5.5 Amplificateur à fibre cristalline Yb:YAG

Afin de repousser les limites en puissance crête associées à l'effet Brillouin dans les fibres optiques, nous avons utilisé un dernier étage d'amplification à base de fibre cristalline Yb:YAG. Avec une très faible longueur d'interaction de seulement quelques centimètres et des faisceaux de plusieurs centaines de microns de diamètre, l'amplificateur à fibre cristalline présente un seuil de puissance Brillouin beaucoup plus élevé que dans les fibres optiques. Si l'on considère un faisceau de 400 μm de diamètre, une longueur de 4 cm et que l'on prend en compte un gain Brillouin environ six fois plus faible dans le YAG [Dragic 10], on peut estimer que le seuil Brillouin est 10 000 fois moins élevé dans la fibre cristalline que dans la fibre à cristaux photoniques de 40 μm . Étant donné que nous allons travailler avec des gains inférieurs à 100, nous allons toujours rester en dessous des seuils Brillouin dans la fibre cristalline.

5.5.1 Dispositif expérimental

Le schéma expérimental de l'amplificateur à fibre cristalline est montré sur la figure 5.10. Il est identique à celui que nous avons vu au chapitre précédent. La fibre cristalline Yb:YAG mise en module est pompée optiquement par notre diode laser qui délivre une puissance de 75 W en sortie d'une fibre avec un cœur de 100 μm de diamètre ($ON = 0,15$).

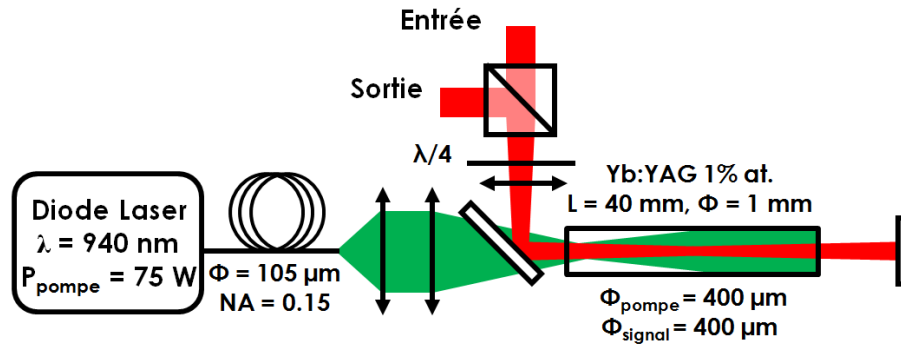
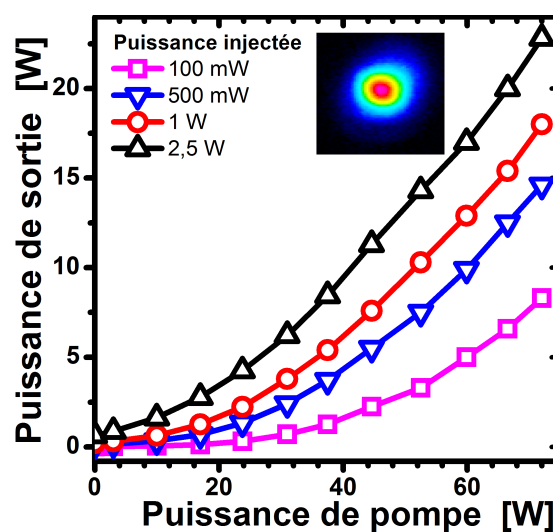


FIGURE 5.10 – Amplificateur à fibre cristalline.

5.5.2 Résultats expérimentaux

La figure 5.11 montre les courbes d'efficacité en deux passages pour une cadence de 30 kHz , des impulsions de 15 ns et des puissances injectées entre 100 mW et $2,5\text{ W}$. Étant donné que la période entre deux impulsions ($33\text{ }\mu\text{s}$) est très petite devant le temps de vie de fluorescence de l'Yb:YAG ($950\text{ }\mu\text{s}$), ces résultats sont très proches de ceux obtenus en continu au chapitre précédent. Une puissance de $22,5\text{ W}$ est obtenue à puissance de pompe maximale et pour une injection de $2,5\text{ W}$. Cela correspond à une efficacité d'extraction de 28%. La pente d'efficacité de conversion atteint elle près de 50% pour les derniers points ce qui montre le potentiel du système pour des pompages à plus fortes puissances. L'énergie par impulsion est alors de $750\text{ }\mu\text{J}$ et la puissance crête de 50 kW . Dans cette configuration, nous avons donc gagné un facteur sept sur la puissance crête par rapport à la limite Brillouin dans la fibre à cristaux photoniques (7 kW). La figure 5.11 montre aussi le profil de faisceau obtenu en sortie avec un M^2 inférieur à 1,1 dans les deux directions.

FIGURE 5.11 – Courbe d'efficacité pour une amplification en 2 passages dans la fibre cristalline pompée avec une puissance de 75 W . Profil du faisceau amplifié à pleine puissance de pompe.

5.6 Conversion en fréquence

La conversion en fréquence à 257 nm est réalisée grâce à deux étages successifs de doublement en fréquence. Un cristal de $3 \times 3 \times 20\text{ mm}$ de LBO taillé pour un accord de phase non-critique de type I permet de doubler le signal à 1030 nm . Les deux faces d'entrée et de sortie du LBO sont traitées anti-reflet. Le cristal est monté dans un four qui permet de maintenir sa température à $187,8^\circ\text{C}$. Le faisceau à 1030 nm est focalisé sur un diamètre de $120\text{ }\mu\text{m}$ dans le cristal et deux miroirs dichroïques sont utilisés pour séparer le signal à 515 nm du reste du faisceau à 1030 nm . Les puissances obtenues ainsi que les efficacités de conversion sont représentées sur la figure 5.12 pour une durée d'impulsion de 15 ns . Nous avons mesuré une puissance de sortie maximum de $12,4\text{ W}$ correspondant à une efficacité de conversion de 58% . Le faisceau laser à 515 nm est proche du mode fondamental gaussien avec un M^2 inférieur à $1,1$.

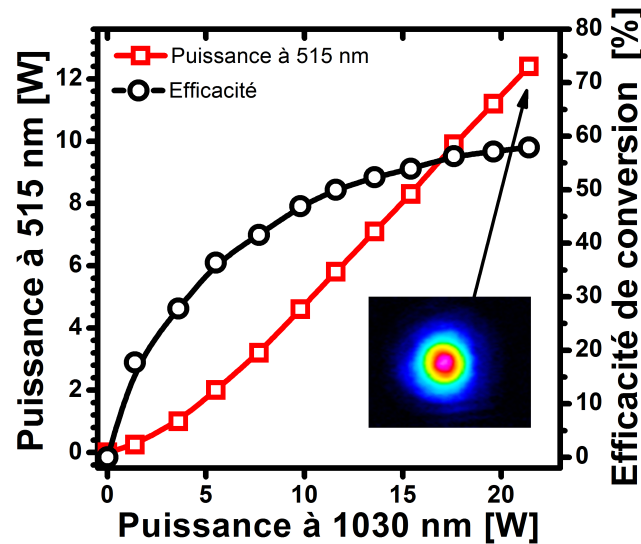


FIGURE 5.12 – Puissance à 515 nm et efficacité de conversion en fonction de la puissance à 1030 nm pour des impulsions de 15 ns à 30 kHz .

Le doublement en fréquence du faisceau vert vers l'UV a été réalisé avec un cristal de BBO de $9,5\text{ mm}$ de longueur non traité et taillé pour un accord de phase critique de type I. L'efficacité de conversion maximale a été obtenue en utilisant une focalisation elliptique de $40 \times 150\text{ }\mu\text{m}$ de manière à réduire la taille du faisceau tout en restant dans l'acceptance angulaire du cristal. La figure 5.12 montre les résultats obtenus pour des impulsions de 15 ns . Pour une puissance de $12,4\text{ W}$ à 515 nm , nous avons obtenu une puissance maximale de $3,2\text{ W}$ à 257 nm qui correspond à une efficacité de conversion de 25% .

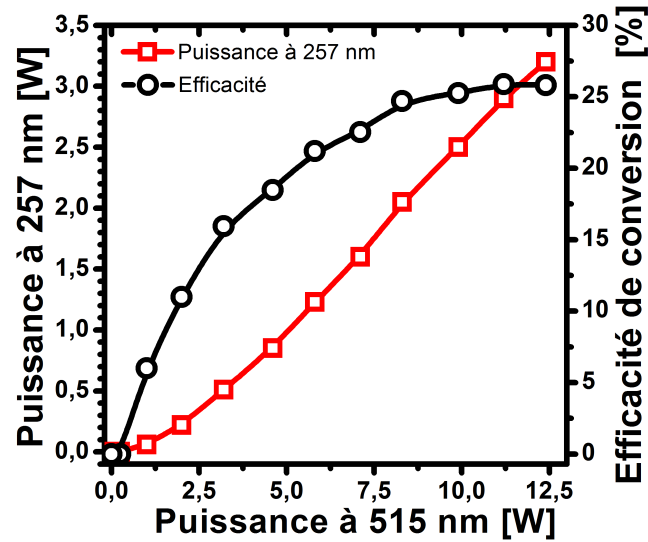


FIGURE 5.13 – Puissance à 257 nm et efficacité de conversion en fonction de la puissance à 515 nm pour des impulsions de 15 ns à 30 kHz.

5.7 Conclusion

Nous avons démontré que la combinaison de la technologie des fibres à large aire modale et des fibres cristallines permet d'obtenir une source impulsionnelle à spectre ultra-fin avec de fortes puissances crêtes de plusieurs dizaines de kilowatts. Alors que la puissance crête est limitée à 7 kW (15 ns) par la diffusion Brillouin stimulée dans l'étage d'amplification à fibre à cristaux photoniques, l'utilisation de la fibre cristalline permet d'atteindre une puissance crête de 50 kW avec un faisceau proche d'un mode TEM₀₀ ($M^2 < 1,1$). Grâce à ces fortes puissances crêtes, le faisceau infra-rouge a pu être converti en fréquence à 515 nm puis 257 nm en extracavité. Ce travail a fait l'objet d'une présentation orale en conférence et d'une publication dans le journal Optics Letters [Délen 13].

Chapitre 6

Amplification d'impulsions ultra-courtes

Sommaire

6.1	Introduction	116
6.2	Expérience d'amplification à dérive de fréquence	116
6.2.1	Dispositif expérimental	116
6.2.2	Résultats expérimentaux	118
6.2.3	Effets non-linéaires	121
6.3	Conclusion et perspectives	124

6.1 Introduction

Alors que leurs applications étaient encore cantonnées aux domaines scientifiques à la fin du siècle dernier, l'utilisation des lasers à modes verrouillés en phase en régime picoseconde ou femtoseconde devient désormais de plus en plus courante dans l'industrie. Un des principaux avantages de ces lasers ultra-rapides est qu'ils permettent d'accéder à des régimes d'ablation athermiques [Zhang 12, Lopez 13]. Les fortes puissances crêtes obtenues permettent aussi de travailler avec des matériaux difficiles à usiner comme le verre. Par exemple, les verres utilisés pour produire les écrans de téléphones portables peuvent être découpés avec des lasers picoseconde [Bovatsek 12].

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, avec l'amplification d'impulsions à spectre fin, l'utilisation d'une fibre cristalline Yb:YAG comme amplificateur de puissance peut permettre d'obtenir des performances au delà des limites des systèmes à fibres. Alors que la rétro-diffusion stimulée Brillouin limite la montée en puissance des lasers mono-fréquences, l'effet Kerr limite lui la puissance crête et l'énergie des systèmes en régime femtoseconde. Nous avons donc travaillé sur une deuxième démonstration applicative de l'utilisation de notre amplificateur pour l'amplification d'impulsions femtoseconde. Pour cela, nous avons retenu une configuration analogue à celle des expériences du chapitre précédent. Un système basé sur une technologie à fibres est utilisé à sa limite en énergie pour injecter l'amplificateur de puissance à fibre cristalline Yb:YAG.

6.2 Expérience d'amplification à dérive de fréquence

6.2.1 Dispositif expérimental

La source

L'objectif de notre expérience était d'explorer le potentiel des fibres cristallines Yb:YAG pour l'amplification d'impulsions en régime femtoseconde. Dans le cadre de notre collaboration avec notre partenaire Amplitude Systèmes, nous avons donc choisi de travailler avec une source très flexible nous permettant à la fois d'explorer le potentiel de l'amplificateur en termes d'extraction de puissance et d'énergie. Le tableau ci-dessous résume les principales caractéristiques du système laser Tangerine utilisé comme injecteur. Les impulsions sont générées par un oscillateur femtoseconde à fibre dopée ytterbium puis étirées avec un étireur à fibre. Le signal est ensuite amplifié dans des fibres dopées ytterbium classiques avant d'arriver à l'étage d'amplification final qui utilise une fibre de type barreau à large cœur. La fréquence de répétition du signal peut être ajustée de 0 à 10 MHz grâce à deux modulateurs acousto-optiques placés en début et en toute fin de chaîne d'amplification. Le système délivre des impulsions étirées de 400 ps avec une énergie maximale de 150 μJ , une puissance moyenne pouvant atteindre 50 W et un faisceau proche du mode TEM_{00} avec un M^2 inférieur à 1,1.

Puissance moyenne maximale	50 W
Energie maximale	150 μJ
M^2	< 1,1
Longueur d'onde centrale λ	1030 nm
Largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta\lambda$	5 nm
Durée des impulsions étirées	~ 400 ps
Taux de répétition	0 à 10 MHz

TABLE 6.1 – Caractéristiques de l'injecteur.

L'amplificateur à fibre cristalline

Le schéma expérimental de l'amplificateur à fibre cristalline est montré sur la figure 6.1. Contrairement aux configurations des deux derniers chapitres, le premier passage du faisceau signal se fait en contra-propagation par rapport à la pompe. Le module Taranis avec des échantillons d'Yb:YAG de 0,5 at. % et 1 at. % de taux de dopage est pompé avec notre diode délivrant une puissance de 75 W en sortie d'une fibre de 105 μm de diamètre de cœur ($ON = 0,15$). Pour le deuxième passage, une lentille est utilisée en configuration $f - f$ pour conjuguer le plan du col en sortie de fibre cristalline avec celui auquel nous avons positionné le miroir plan de retour. Cette configuration permet de réduire les intensités instantanées aux interfaces en introduisant un retard entre l'aller et le retour supérieur à la durée de nos impulsions étirées. Une lame quart d'onde est placée entre la lentille et le miroir de retour de façon à induire une rotation de 90° de la polarisation linéaire entre les deux passages.

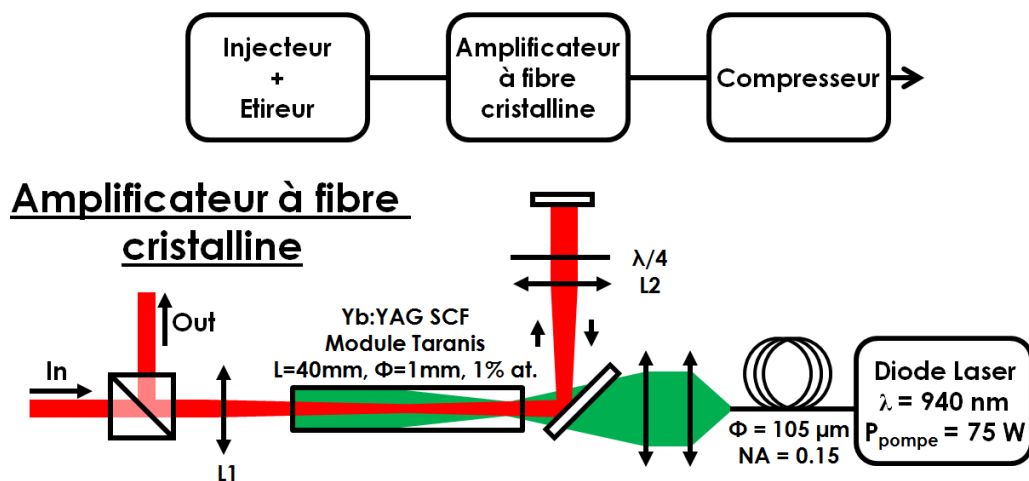


FIGURE 6.1 – Amplificateur à fibre cristalline Yb:YAG utilisé pour amplifier des impulsions ultra-courtes.

6.2.2 Résultats expérimentaux

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser aux performances directement en sortie d'amplificateur pour une cadence élevée de 10 MHz . La figure 6.2 montre l'évolution des puissances de sortie avec la puissance injectée en configuration un ou deux passages. Pour les puissances d'injection les plus faibles, un gain petit signal proche de 10 est mesuré. Pour une puissance injectée maximale de 10 W , la puissance extraite est de $14,5\text{ W}$ en un passage dans le cristal et de 20 W avec deux passages. La puissance moyenne de sortie est alors de 30 W . Nous pouvons donc en conclure qu'un seul passage ne permet pas de saturer complètement l'amplification même avec une forte puissance d'injection de 10 W .

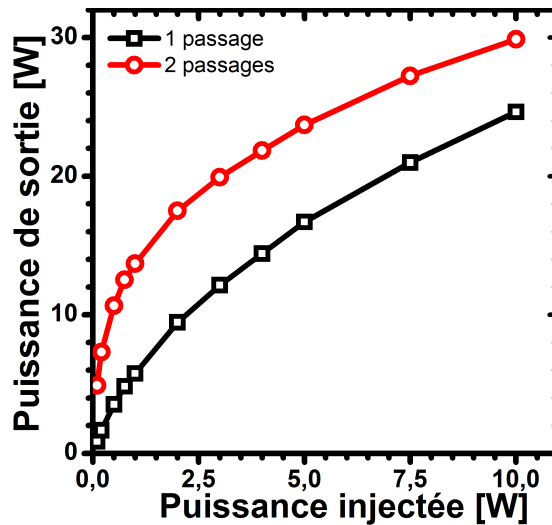


FIGURE 6.2 – Evolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance injectée pour une puissance de pompe de 75 W .

Les figures 6.3 représentent les puissances de sortie après un et deux passages en fonction de la puissance de pompe pour différentes puissances signal injectées. Pour une puissance injectée de 50 mW , les gains simple et double passages sont respectivement de 10 et 90 et restent donc très proches du gain petit signal mesuré. Si l'on s'intéresse maintenant aux résultats pour une puissance signal de 500 mW , nous remarquons qu'une puissance de $12,1\text{ W}$ est obtenue après deux passages. Ce résultat est très proche de celui obtenu par Yoann Zaouter lors des expériences précédentes avec une puissance de pompe de 200 W (diamètre de cœur de la fibre : $200\text{ }\mu\text{m}$; ON : 0,22) [Zaouter 11]. En effet, une amplification de 400 mW à 12 W avait alors été observée à pleine puissance de pompe. L'utilisation d'une diode de pompe à forte radiance nous permet de gagner plus d'un facteur 2 sur l'efficacité par rapport aux expériences précédentes. En revanche, la puissance de 12 W obtenue avec notre injecteur en régime femtoseconde est 20% inférieure aux 15 W mesurés avec l'injecteur mono-fréquence du chapitre précédent. Cette différence est due au spectre large de notre signal femtoseconde et est associée à un rétrécissement spectral par le gain comme nous le verrons par la suite. Enfin, nous pouvons aussi remarquer que la pente d'efficacité optique-optique atteint un maximum de près de 50% pour une puissance injectée de 5 W .

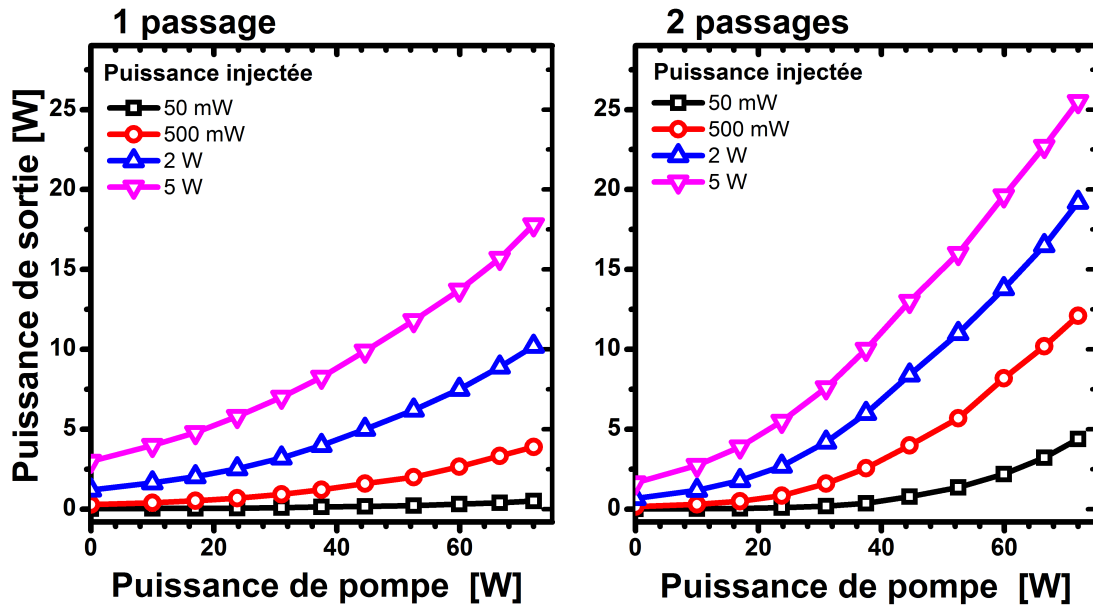


FIGURE 6.3 – Courbes d'efficacité pour une amplification en 1 et 2 passages dans la fibre cristalline pompée avec 75 W. Fréquence de répétition de l'injecteur : 10 MHz.

A pleine puissance de pompe, la figure 6.4 montre les couples de performances énergie de sortie et énergie injectée à différentes cadences. Pour des cadences de 100 kHz à 10 MHz, la puissance moyenne a été limitée à 10 W et le gain obtenu est de 3. Cela correspond à des énergies de sortie allant de 3 μJ à 300 μJ . A plus faible cadence, nous sommes limités par l'énergie maximale de sortie de l'injecteur de 150 μJ mais le gain augmente progressivement avec la réduction de la cadence et de la puissance moyenne injectée associée. A 10 kHz, l'énergie de sortie atteint un maximum de 1,33 mJ avant compression. La montée en énergie est limitée par le seuil de dommage des traitements anti-reflets qui sont endommagés pour une énergie de sortie de 1,4 mJ et un diamètre de faisceau de 400 μm mesuré sur la face de sortie. Les expériences à basse cadence qui ont été réalisées avec un échantillon faiblement dopé à 0,5% n'ont pas été renouvelées avec l'échantillon dopé 1% utilisé pour le reste de l'expérience de manière à le préserver. La figure 6.4 montre aussi le profil spatial après amplification. Le faisceau reste proche du mode fondamental TEM_{00} avec un M^2 inférieur à 1,1 dans les deux directions.

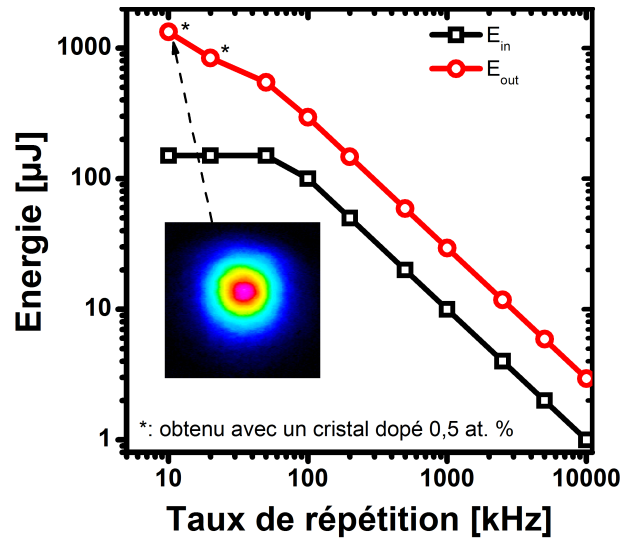


FIGURE 6.4 – Énergie injectée et énergie en sortie en fonction de la fréquence de répétition de l'injecteur.

Après amplification dans l'Yb:YAG, nous nous attendons à un rétrécissement spectral par le gain étant donné que la largeur à mi-hauteur de la raie d'émission de l'Yb dans le YAG à 1030 nm est de seulement 9 nm . La figure 6.5 montre le spectre obtenu après deux passages pour un gain de 1 et pour l'énergie maximale de $1,33 \text{ mJ}$ après amplification. La réduction de la largeur spectrale à mi-hauteur de $4,3$ à $2,3 \text{ nm}$ est clairement visible sur les spectres. Cette mesure est utilisée pour estimer la durée des impulsions étirées après amplification dans la fibre cristalline étant donné que la dérive de fréquence de l'impulsion injectée est linéaire. Après amplification dans la fibre cristalline nous estimons la durée des impulsions à 200 ps à mi-hauteur ce qui correspond à une puissance crête de 7 MW environ pour l'énergie au seuil de dommage du traitement anti-reflet.

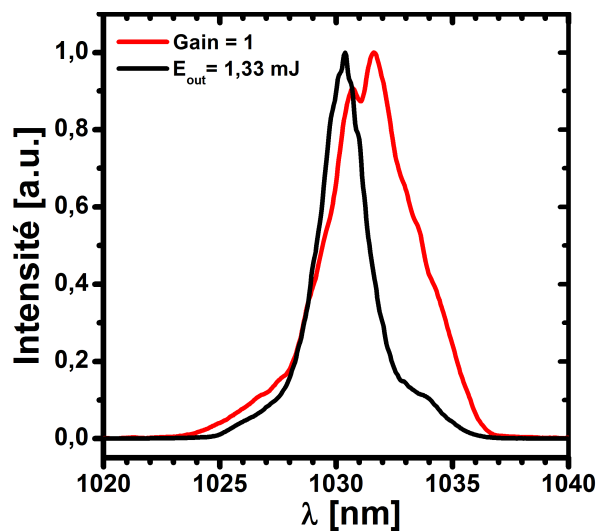


FIGURE 6.5 – Spectres des impulsions pour un gain de 1 et pour l'énergie maximale ($1,33 \text{ mJ}$).

Après l'amplification double passage dans la fibre cristalline Yb:YAG, nous avons utilisé un compresseur à réseau en transmission (1750 traits/mm) en 4 passages pour comprimer nos impulsions. L'efficacité globale du compresseur utilisé est de 76%. La figure 6.6 montre la trace d'autocorrélation de l'impulsion obtenue après compression pour une énergie maximale de 1,0 mJ à 10 kHz. Sa largeur à mi-hauteur est de 590 fs et est bien inférieure à la limite de Fourier de 508 fs que l'on peut calculer en faisant la transformée de Fourier du spectre en supposant une phase spectrale plate. En faisant l'hypothèse d'un facteur de déconvolution de 1,52 identique à celui de l'impulsion en limite de Fourier, nous pouvons en déduire une estimation de la durée d'impulsion de 390 fs à mi-hauteur et une puissance crête en sortie d'environ 2 GW. Ce facteur de déconvolution trouvée par le calcul est proche de celui d'une secante hyperbolique (1,54) mais aussi de celui mesuré avec un dispositif FROG par Yoann Zaouter dans une configuration similaire [Zaouter 11]. Cependant, seule une caractérisation complète des impulsions par une technique type FROG ou SPIDER permettrait de valider notre estimation de la durée des impulsions.

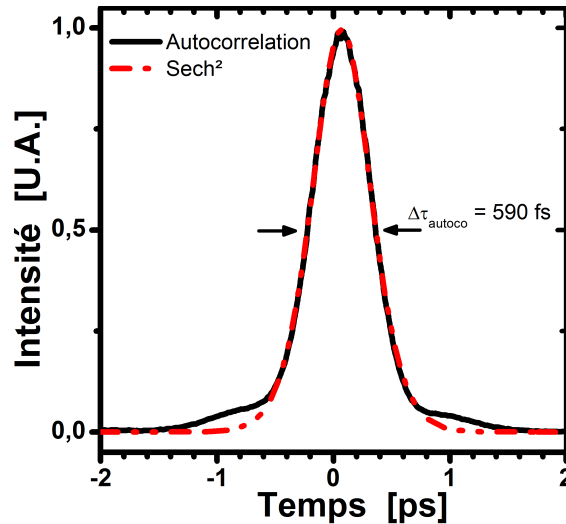


FIGURE 6.6 – Trace d'autocorrélation des impulsions de sortie après compression pour une énergie maximale de 1 mJ à 10 kHz.

6.2.3 Effets non-linéaires

Introduction

Avec les fortes intensités crêtes qui existent dans nos systèmes, des effets non-linéaires font leur apparition et peuvent rapidement devenir limitant. Dans notre cas, nous pouvons potentiellement observer de l'effet Kerr qui est un effet non-linéaire d'ordre 3. Il se traduit par une modulation de l'indice optique avec l'intensité optique. L'indice optique du YAG devient alors fonction de la position \vec{r} et du temps t peut s'écrire [Boyd 03]

$$n(\vec{r}, t) = n_0 + n_2 I(\vec{r}, t) \quad (6.1)$$

où n_0 est l'indice optique à faible intensité et n_2 est l'indice non-linéaire qui vaut

$6,9 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/W$ pour le YAG [Koechner 06]. Cette variation de l'indice avec l'intensité a deux conséquences principales. Temporellement, elle introduit une phase non-linéaire qui peut modifier le profil spectral et temporel de l'impulsion. On parle d'auto-modulation de phase. Spatialement, la variation d'indice due à l'effet Kerr peut perturber la propagation de notre faisceau et induire de l'auto-focalisation.

Auto-modulation de phase

L'auto-modulation de phase peut entraîner un élargissement spectral de notre impulsion au cours de sa propagation. Elle peut être quantifiée avec l'intégrale B qui correspond au déphasage non-linéaire accumulé au cours de la propagation.

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int n_2 I(z) dz \quad (6.2)$$

Dans le cas de nos impulsions de $1,4 \text{ mJ}$, nous avons pu estimer que l'intégrale B atteint $1,6$ radians en utilisant le modèle présenté au chapitre 4. Au delà de 3 à 5 radians, l'effet des non-linéarités peut être considéré comme délétère [Siegman 86]. Comme le confirment nos observations des spectres après amplification, l'auto-modulation de phase ne limite donc pas les performances de notre système.

Auto-focalisation

L'auto-focalisation est la contribution spatiale de l'effet Kerr. L'intensité étant plus forte au centre d'un faisceau gaussien, l'indice y est plus élevé en régime non linéaire. L'effet Kerr se traduit donc par un gradient radial d'épaisseur optique qui fait l'effet d'une lentille convergente sur le faisceau. Pour un faisceau gaussien, cette phase spatiale non-linéaire compense la divergence naturelle du faisceau pour une puissance critique P_{cr} [Koechner 06, Bridges 94, Fibich 00]

$$P_{cr} \approx 4 \frac{\lambda^2}{8\pi n_0 n_2} \quad (6.3)$$

avec λ la longueur d'onde dans le vide. Si la puissance crête dépasse la puissance critique d'auto-focalisation, le faisceau est convergent et peut s'effondrer sur lui-même. L'intensité au centre devient alors extrêmement forte et peut dépasser les seuils de dommage du matériau laser dans le volume ou sur l'interface de sortie. Pour le YAG, la puissance critique est de $1,3 \text{ MW}$ soit environ 3 fois plus faible que pour la silice.

Moyennant quelques approximations, les deux cas représentés sur la figure 6.7 peuvent être résolus analytiquement pour un faisceau gaussien. Le premier cas est celui d'un matériau plus long que la distance d'effondrement du faisceau z_f . C'est à dire que le point focal qui apparaît à cause de la lentille non-linéaire est dans le matériau.

$$z_f = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda \sqrt{P/P_{cr} - 1}} \quad (6.4)$$

où ω_0 est le rayon du faisceau gaussien à $1/e^2$ et P la puissance crête de l'impulsion. Le deuxième cas d'école est celui d'une lentille non-linéaire dont on peut négliger l'effet sur la taille

du faisceau dans le matériau. Comme pour une lentille mince, on caractérise alors la distance focale de cette lentille non-linéaire f_{NL} .

$$f_{NL} = \frac{\pi\omega_0^4}{4n_2Pl} \quad (6.5)$$

où l est la longueur du matériau.

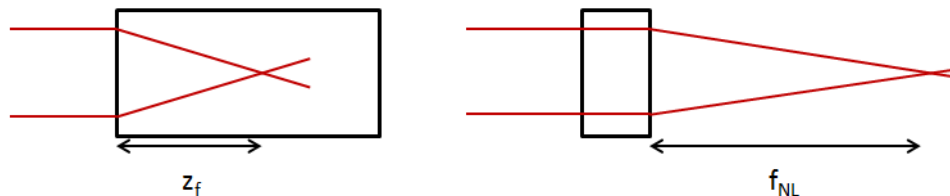


FIGURE 6.7 – Effets de la lentille non-linéaires. A gauche : effondrement du faisceau dans le cristal laser; A droite : variation de taille de faisceau négligeable dans le cristal.

Pour la puissance crête maximum de 7 MW dans la fibre cristalline, le calcul de la distance d'effondrement donne une valeur de 6 cm qui est plus grande que la longueur de notre cristal qui est de 4 cm . Le point focal de la lentille non-linéaire ne doit donc pas se trouver dans le cristal d'autant plus que la puissance crête n'est pas constante dans le YAG étant donné que le faisceau est amplifié au cours de la propagation. Cependant, on peut craindre une réduction de la taille du faisceau qui entraîne une augmentation de la densité d'énergie sur les traitements et peut les endommager. Le calcul de la distance focale non-linéaire avec l'équation 6.5 donne une gamme de valeurs de 9 cm à 26 cm . L'inconvénient de cette deuxième estimation est qu'elle ne prend pas en compte les variations de taille du faisceau qui peuvent réduire la focale non-linéaire.

Un calcul numérique appliquant la formule de la lentille non-linéaire pas à pas peut être utilisé pour évaluer plus précisément l'effet d'effondrement partiel du faisceau. La première étape consiste à résoudre les équations de population pour l'amplification de manière à obtenir la puissance crête en fonction de la position dans le cristal. Le calcul consiste ensuite à utiliser le formalisme des matrices ABCD pas à pas de manière analogue à ce que nous avons fait pour la lentille thermique dans le chapitre 2. Pour nos conditions expérimentales au seuil de dommage, ce calcul indique la formation d'un point de focalisation à $4,7\text{ cm}$ de la face de sortie et une réduction de taille du faisceau sur la face de sortie inférieure à 10% . Cependant, il ne faut pas oublier que ces données sont calculées pour le cas le plus critique au pic d'intensité.

Durant les expériences à forte énergie, nous avons pris soin de toujours augmenter progressivement l'injection tout en mesurant la taille du faisceau sur la face de sortie de la fibre cristalline. Nous n'avons observé aucune variation significative de la taille du faisceau. Par ailleurs, la lentille non-linéaire est aussi susceptible d'introduire des aberrations spatio-temporelles et de dégrader la qualité de faisceau. Avec un M^2 inférieur à $1,1$ à énergie maximale, ces effets n'ont pas été observés non plus. En revanche, nos calculs nous indiquent que nous sommes proches

des limites acceptables en termes de puissance crête. Cela signifie que la lentille de Kerr devra être prise en compte pour le dimensionnement de systèmes à plus fortes énergies.

6.3 Conclusion et perspectives

Nous avons démontré que l'utilisation de la fibre cristalline permet de réaliser un amplificateur de puissance en régime impulsif ultra-court à dérive de fréquence qui s'avère être complémentaire d'une source basée sur la technologie des amplificateurs à fibres optiques. Alors que cette dernière était limitée à une énergie de $150 \mu J$ avant compression, un montage simple d'amplificateur en deux passages permet d'obtenir jusqu'à $1,4 mJ$ ($1 mJ$ après compression) à $10 kHz$ avec une excellente qualité de faisceau ($M^2 < 1,1$). Malgré le rétrécissement spectral par le gain qui est fort dans l'Yb:YAG, la durée des impulsions reste courte avec $390 fs$ estimée par autocorrelation. La configuration simple d'amplification en deux passages permet aussi une grande souplesse d'utilisation en termes de fréquence de répétition. Contrairement à un amplificateur régénératif qui ne pourrait fonctionner qu'à des cadences maximales de l'ordre de quelques centaines de kHz, notre montage a pu être utilisé sans contraintes entre $10 kHz$ et $10 MHz$. Cela signifie que nous pourrions aussi travailler avec des trains d'impulsions, ce qui est fréquent pour des applications de micro-usinage.

Avec des courbes d'efficacité qui ne montrent pas de signes de problèmes thermiques, la puissance moyenne en sortie semble actuellement uniquement limitée par la puissance de diode disponible. L'évolution de la technologie des diodes de forte radiance à $940 nm$ étant très rapide, le dimensionnement d'amplificateurs pompés avec des puissances de 150 à $200 W$ peut être une évolution envisagée à très court terme. Cela pourrait permettre d'atteindre des puissances moyennes de l'ordre de 30 à $40 W$ après compression et de rivaliser ainsi avec les meilleurs amplificateurs régénératifs actuellement disponibles.

Quant à elle, l'énergie de sortie a été limitée par le seuil de dommage du traitement anti-reflet de notre module. L'endommagement a été observé pour des impulsions de $200 ps$ et une densité d'énergie de seulement $1,1 J/cm^2$ alors que le seuil était spécifié à $3 J/cm^2$ pour des impulsions de $400 ps$. Bien que la durée soit plus courte ($\sim 200 ps$) dans notre cas que pour la spécification cela semble insuffisant pour expliquer la différence entre le seuil observé et celui spécifié. Il est donc probable que l'endommagement soit dû à un défaut de traitement. De nouveaux tests avec plusieurs échantillons seront nécessaires pour répondre à cette question. Quoi qu'il en soit, le phénomène de lentille non-linéaire devra être caractérisé et pris en compte pour dimensionner des amplificateurs à plus forte énergie. Par ailleurs, le développement de modules à fibre cristalline avec des seuils de dommage plus élevés est prévu à court terme. L'utilisation de faisceaux plus larges, d'un étirement nanoseconde ou encore l'emploi de techniques de division spatio-temporelle d'impulsions sont différentes approches qui doivent permettre de gérer des énergies de l'ordre de $10 mJ$ dans la fibre cristalline.

Conclusions sur les amplificateurs à fibre cristalline Yb:YAG

Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse ont porté sur l'étude de la fibre cristalline Yb:YAG et son utilisation comme milieu à gain pour concevoir des amplificateurs. Tout d'abord, un travail de simulation a permis de mieux comprendre le rôle du guidage de la pompe dans la fibre cristalline. Grâce à un modèle développé pour l'occasion, nous avons étudié l'influence des paramètres géométriques du faisceau de pompe sur la distribution de la puissance absorbée dans la fibre cristalline. Avec les faisceaux de pompe de larges étendues géométriques, nos calculs ont montré que le guidage pouvait permettre de multiplier le recouvrement par plus d'un facteur deux par rapport à un cas sans guidage. L'efficacité laser s'en trouve donc fortement améliorée. En régime de forte saturation des transitions de pompe et de signal, nous avons aussi démontré un effet original qui peut induire une localisation de l'absorption au centre du cristal. Par ailleurs, nous avons aussi développé des simulations pour déterminer le gain dans les amplificateurs à fibre cristalline Yb:YAG. Les résultats obtenus ont été comparés à des mesures et montrent un bon accord. Ils révèlent des performances intéressantes pour l'amplification de sources à fibres. En effet, la technologie des fibres cristallines permet d'obtenir de forts gains en amplificateur passif dans des configurations simples. Alors que les sources à fibres peuvent être limitées en puissance crête ou en énergie par les effets non-linéaires et les seuils de dommage, la fibre cristalline peut être utilisée en amplificateur de puissance pour repousser ces limites.

C'est dans ce cadre que nous avons travaillé sur deux démonstrations applicatives. Dans les deux cas, l'amplificateur à fibre cristalline a été utilisé comme amplificateur de puissance d'un système à fibres à la limite de ses performances. Ainsi, alors que la diffusion Brillouin stimulée limitait la puissance crête à 7 kW en sortie d'amplificateur à fibre à cristaux photoniques, l'amplificateur à fibre cristalline nous a permis de démontrer une puissance crête de 50 kW dans les mêmes conditions (c.f. tableau 6.2). De manière analogue, nous avons utilisé un amplificateur à fibre cristalline Yb:YAG dans une chaîne d'amplification à dérive de fréquence. Des impulsions avec une énergie de 1 mJ pour une durée de 390 fs ont ainsi pu être démontrées alors que l'amplificateur à fibre de type barreau était limité autour de $100\text{ }\mu\text{J}$. Ainsi, l'utilisation de la fibre cristalline a permis de gagner environ un ordre de grandeur sur les paramètres critiques de sources à fibres pour ces deux applications. Ces performances servent de références et permettent à FiberCryst d'intéresser de nombreux clients.

Régime	P_{pompe}	Gain	Durée	P_{crete}	$P_{moyenne}$	M^2	Remarques
ns	75 W	9	15 ns	50 kW	22 W	<1,1	$\Delta\nu < 50$ MHz
sub-ps	75 W	9	200 ps	7 MW	14 W	<1,1	Après compression: 1 mJ; 390 fs; 2 GW
continu	515 W	3	continu	continu	120 W	<1,35	Dépolarisation = 6%

TABLE 6.2 – Performances des amplificateurs à fibre cristalline Yb:YAG démontrées expérimentalement durant cette thèse.

Parallèlement à ces démonstrations applicatives, la collaboration avec l'IFSW de l'Université de Stuttgart nous a permis d'explorer le potentiel de notre concept avec des diodes de pompes de fortes puissances et de larges étendues géométriques. Avec une diode délivrant une puissance de 600 W, nous avons démontré une puissance de 250 W en sortie d'oscillateur en régime continu. Cette puissance est plus de trois fois supérieure au précédent record pour les oscillateurs à fibre cristalline (65 W en sortie d'oscillateur Yb:YAG). Avec le même système de pompe et une expérience d'amplification simple passage, nous avons obtenu une extraction de puissance de 99 W ainsi qu'une bonne conservation de la qualité de faisceau avec un M^2 de 1,35 à pleine puissance de pompe. Dans cette configuration, nous avons aussi montré que la fibre cristalline peut être utilisée pour amplifier des faisceaux à polarisation radiale et azimutale. Ces premiers essais démontrent le potentiel des fibres cristallines Yb:YAG pour le développement d'amplificateurs de plus fortes puissances. La poursuite du travail dans cette voie est particulièrement intéressante dans un contexte où les performances des diodes lasers de pompe progressent très rapidement.

L'ensemble de nos résultats ainsi que les perspectives qu'ils révèlent ont ouvert la voie à la poursuite des travaux sur les amplificateurs à fibre cristalline dans le cadre d'un projet Européen. Un des objectifs est d'utiliser notre architecture laser dans une chaîne d'amplification en régime picoseconde. Les collaborations entre le Laboratoire Charles Fabry, Fibercryst et l'IFSW sont donc promises à un bel avenir.

Amplificateurs Nd:YVO₄

Introduction

L'orthovanadate d'yttrium dopé aux ions néodyme, Nd:YVO_4 , est un des cristaux laser dopé aux ions terre-rares les plus couramment utilisés pour la conception de lasers solides pompés par diode. En effet, ses propriétés optiques, thermiques et mécaniques lui confèrent des avantages compétitifs dans de nombreuses configurations. Il se distingue particulièrement par sa section efficace d'émission laser très élevée autour de 1064 nm . Elle est, par exemple, quatre fois plus élevée que celle du Nd:YAG qui est un autre cristal laser très couramment utilisé. Naturellement, les propriétés des cristaux de Nd:YVO_4 ne présentent pas que des avantages. Nous reviendrons en détail sur ce point et quelques éléments de comparaison dans le premier chapitre.

La première démonstration d'un laser utilisant un cristal de Nd:YVO_4 pompé par diode remonte à 1987 [Fields 87]. Une diode de pompe émettant une puissance de 200 mW avait permis aux auteurs de démontrer un premier effet laser avec 120 mW . Depuis, la puissance moyenne des systèmes de pompe utilisés a rapidement évolué pour atteindre plusieurs centaines de watts aujourd'hui. Comme nous l'avons vu dans le cas des cristaux Yb:YAG dans la partie précédente, les phénomènes thermiques associés au pompage optique peuvent venir perturber le fonctionnement des systèmes et limiter leurs puissances de sortie. Avec les cristaux de Nd:YVO_4 , une des approches pour réduire la charge thermique consiste à choisir la longueur d'onde de la pompe de manière à minimiser le défaut quantique entre les photons laser et les photons de pompe. Ainsi les pompages à 880 nm , 888 nm ou encore 914 nm ont rapidement été exploités pour réduire les effets thermiques [McDonagh 06, Zhu 08, Sangla 09b]. Ces longueurs d'onde de pompe sont plus proches de la longueur d'onde laser à 1064 nm que la transition d'absorption principale à 808 nm . Cependant, cette approche implique aussi d'utiliser des cristaux avec des taux de dopages élevés avec lesquels des transitions non-radiatives indésirables sont plus probables.

Dans ce contexte, cette partie présente les travaux réalisés sur l'étude des propriétés du Nd:YVO_4 et son utilisation pour la conception d'**amplificateurs laser de fort gain** ($>20 \text{ dB}$). Notre objectif est de concevoir des amplificateurs avec des gains équivalents à ceux des systèmes à fibres tout en offrant les capacités des cristaux massifs en termes d'énergie par impulsion et de puissance crête. Après de brefs rappels sur les propriétés du Nd:YVO_4 , le premier chapitre détaille une étude sur l'influence de la température sur la section efficace d'émission ainsi qu'une comparaison entre les longueurs d'onde de pompage. Le deuxième chapitre montre comment les conclusions de notre travail d'analyse permettent de concevoir des amplificateurs laser aux performances inédites.

Chapitre 7

Propriétés du Nd:YVO₄ et choix de la longueur d'onde de pompe

Sommaire

7.1	Rappels sur les propriétés du Nd:YVO₄	132
7.1.1	Diagramme d'énergie de l'ion Nd ³⁺ dans une matrice cristalline de YVO ₄	132
7.1.2	Comparaison du Nd:YVO ₄ avec le Nd:YAG	133
7.2	Influence de la température sur la section efficace d'émission . . .	134
7.2.1	Introduction	134
7.2.2	Mesures à partir des spectres de fluorescence	134
7.2.3	Mesures de gain petit signal	137
7.2.4	Conclusion sur les variations de section efficace d'émission avec la température	140
7.3	Choix de la longueur d'onde de pompe	140
7.3.1	Introduction	140
7.3.2	Les transitions non-radiatives	142
7.3.3	Calcul de la charge thermique	144
7.3.4	Comparaison entre les différentes longueurs d'onde de pompe	145
7.4	Conclusion	146

7.1 Rappels sur les propriétés du Nd:YVO₄

7.1.1 Diagramme d'énergie de l'ion Nd³⁺ dans une matrice cristalline de YVO₄

Comme le montre la figure 7.1, le diagramme d'énergie de l'ion Nd³⁺ dans une matrice cristalline de YVO₄ présente l'avantage d'offrir une structure à 4 niveaux pour un pompage à 808 nm. La transition laser principale à 1064 nm se trouve entre le niveau $^4F_{3/2}$ et $^4I_{11/2}$. Comme nous le verrons par la suite, le pompage peut se faire en partant du niveau $^4I_{9/2}$ en utilisant les transitions à 808 nm, 880 nm, 888 nm ou encore à 914 nm.

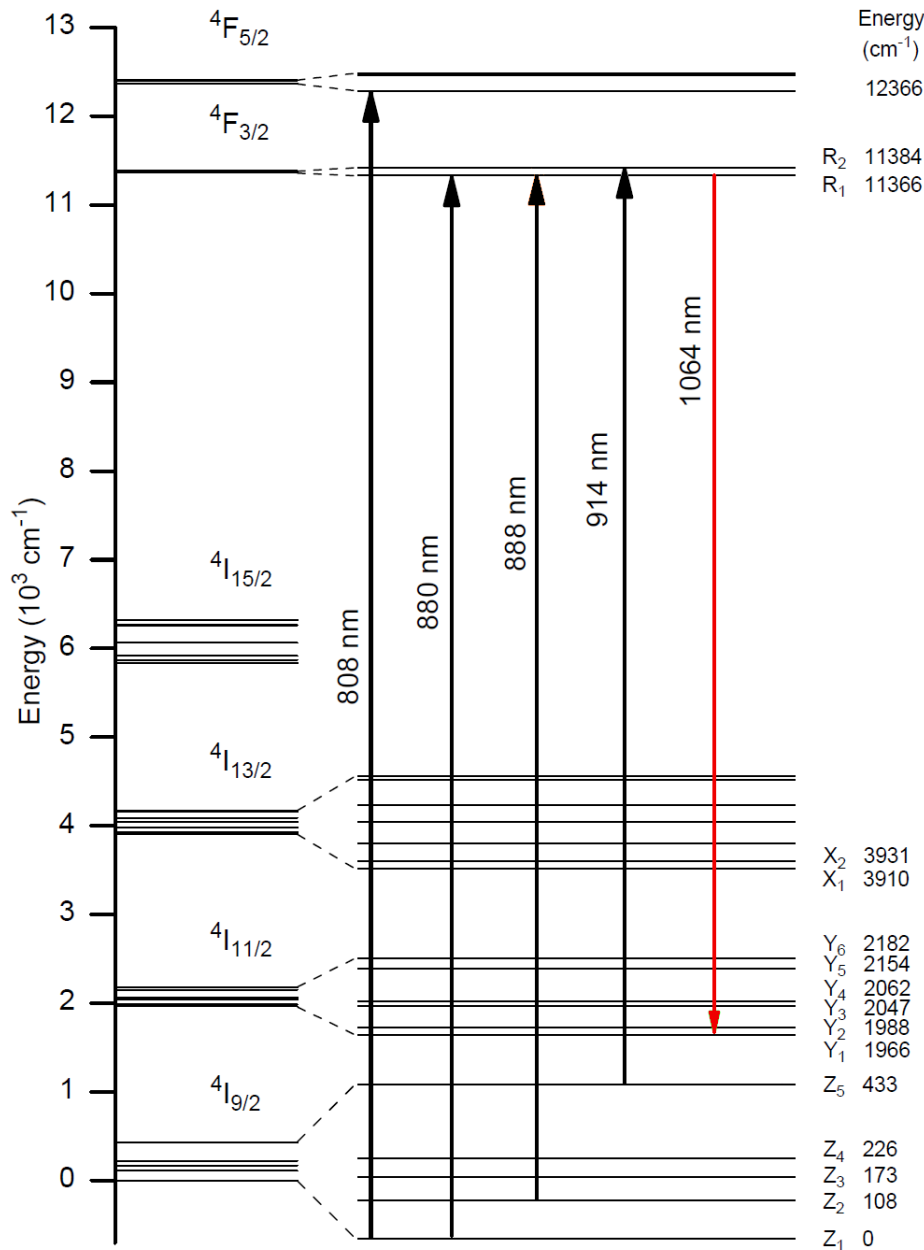


FIGURE 7.1 – Diagramme d'énergie de l'ion Nd³⁺ dans une matrice cristalline de YVO₄ [Kaminskii 90].

7.1.2 Comparaison du Nd:YVO₄ avec le Nd:YAG

Cette section présente les propriétés du Nd:YVO₄ et les compare avec celles du Nd:YAG qui est un autre cristal laser très couramment utilisé et largement reconnu pour ses propriétés remarquables. Le tableau 7.1 rassemble quelques paramètres clés de ces deux cristaux laser.

Formule chimique	Nd ³⁺ : Y ₃ Al ₅ O ₁₂	Nd ³⁺ : YVO ₄
Atomes de Nd/cm ³ /at.‰)	$1,38 \cdot 10^{-20} \text{ at.cm}^{-3}$	$1,24 \cdot 10^{-20} \text{ at.cm}^{-3}$
Indice optique (1 μm)	1,82	2,16 (e)/ 1,96 (o)
Section efficace d'émission (1064 nm)	$28 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$	$120 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ (axe c, π)
Temps de vie de fluorescence	230 μs	100 μs (0,1 at. ‰)
Conductivité thermique (300 K)	10 – 14 W/m/K	5-11 W/m/K (axe c, π)
dn/dT	$9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	$3 - 10 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ (e)

TABLE 7.1 – Comparaison de quelques paramètres clés des cristaux laser de Nd:YAG et de Nd:YVO₄. L'axe extraordinaire (e) du cristal est noté c et une polarisation linéaire selon cet axe est notée π

Contrairement au YAG, la matrice cristalline de YVO₄ est fortement biréfringente. Il en résulte que les propriétés optiques et mécaniques du cristal dépendent fortement de la polarisation. L'axe extraordinaire (e) est le long de l'axe c du cristal tandis que les axes ordinaires sont le long des axes a¹. Les cristaux de Nd:YVO₄ sont communément taillés perpendiculairement à un axe a de manière à pouvoir utiliser la plus grande section efficace d'émission qui est observée pour une polarisation parallèle à l'axe c.

Comme nous l'avons évoqué en introduction, la section efficace d'émission du Nd:YVO₄ autour de 1064 nm selon la polarisation π : σ_π est particulièrement élevée. Elle est même environ 4 fois plus forte que celle du Nd:YAG. En revanche, le temps de vie de fluorescence τ est nettement plus important pour le Nd:YAG que pour le Nd:YVO₄ avec respectivement 230 et 100 μs . Les propriétés du Nd:YAG sont donc mieux adaptées pour générer de fortes énergies. En revanche, le produit $\tau\sigma$ est environ deux fois plus élevé pour le Nd:YVO₄ que pour le Nd:YAG. Le Nd:YVO₄ offrira donc généralement des gains plus élevés.

La valeur de la conductivité thermique du Nd:YVO₄ est encore largement discutée. Alors que de nombreuses publications citent des valeurs de 5,21 (a) et 5,23 W/m/K (c) qui semblent venir d'une seule et même mesure [Chen 98, Huang 05, Koechner 06, Paschotta 08, Mcdonagh 08], plusieurs équipes de recherche ont mesuré des valeurs autour de 9 à 12 W/m/K [Qin 03, Krankel 04, Sato 06, Morikawa 08]. De manière similaire, les variations d'indice optique avec la température dn/dT sont aussi assez mal connues comme en témoignent les larges gammes de valeurs qui peuvent être trouvées dans la littérature [Koechner 06, Zelmon 10, Ter-Gabrielyan 12, Loiko 13].

1. On note habituellement π une polarisation linéaire parallèle à l'axe c du cristal et σ une polarisation parallèle à l'axe a.

Ces quelques éléments nous montrent que même si le Nd:YVO₄ est aujourd'hui considéré comme un cristal laser classique très bien connu, nous manquons encore de données expérimentales pour un certain nombre de paramètres clés de ce matériau. Nous verrons dans la section suivante que l'influence de la température sur la section efficace d'émission apparaît comme l'un d'entre eux.

7.2 Influence de la température sur la section efficace d'émission

7.2.1 Introduction

Au cours de nos travaux sur le Nd:YVO₄, nous avons été amenés à constater que plusieurs publications mentionnaient l'influence de la température sur les performances des systèmes. En revanche, peu d'informations étaient disponibles sur l'évolution de la section efficace d'émission avec la température et cela nous a donc conduit à réaliser notre propre étude. Les principaux résultats obtenus sont présentés dans cette section.

Plusieurs études expérimentales ont montré par le passé que la température peut aisément dépasser les 100°C dans des cristaux de Nd:YVO₄ pompés par diodes [Didierjean 05, Didierjean 08]. D'autres travaux mentionnent l'influence de la température sur les propriétés spectroscopiques du cristal laser ainsi que sur les performances des systèmes laser. Pour des températures comprises entre 0 et 100°C, un décalage en longueur d'onde d'émission et une baisse de -50% de la puissance de sortie ont été observés avec des micro-lasers Nd:YVO₄ [Mingxin 93]. L'élargissement de la raie d'émission et sa dérive spectrale avec la température ont aussi été mesurés entre -263°C et 27°C et expliqués théoriquement [Sardar 00]. Plus récemment, l'évolution de la section efficace d'émission avec la température a été étudiée pour une gamme de températures allant de -263°C et 77°C [Turri 09]. Cependant, il y a très peu de points de mesure sur la gamme de températures d'intérêt pour nos systèmes. De plus, il y a une disparité importante des données sur la dérive en longueur d'onde avec la température.

Notre étude s'intéresse donc à l'évolution de la section efficace d'émission laser autour de 1064 nm avec la température. Deux méthodes sont utilisées pour nos mesures. La première est basée sur la technique de Fuchtbauer-Ladenburg [Aull 82] à partir de spectres de fluorescence et la seconde utilise des mesures de gain petit signal dans une cavité laser.

7.2.2 Mesures à partir des spectres de fluorescence

Méthode et dispositif expérimental

L'évolution du profil spectral de section efficace d'émission avec la température peut être mesurée indirectement à partir de spectres de fluorescence en utilisant la méthode de Fuchtbauer-Ladenburg [Aull 82]. Si l'on suppose que les rapports de branchement sont invariants avec la température comme l'indiquent les études précédentes [Sardar 00, Turri 09], l'équation Eq. 7.1 peut être utilisée autour de 1064 nm pour calculer les variations de section efficace d'émission pour la polarisation π [Xu 11]:

$$\sigma_{\pi}(\lambda) \propto \frac{\bar{\lambda}^4}{8 \cdot \pi \cdot c \cdot n_{\pi}^2 \cdot \tau_r} \frac{3I_{\pi}(\lambda)}{\int (I_{\pi}(\lambda) + 2I_{\sigma}(\lambda)) d\lambda} \quad (7.1)$$

où I_{π} et I_{σ} sont les spectres de fluorescence pour les deux polarisations, $\bar{\lambda}$ est la longueur d'onde moyenne sur la raie d'émission, n_{π} est l'indice optique selon la polarisation π , c est la vitesse de la lumière dans le vide et τ_r le temps de vie radiatif. D'après les études précédentes, nous anticipons une réduction de la valeur de section efficace d'émission de plusieurs dizaines de pour cent sur notre plage de température de $16^{\circ}C$ à $80^{\circ}C$. Étant donné que l'indice optique varie de moins de 0,1% sur cette même plage de température, il pourra être considéré comme constant. Par ailleurs, nous avons pu observer expérimentalement que le temps de vie de fluorescence était invariant avec la température entre $16^{\circ}C$ et $80^{\circ}C$ dans notre plage d'incertitude de mesure de $\pm 1\%$. Les variations de section efficace d'émission peuvent donc être directement calculées à partir des spectres de fluorescence.

La figure 7.2 montre le dispositif expérimental utilisé pour l'acquisition des spectres de fluorescence. Une diode laser fibrée émettant une puissance de 5 W à 808 nm permet de pomper optiquement le cristal étudié. Un unique doublet de 60 mm de focale permet de focaliser le faisceau de pompe sur un diamètre de 500 μm dans le cristal. Ce dernier a des dimensions de $3 \times 3 \times 5$ mm, est taillé perpendiculairement à son axe a et a un taux de dopage de 0,1 at. %. Il est placé dans une monture mécanique dotée d'un circuit d'eau qui permet d'ajuster la température entre $16^{\circ}C$ et $80^{\circ}C$. Le choix d'un faible taux de dopage du cristal et d'une puissance de pompe modérée permet de limiter l'élévation de température dans le cristal induit par la pompe. Cette dernière a été mesurée à l'aide d'une caméra thermique et d'une lame dichroïque en ZnSe [Didierjean 08]. Pour une puissance de pompe de 5 W, l'élévation de température induite dans le cristal par la pompe est de seulement $4^{\circ}C$.

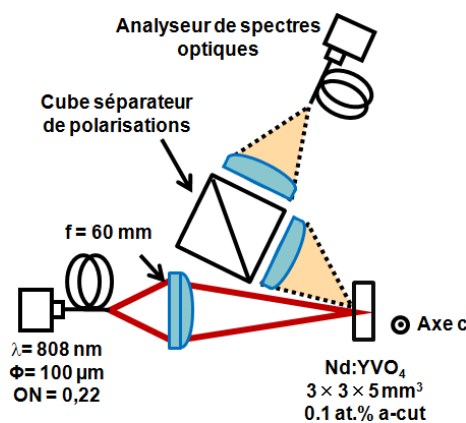


FIGURE 7.2 – Dispositif expérimental utilisé pour la mesure des spectres de fluorescence du Nd:YVO₄.

Deux lentilles minces et un polariseur ont été utilisés pour collecter la fluorescence dont le spectre a été mesuré avec un analyseur de spectre optique fibré avec une résolution de 0,07 nm. Seule l'évolution de la section efficace d'émission de polarisation π autour de 1064 nm a été étudiée car elle correspond à la transition la plus utilisée dans les systèmes laser.

Résultats expérimentaux

La figure 7.3 montre les spectres de section efficace d'émission du Nd:YVO₄ autour de 1064 nm pour la polarisation π à différentes températures. Les spectres sont normalisés par rapport au maximum de section efficace pour une température de 16°C. Deux effets sont clairement visibles sur cette figure. Le premier est un décalage de la longueur d'onde du maximum de section efficace avec la température. Le deuxième est un élargissement de la raie d'émission accompagné d'une baisse du maximum de la section efficace avec la température. Au total, nous avons mesuré des spectres de fluorescence pour 14 valeurs de températures comprises entre 16°C et 80°C.

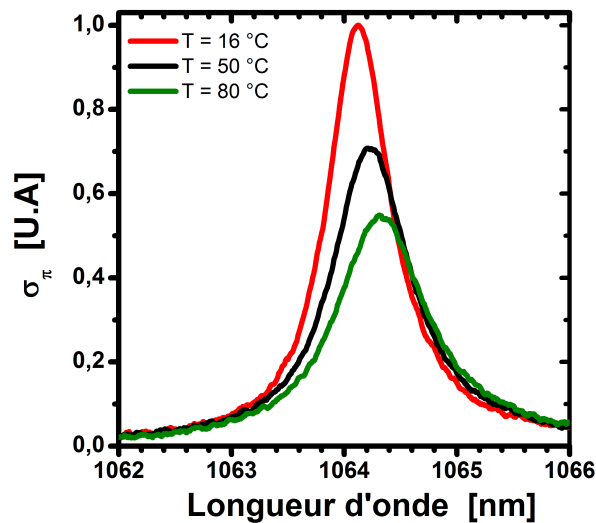


FIGURE 7.3 – Spectres de section efficace du Nd:YVO₄ pour la polarisation π autour de 1064 nm en fonction de la température.

La figure 7.4 (haut) montre l'évolution de la longueur d'onde du maximum de section efficace avec la température entre 16°C et 80°C. Elle évolue de manière quasi-linéaire avec la température avec une pente de 3,0 pm/K. Cette valeur est comprise entre celle de 5 pm/K trouvée par Mingxin [Mingxin 93] pour la longueur d'onde d'émission d'un micro-laser et celle trouvée par Turri de 2 pm/K [Turri 09]. Elle est très proche de la valeur obtenue par le calcul par Sardar et Yow de 2,8 pm/K entre -73°C et 27°C [Sardar 00].

La figure 7.4 (bas) montre l'évolution relative de la section efficace maximale ainsi que celle de la section efficace à longueur d'onde fixe λ_0 . λ_0 est la longueur d'onde du maximum de section efficace à 16°C. Entre 16°C et 80°C, nos mesures donnent une baisse de 44% de la section efficace maximale. À longueur d'onde fixe, l'effet de la réduction de section efficace et du décalage spectral de la raie d'émission se cumulent. Il en résulte une baisse totale de 55% de la section efficace à λ_0 .

Ces valeurs sont assez éloignées de celles observées par Turri qui a mesuré une baisse du maximum de section efficace de 25% sur la gamme de températures que nous avons étudiée. Cela pourrait s'expliquer par le peu de données expérimentales au dessus de 0°C et la large gamme de températures utilisée pour donner l'équation de sa courbe de tendance. Néanmoins, nous avons préféré vérifier la validité de nos résultats en les confirmant par l'utilisation d'une deuxième méthode de mesure.

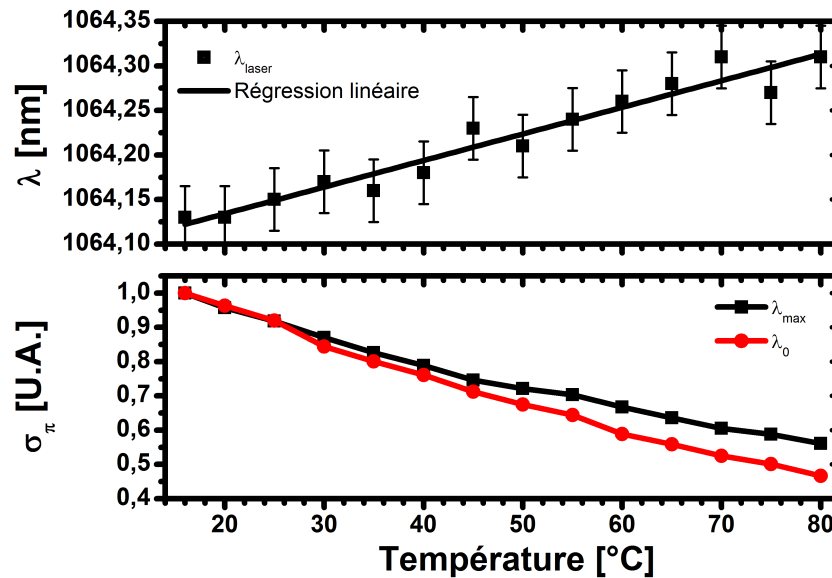


FIGURE 7.4 – En haut: Évolution de la longueur d'onde de gain maximum. En bas: Évolution de la section efficace avec la température pour la longueur d'onde correspondant au maximum λ_{max} et pour une longueur d'onde fixe λ_0 .

7.2.3 Mesures de gain petit signal

Pour un oscillateur laser, l'évolution de la section efficace d'émission avec la température induit des variations de gain petit signal. Notre deuxième méthode de mesure de l'évolution de la section efficace est basée sur la mesure de ces variations à puissance absorbée constante. Pour ce faire, un miroir de sortie de cavité à transmission variable nous permet de se placer au seuil d'oscillation laser pour différentes températures. Nous verrons que les valeurs de la transmission au seuil donnent l'évolution du gain petit signal et de la section efficace d'émission avec la température.

La figure 7.5 montre le dispositif utilisé afin d'étudier les variations de gain petit signal avec la température. Notre cristal de Nd:YVO₄ avec un dopage de 0,1 at. % et des dimensions de $3 \times 3 \times 5$ mm est placé dans une cavité trois miroirs. Les miroirs M_1 et M_2 sont hautement réfléchissants à 1064 nm alors que le miroir M_3 a une transmission de 25%. Cette fois, le faisceau de pompe à 808 nm est focalisé sur un diamètre de 250 μm . La mesure de la puissance de pompe transmise par le miroir M_2 permet d'obtenir la puissance absorbée par le cristal. L'absorption peut varier avec la température et la saturation et nous l'avons donc mesurée pour chaque point expérimental. Un polariseur linéaire et une lame quart-d'onde sont utilisés

pour former un coupleur à transmission variable. Après deux passages, la lame quart-d'onde agit comme une lame demi-onde et permet d'induire une rotation de la polarisation linéaire du faisceau laser entre 0 et 90 degrés. La transmission du coupleur équivalent T_{eq} peut ainsi être ajustée entre 25% et 100%.

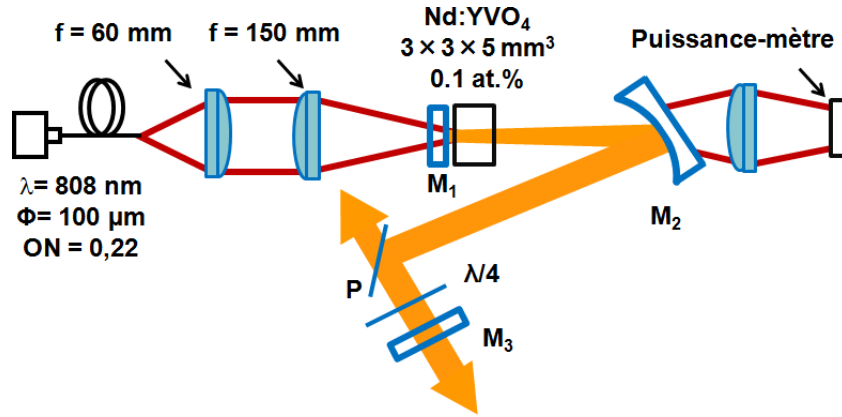


FIGURE 7.5 – Dispositif expérimental utilisé pour la mesure de l'évolution du gain petit signal avec la température.

Au seuil du laser, le gain petit signal double passage G_0^2 compense exactement les pertes et il peut être mesuré en connaissant la transmission de notre coupleur à transmission variable T_{eq} et les pertes passives δ (c.f. Eq. 7.2).

$$G_0^2(1 - T_{eq})(1 - \delta) = 1 \quad (7.2)$$

La figure 7.6 montre l'évolution du gain petit signal avec la température pour des températures de la monture de 20°C, 45°C et 80°C. L'effet du changement de température sur le gain petit signal est très clairement visible. Pour une puissance absorbée de 1,75 W, sa valeur chute de 12 à 4,5 pour une augmentation de 60°C. Ces résultats peuvent être comparés avec les données obtenues avec les mesures de spectres de fluorescence. Pour un cristal laser 4-niveaux en pompage longitudinal, on peut montrer que le gain petit signal peut se mettre sous la forme suivante:

$$G_0^2(P_{abs}, T) = \exp(K\sigma_\pi(T)P_{abs}) \quad (7.3)$$

où K est un paramètre qui dépend du temps de vie de fluorescence et des tailles de faisceaux et P_{abs} est la puissance totale absorbée par le cristal. Ici, σ_π est le maximum de section efficace d'émission pour la polarisation π . En effet, la longueur d'onde d'émission de l'oscillateur laser dérive avec la température pour correspondre à celle du maximum de section efficace. Afin de réaliser la comparaison avec nos résultats précédents, nous avons commencé par ajuster le produit $K\sigma_\pi$ de manière à obtenir une courbe de tendance pour les données à 20°C. Les deux courbes en traits continus montrent le résultat théorique en utilisant l'ajustement à 20°C et les rapports de sections efficaces d'émission mesurés à partir des spectres de fluorescence. Elles montrent un bon accord entre les résultats obtenus avec nos deux méthodes.

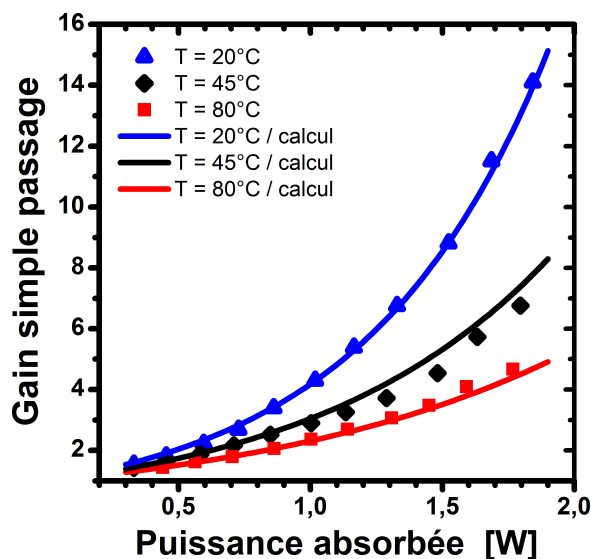


FIGURE 7.6 – Évolution du gain avec la puissance absorbée pour différentes températures. En ligne continue: courbes calculées à partir des mesures de spectres de fluorescence.

Une autre manière de comparer nos résultats avec ceux de la première méthode est de tracer les courbes de tendances exponentielles croissantes pour les trois températures, de relever les coefficients correspondants et d'en déduire les rapports de sections efficaces. Le tableau ci-dessous résume les rapports de sections efficaces d'émission mesurés avec les deux méthodes. On peut voir que les résultats sont très proches avec des différences inférieures à 5%. Nos mesures de gains en régime petit signal confirment donc les résultats obtenus à partir des spectres de fluorescence.

Température T	45°C	80°C
$\lambda(T)$	1064,18 nm	1064,28 nm
$\sigma_{\pi}(T)/\sigma_{\pi}(20^{\circ}C)$ par mesure de spectre	0,78	0,58
$\sigma_{\pi}(T)/\sigma_{\pi}(20^{\circ}C)$ par mesure de gain petit signal	0,77	0,60

TABLE 7.2 – Comparaison des variations de sections efficaces mesurées avec nos deux méthodes expérimentales.

Par ailleurs, comme le montre la figure 7.7, nous avons aussi mesuré l'évolution de la longueur d'onde d'émission de notre oscillateur avec la température. La dérive en longueur d'onde mesurée est cette fois de 2,6 pm/K. Elle est proche des 3,0 pm/K observés à partir des mesures de spectres de fluorescence. On observe aussi un léger décalage de 0,02 nm à 0,04 nm des valeurs absolues par rapport aux mesures sur la fluorescence. Cependant, il n'est pas significatif étant donné qu'il est inférieur à la résolution spectrale de notre analyseur qui est de 0,07 nm.

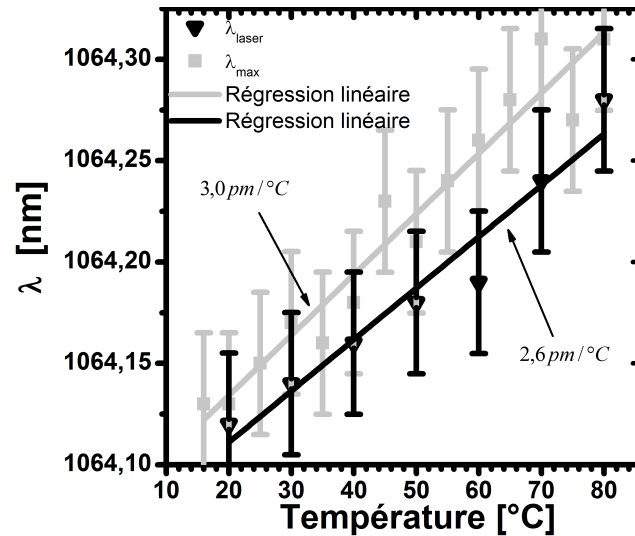


FIGURE 7.7 – Évolution de la longueur d’onde du maximum de section efficace λ_{max} et de la longueur d’onde d’émission de l’oscillateur laser λ_{laser} avec la température.

7.2.4 Conclusion sur les variations de section efficace d’émission avec la température

Nos mesures sur l’évolution de la section efficace d’émission du Nd:YVO₄ à 1064 nm pour la polarisation π révèlent une forte sensibilité avec la température. Avec une baisse de 44% pour une augmentation de température de 64°C, la réduction de section efficace dans le Nd:YVO₄ est plus de 3 fois supérieure à celle du Nd:YAG [Kimmelma 08]. Par ailleurs, la dérive spectrale du maximum d’émission est de 2,8 pm/K. Elle est inférieure à celle de la raie d’émission du Nd:YAG qui a été évaluée à 4,5 pm/K [Saiki 09]. Ces évolutions des spectres d’émission sont dues à l’influence de la température sur les interactions électron-phonon dans la matrice cristalline. Elles peuvent être décrites de manière théorique à partir du modèle de Debye [Sardar 00, Sato 12].

La gestion des effets thermiques est donc essentielle pour pouvoir tirer pleinement parti des propriétés spectroscopiques hors du commun du Nd:YVO₄. Comme nous allons le voir dans la partie suivante, le choix de la longueur d’onde de pompe est un paramètre important à cet égard.

7.3 Choix de la longueur d’onde de pompe

7.3.1 Introduction

L’évolution des puissances de sortie des systèmes utilisant des cristaux massifs de Nd:YVO₄ a rapidement été limitée par les effets thermiques. En effet, la chaleur associée au pompage optique déposée dans le cristal peut entraîner l’apparition d’une forte lentille thermique et de contraintes mécaniques qui vient limiter la montée en puissance des systèmes. Une des stratégies adoptées pour remédier à ce problème consiste à changer de longueur d’onde de pompe

afin de réduire le défaut quantique. Ainsi, alors que la transition de pompage la plus utilisée est à 808 nm , plusieurs travaux ont démontré l'intérêt de l'utilisation des transitions à 880 nm , 888 nm ou encore 914 nm . Comme nous le détaillerons par la suite la puissance thermique déposée dans le cristal peut alors être limitée grâce à la réduction du défaut quantique.

Par exemple, le pompage à 888 nm a fait l'objet de plusieurs démonstrations expérimentales [McDonagh 06, McDonagh 07] et est utilisé par la société Coherent² dans des systèmes laser picoseconde [Coh]. Avec un pompage à 880 nm , une puissance moyenne de 165 W a pu être démontrée en sortie d'un oscillateur Nd:YVO₄ [Zhu 08]. Une efficacité optique-optique de 80% a aussi été mesurée avec un oscillateur en régime continu en utilisant le pompage à 914 nm du Nd:YVO₄ [Sangla 09b].

Tous ces résultats démontrent l'intérêt de la réduction du défaut quantique pour mieux gérer les effets thermiques dans le Nd:YVO₄. En revanche, il ne faut pas oublier que l'utilisation des transitions de pompage à 880 nm , 888 nm ou 914 nm nécessite de travailler avec des cristaux plus fortement dopés que pour le pompage à 808 nm car l'absorption est plus faible (c.f. figure 7.8). Comme nous allons le voir, la probabilité des transitions non-radiatives augmente fortement avec le taux de dopage. Or, ces transitions non-radiatives entraînent des pertes d'énergies sous forme de chaleur. Nous ne pouvons donc pas nous contenter d'une comparaison des défauts quantiques pour comparer les charges thermiques avec les différentes longueurs d'onde de pompe. Il faut prendre en compte les transitions non-radiatives et la charge thermique associée. Pour cela, nous aurons besoin de l'inversion de population ainsi que de la saturation de la transition laser.

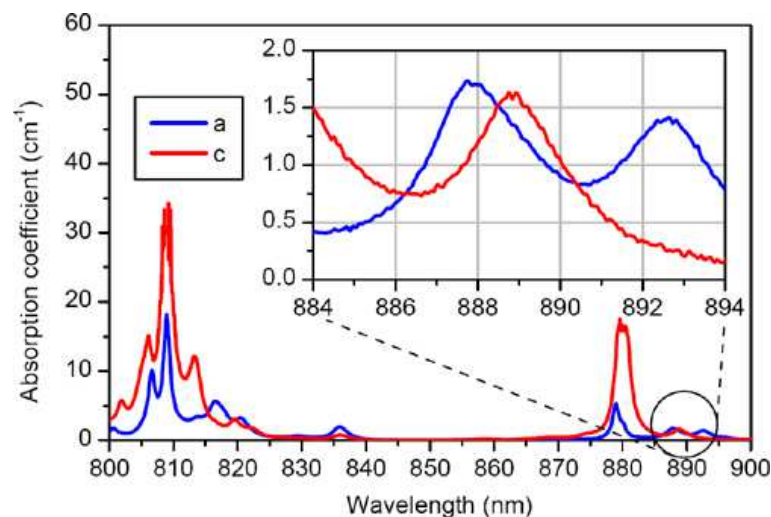


FIGURE 7.8 – Spectres d'absorption du Nd:YVO₄ [Mcdonagh 08].

Dans les paragraphes qui suivent, nous allons développer une comparaison théorique de la charge thermique en fonction de la longueur d'onde de pompe et du régime de fonctionnement.

2. En 2012, Coherent a racheté la société allemande Lumera qui utilise cette technique.

L'objectif de ce travail est de déterminer quelle est la longueur d'onde de pompe la plus appropriée pour la conception d'amplificateurs Nd:YVO₄ à fort gain. Dans le chapitre suivant, nous verrons comment nous avons pu tirer parti de ces conclusions pour obtenir des performances expérimentales remarquables.

7.3.2 Les transitions non-radiatives

Avant de passer au calcul de la charge thermique dans le cristal, cette section présente les différents types de transitions non-radiatives qui peuvent être rencontrés dans le Nd:YVO₄. En effet, nous verrons qu'elles contribuent de manière significative à la charge thermique.

Un ion dans le niveau émetteur peut se désexciter de plusieurs manières. Il peut le faire par transition radiative (l'émission spontanée ou stimulée d'un photon). Mais il peut aussi revenir à son état fondamental par transition non-radiative. L'énergie de l'ion est alors perdue sous forme de chaleur qui se dissipe dans le milieu laser. La charge thermique ne dépend donc pas uniquement du défaut quantique mais aussi de ces transitions non radiatives.

La figure 7.9 présente un inventaire des différents types de transitions non-radiatives qui peuvent être rencontrés dans le Nd:YVO₄ [Mcdonagh 08].

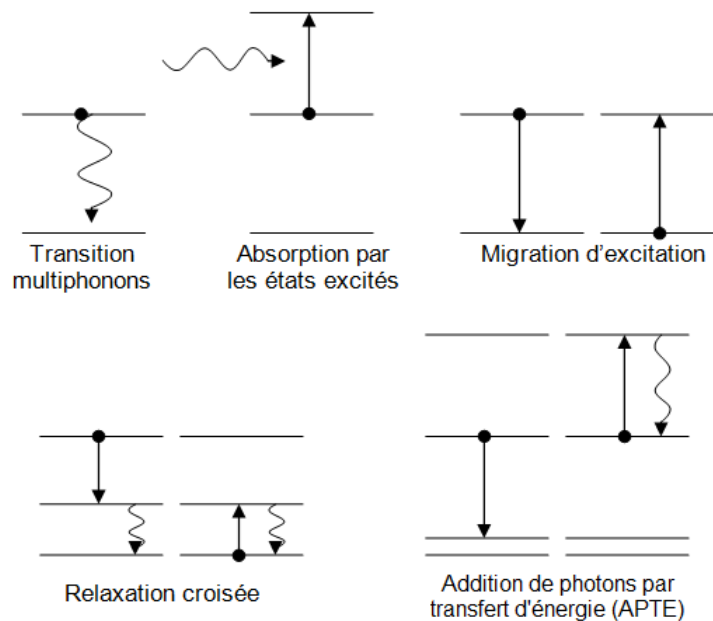


FIGURE 7.9 – Transitions non-radiatives dans le Nd:YVO₄ [Mcdonagh 08].

- **Les transitions multiphonons** : L'ion peut transférer son énergie à la matrice cristalline directement sous forme de phonons et ainsi générer de la chaleur. Cependant, étant donné que l'énergie des phonons dans le YVO₄ est très faible devant la différence d'énergie entre les niveaux de l'ion laser, le nombre de phonons requis pour une telle transition est très important et ce type de désexcitation est ainsi très peu probable.

- **L'absorption par les états excités** : Les ions excités peuvent être à nouveau excités vers un niveau d'énergie supérieur par absorption d'un photon de pompe ou d'un photon laser. Les transitions qui s'en suivent sont souvent non-radiatives et peuvent donc être source de chaleur. Cependant, il a été montré que cet effet peut raisonnablement être négligé pour la transition laser à 1064 nm. En effet, la section efficace d'absorption à 1064 nm depuis l'état excité est environ 100 fois plus faible que la section efficace d'émission [Fornasiero 98]. Par ailleurs, il n'existe pas de niveaux d'énergie qui pourraient permettre des transitions aux longueurs d'onde de pompe depuis le niveau $^4F_{3/2}$ [Kaminskii 90].
- **La migration d'excitation** : L'énergie d'excitation d'un ion peut être transférée à un de ses voisins par interaction dipôle-dipôle. On parle alors de migration d'excitation. Elle n'entraîne pas de génération de chaleur en elle-même mais favorise les transferts d'énergie à des centres colorés ou à d'autres défauts de la matrice cristalline. La probabilité de la migration d'excitation augmente avec la concentration et contribue à la réduction du temps de vie de l'état excité de la transition laser.
- **La relaxation croisée** : Elle résulte de l'interaction d'un ion excité avec un ion à l'état fondamental. Les deux ions passent de leurs états respectifs à un état commun d'énergie intermédiaire. Des transitions multiphonons les ramènent ensuite à l'état fondamental et transfert leurs énergies sous forme de chaleur. Là encore, la probabilité d'une telle interaction inter-ions augmente avec le taux de dopage des cristaux utilisés.
- **L'addition de photons par transfert d'énergie (APTE)**³ : Il s'agit cette fois d'une interaction entre deux ions à l'état excité. L'un se désexcite en transférant son énergie au second qui revient dans son état d'excitation initiale suite à des transitions multiphonons. La probabilité de ces interactions augmente avec la concentration mais aussi avec la densité de population de l'état excité.

Modélisation des transitions non-radiatives

La combinaison des effets de migrations d'excitations et de relaxations croisées est responsable d'une diminution importante du temps de vie de fluorescence avec le taux de dopage. On parle d'extinction de fluorescence (ou "fluorescence quenching"). Ces effets ont été caractérisés expérimentalement et l'équation ci-dessous donne l'évolution du temps de vie de fluorescence τ avec le taux de dopage [Huang 05]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} \left(1 + \left(\frac{C}{C_q} \right)^2 \right) = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (7.4)$$

où τ_r est le temps de vie radiatif, C est le taux de dopage en at. % et C_q le paramètre d'extinction de fluorescence en at. %. On note aussi τ_{nr} le temps de vie non-radiatif. Les données expérimentales de [Slinney 79] correspondent à $C_q = 1,9 \text{ at.}\%$ et $\tau_{sp} = 104 \mu\text{s}$.

3. l'APTE est appelée "energy transfer upconversion" en anglais.

La probabilité de désexcitation par APTE varie linéairement avec l'inversion de population. La variation de population du niveau ${}^4F_{3/2}$, dn/dt , due à l'APTE s'écrit:

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma \cdot n^2 \quad (7.5)$$

où γ est le coefficient d'APTE en $m^3 \cdot s^{-1}$. D'après la littérature, la valeur de ce coefficient est de $1,5 \cdot 10^{-21} m^3 \cdot s^{-1}$ pour un cristal avec un taux de dopage de 0,5 at. % [Chen 00] et de $3 \cdot 10^{-21} m^3 \cdot s^{-1}$ pour un cristal avec un taux de dopage de 1 at. % [Meilhac 02]. Par ailleurs, nous supposons par la suite que le coefficient d'APTE du Nd:YVO₄ varie linéairement avec le taux de dopage comme cela a été observé pour d'autres cristaux dopés aux ions Nd^{3+} [Guy 98, Jacinto 05].

7.3.3 Calcul de la charge thermique

Pour notre comparaison sur l'impact des différentes longueurs d'onde de pompe, nous allons nous concentrer sur les performances thermiques dans un petit élément de volume. Après absorption par un ion Nd^{3+} , l'énergie d'un photon de pompe hc/λ_p de longueur d'onde λ_p peut être restituée sous deux formes. En cas de transition non-radiative, toute l'énergie est perdue sous forme de chaleur. Par contre, si l'absorption du photon de pompe est suivie d'une émission spontanée ou stimulée, une majeure partie de l'énergie du photon de pompe est émise sous forme d'un photon. L'énergie restante correspond au défaut quantique et est perdue sous forme de chaleur. Le tableau 7.10 résume ces différents scénarios et donne les probabilités associées.

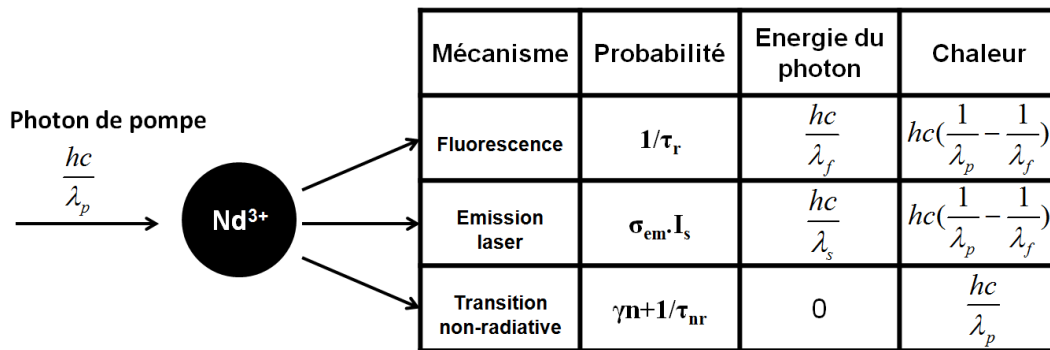


FIGURE 7.10 – Transformation de l'énergie d'un photon de pompe absorbé. I_s est l'intensité à la longueur d'onde laser, λ_p est la longueur d'onde de pompe, λ_s est la longueur d'onde laser et λ_f la longueur d'onde moyenne d'un photon de fluorescence.

La charge thermique Q_{th} (en $W \cdot m^{-3}$) peut être calculée en pondérant chaque contribution par sa probabilité et en multipliant par la densité de population de l'état excité n :

$$Q_{th} = \frac{hc}{\lambda_p} \left(\frac{n}{\tau_{nr}} + \gamma n^2 \right) + \left(\frac{hc}{\lambda_p} - \frac{hc}{\lambda_f} \right) \frac{n}{\tau_r} + \left(\frac{hc}{\lambda_p} - \frac{hc}{\lambda_s} \right) \sigma_{\pi} I_s n \quad (7.6)$$

Afin de comparer la charge thermique pour les différentes longueurs d'onde de pompe pour un même gain laser⁴ et une même intensité laser, les équations 7.7 à 7.9 définissent les grandeurs Q_{ref} , Q_{norm} et η . Q_{ref} (en $W.m^{-3}$) est la charge thermique pour notre cas de référence qui correspond à un pompage à 808 nm sans transition non-radiative. Q_{norm} (sans unité) est la quantité que nous allons étudier et correspond au rapport entre la charge thermique calculée et la charge thermique dans notre cas de référence. Enfin, nous utiliserons η (sans unité) pour quantifier le taux d'extraction par émission stimulée. Par exemple, pour $\eta = 50\%$, la moitié des transitions radiatives sont de l'émission stimulée et l'autre moitié de l'émission spontanée.

$$Q_{ref} = \left(\frac{hc}{\lambda_p} - \frac{hc}{\lambda_f}\right) \frac{n}{\tau_r} + \left(\frac{hc}{\lambda_p} - \frac{hc}{\lambda_s}\right) \sigma_{\pi} I_s n \quad (7.7)$$

$$Q_{norm} = \frac{Q_{th}}{Q_{ref}} \quad (7.8)$$

$$\eta = \frac{\sigma_{\pi} I_s n}{\frac{n}{\tau_r} + \sigma_{\pi} I_s n} \quad (7.9)$$

Nous utiliserons aussi l'inversion de population en pourcentage atomique $n^{\%}$ telle qu'elle est définie par l'équation 7.10 où n est la population de l'état excité et $n_t^{1\%}$ est la densité totale d'ions pour un cristal avec un taux de dopage de 1,0 at. %. Par exemple, une inversion de population de $n^{\%} = 0,05$ at. % correspond à la moitié de la population dans l'état excité pour un cristal avec un taux de dopage de 0,1 at. %.

$$n^{\%} = \frac{n}{n_t^{1\%}} \quad (7.10)$$

7.3.4 Comparaison entre les différentes longueurs d'onde de pompe

Pour notre comparaison, nous avons considéré des taux de dopages de 0,1 at. %, 0,3 at. %, 0,5 at. % et 1,5 at. % pour le pompage à 808 nm, 880 nm, 888 nm et 914 nm respectivement (c.f. tableau 7.3). Ces taux de dopages correspondent typiquement à ceux utilisés expérimentalement d'après la littérature.

Longueur d'onde de pompe (nm)	808	880	888	914
Taux de dopage (at. %)	0,1	0,3	0,5	1,5

TABLE 7.3 – Choix des taux de dopage pour les différentes longueurs d'onde de pompage du Nd:YVO₄.

La figure 7.11 montre l'évolution des charges thermiques en fonction de l'inversion de population. Pour un fort taux d'extraction de $\eta = 90\%$ (figure de droite) et des inversions de population faibles ($n^{\%} \ll 1$ at. %), la charge thermique est essentiellement déterminée par le défaut quantique et elle est maximale pour le pompage à 808 nm. Comme l'ont montré les

4. En considérant une même température.

expériences de pompage à 880 nm, 888 nm et 914 nm, la réduction de défaut quantique permet une meilleure gestion des effets thermiques dans ces configurations. Par exemple, pour le pompage à 914 nm d'un cristal de Nd:YVO₄ dans un oscillateur laser, l'inversion de population moyenne dans le cristal utilisé par Damien Sangla n'était que de 4.10^{-4} at. %. La valeur de η était elle d'environ 98%.

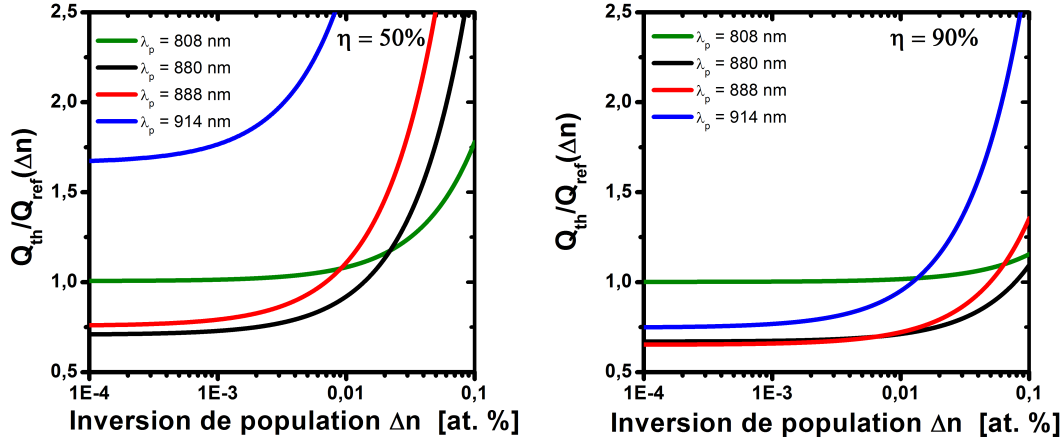


FIGURE 7.11 – Évolution de la charge thermique avec l'inversion de population pour différentes longueurs d'onde de pompe λ_p et taux d'extraction η .

En revanche, pour des extractions correspondant à $\eta < 50\%$ et de fortes inversions de populations ($n^{\%} > 0,02$ at. %), la charge thermique minimale est obtenue avec un pompage à 808 nm. Comme nous le verrons au chapitre suivant, l'inversion de population peut rapidement atteindre des valeurs supérieures à 0,02 at. % dans les amplificateurs à fort gain ($G_0 > 10$)⁵. Dans ces régimes de fonctionnement, notre étude met en évidence que la charge thermique peut être minimisée en pompant à 808 nm malgré le défaut quantique plus élevé qu'à 880 nm ou 888 nm. Nous ferons donc le choix du pompage à 808 nm pour la longueur d'onde de pompe de nos amplificateurs.

7.4 Conclusion

Notre étude sur l'influence de la température nous a amené à conclure que la section efficace d'émission très élevée du Nd:YVO₄ est aussi très sensible aux variations de température. Elle chute environ trois fois plus vite que celle du Nd:YAG. Il est donc essentiel de contrôler l'élévation de température dans nos cristaux pour limiter la dégradation des performances qui y est associée. Par ailleurs, nous avons comparé l'influence du choix de la longueur d'onde de pompe sur la charge thermique. Celle-ci varie avec l'inversion de population et le taux d'extraction par émission stimulée. En régime de forte extraction et de faible inversion de population, l'utilisation des transitions de pompage à 880 nm, 888 nm ou 914 nm permet de réduire la charge thermique grâce à la baisse du défaut quantique. En revanche, en régime de fort gain et d'extraction plus modérée, les transitions non-radiatives génèrent une charge thermique im-

5. Dans le cas de l'amplificateur double passage présenté au chapitre suivant, l'inversion de population moyenne dépasse les 0,02 at. %. Cela implique qu'elle est bien plus élevée localement.

portante. Seul le choix d'un faible taux de dopage du cristal Nd:YVO₄, comme cela peut être le cas pour un pompage à 808 nm, permet de limiter ces effets. Alors que la tendance générale est d'aller vers une réduction du défaut quantique en utilisant les pompes à 880 nm ou 888 nm, notre analyse nous amène donc à choisir le pompage à 808 nm pour nos systèmes amplificateurs.

Le chapitre suivant présente les résultats expérimentaux obtenus en tirant parti de ces conclusions pour concevoir des amplificateurs Nd:YVO₄ à fort gain (>20 dB).

Chapitre 8

Amplificateurs Nd:YVO₄

Sommaire

8.1 Performances des systèmes amplificateurs : état de l'art	150
8.2 Amplificateur simple passage pour des impulsions picoseconde . .	151
8.2.1 Dispositif expérimental	151
8.2.2 Résultats expérimentaux	152
8.3 Amplification directe d'une diode laser	157
8.3.1 Introduction	157
8.3.2 Dispositif expérimental	158
8.3.3 Résultats expérimentaux	159
8.4 Comparaison à l'état de l'art	165

8.1 Performances des systèmes amplificateurs : état de l'art

Avant de décrire nos expériences d'amplification dans des cristaux de Nd:YVO₄, nous allons faire un tour d'horizon rapide des technologies disponibles pour l'amplification laser autour de 1 μm . L'objectif est de se faire une idée des performances typiques de systèmes amplificateurs démontrés à ce jour.

Pour commencer, nous allons évoquer les amplificateurs à base de fibres optiques. Un de leurs principaux avantages est d'offrir un très fort gain grâce au confinement des faisceaux laser et aux longueurs d'interaction importantes. Pour un unique étage d'amplification, les gains sont typiquement dans une gamme de 20 à 30 dB [Dupriez 06, Röser 08, Nodop 11]. Au delà de 30 dB , il devient difficile de gérer l'émission spontanée amplifiée et la solution consiste alors à utiliser plusieurs étages d'amplification séparés par des isolateurs optiques. Par ailleurs, les fibres optiques offrent aussi une très bonne gestion de l'évacuation de la chaleur qui permet d'obtenir des puissances moyennes élevées de plusieurs centaines de watts à plusieurs kilowatts. Par exemple, une puissance moyenne de 830 W a été obtenue en régime nanoseconde en sortie d'une fibre monomode avec un cœur de 30 μm de diamètre [Eidam 10]. En revanche, comme nous l'avons vu dans la partie précédente, les systèmes d'amplification à fibres présentent aussi de nombreuses limitations. Le confinement du signal et les longueurs de propagation importantes entraînent l'apparition d'effets non-linéaires tels que la diffusion Brillouin stimulée, la diffusion Raman stimulée ou encore l'auto-modulation de phase. Ces effets indésirables viennent généralement limiter la puissance crête en régime impulsif. Par exemple, même en utilisant des fibres de large cœur de plusieurs dizaines de μm de diamètre, la diffusion Raman stimulée vient limiter les puissances crêtes à quelques centaines de kilowatts [Richardson 10]. Finalement, ces effets non-linéaires ainsi que les seuils de dommage des faces de sortie limitent aussi fortement l'énergie en sortie d'amplificateurs à fibres. L'utilisation de fibres à cristaux photoniques permet cependant d'atteindre des énergies de 2,2 mJ en régime nanoseconde (sub-picoseconde après compression) [Eidam 11].

Les amplificateurs régénératifs offrent de très forts gains sans présenter les limites en énergie des fibres. Ils utilisent un système actif pour faire de multiples passages du faisceau signal dans un cristal laser placé dans une cavité. Les puissances moyennes de sortie peuvent être de l'ordre de plusieurs dizaines de watts [Metzger 09] tandis que les gains peuvent aisément atteindre 60 dB [Hönninger 97, Miller 12]. En revanche, ces amplificateurs actifs qui utilisent des systèmes électro-optiques présentent les principaux inconvénients d'être coûteux et complexes. Leur principe de fonctionnement impose aussi des contraintes fortes sur le régime de fonctionnement. Par exemple, ils ne conviennent pas à l'amplification d'un signal en régime continu ou d'impulsions de plus de quelques nanosecondes. Leurs taux de répétition sont aussi limités à quelques centaines de kHz [Delaigue 06, Matsubara 13].

Une autre solution consiste à utiliser des cristaux massifs comme amplificateur en configuration passive. C'est par exemple le cas de nos amplificateurs à fibre cristalline présentés dans la partie précédente. Avec des gains opérationnels inférieurs à 20 dB , leur utilisation

reste cependant réservée à l'amplification de puissance. En revanche, c'est dans ces configurations d'amplification passive que la section efficace d'émission remarquablement élevée du Nd:YVO₄ présente tout son intérêt. Des gains de plus de 50 dB ont par exemple été observés avec deux étages d'amplification simple passage en utilisant des configurations en incidence rasante [Agnesi 06]. Toujours en incidence rasante, une amplification de 2 mW à 27 W soit 41 dB a été mesurée par [Nawata 09] avec une puissance de pompe de 100 W. En revanche, comme le montre la figure 8.1, le montage est complexe avec quatre passages dans le cristal amplificateur et un miroir à conjugaison de phase.

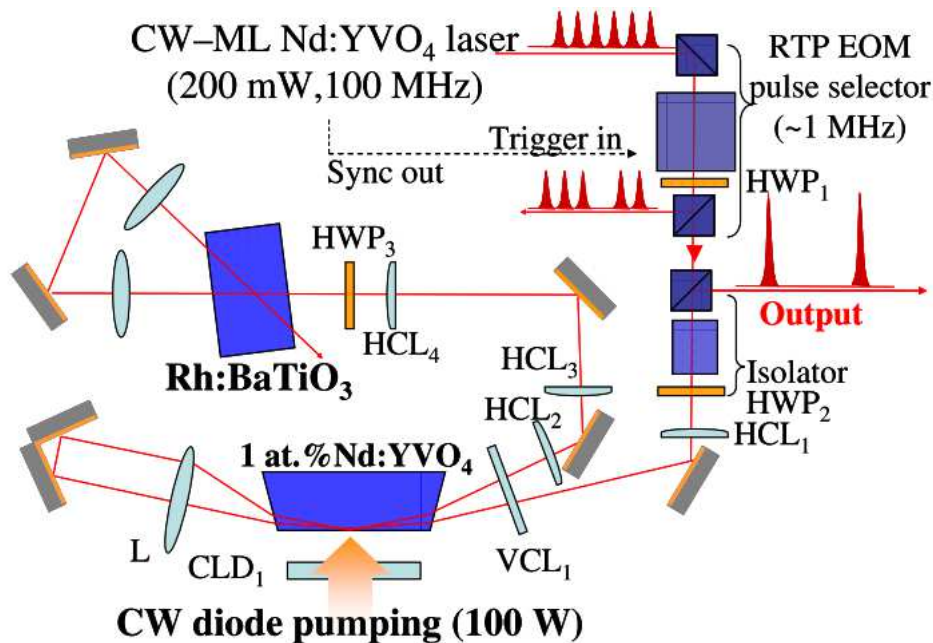


FIGURE 8.1 – Amplificateur Nd:YVO₄ en configuration à incidence rasante [Nawata 09].

8.2 Amplificateur simple passage pour des impulsions picoseconde

L'étude présentée au chapitre précédent montre la forte sensibilité du Nd:YVO₄ à la température et l'importance du choix de la longueur d'onde de pompe en fonction du régime de fonctionnement. Afin de tirer le meilleur parti des propriétés du Nd:YVO₄ nous avons donc fait les choix suivants pour notre système amplificateur à fort gain :

- Nous avons choisi d'utiliser une diode émettant à 808 nm pour le pompage de notre cristal.
- Nous avons utilisé un échantillon avec un taux de dopage très faible de 0,1 at. %.
- Enfin, le système de refroidissement du cristal a été optimisé de manière à minimiser l'élévation de température.

8.2.1 Dispositif expérimental

Avec un pompage longitudinal et un unique passage pour les faisceaux de pompe et de signal, l'architecture de notre amplificateur se distingue par sa simplicité. Afin de limiter au

maximum les transitions non-radiatives, nous utilisons un cristal de dimensions $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}$ avec un faible taux de dopage de $0,1 \text{ at. } \%$. De cette manière, la charge thermique est aussi distribuée sur la longueur du cristal et les effets du décalage spectral du pic de gain ainsi que la baisse de section efficace sont minimisés.

Une diode de forte radiance délivrant une puissance continue de 60 W à 808 nm est utilisée pour pomper notre cristal. La fibre multimode de sortie de cette source a un diamètre de cœur de $100 \mu\text{m}$ ($ON = 0,22$). Deux doublets de 60 et 200 mm de focale permettent de focaliser le faisceau de pompe sur un diamètre de $330 \mu\text{m}$. Notre cristal est refroidi avec deux montures en cuivre refroidies par eau mises en contact avec le cristal avec des feuilles d'indium pressées.

De manière à pouvoir injecter une énergie importante dans notre amplificateur, nous avons utilisé un oscillateur picoseconde avec une longue cavité de $16,3 \text{ m}$. Il délivre des impulsions de 22 ps avec une énergie de 540 nJ à une cadence de $9,2 \text{ MHz}$ soit une puissance moyenne de 5 W . Le faisceau de sortie est proche du mode fondamental avec un M^2 inférieur à $1,3$. Un modulateur acousto-optique placé après la source permet de réduire le taux de répétition avant d'envoyer le faisceau signal dans l'amplificateur.

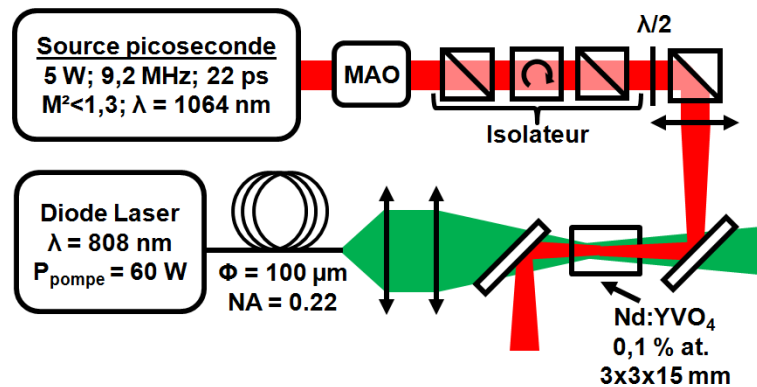


FIGURE 8.2 – Dispositif expérimental de l'amplificateur Nd:YVO₄ simple passage.

8.2.2 Résultats expérimentaux

Performances clés de notre amplificateur

Pour commencer, nous avons travaillé au taux de répétition initial de la source d'injection afin de pouvoir étudier les performances de notre système pour une large gamme de puissances injectées. A puissance de pompe maximale, la figure 8.3 montre les puissances de sortie pour des puissances de faisceau signal injectées comprises entre 26 mW et $3,5 \text{ W}$. Durant cette expérience, la température de l'eau de refroidissement était réglée à 5°C . Avec une puissance de sortie de $8,9 \text{ W}$, un gain maximal de 440 (26 dB) est mesuré pour une puissance injectée de 26 mW . Dans cette configuration, la puissance absorbée est de $40,5 \text{ W}$ ce qui correspond à une efficacité d'extraction de 22% . Pour une puissance injectée de $3,5 \text{ W}$, l'efficacité d'extraction atteint un maximum de 49% avec une puissance de sortie de $24,2 \text{ W}$.

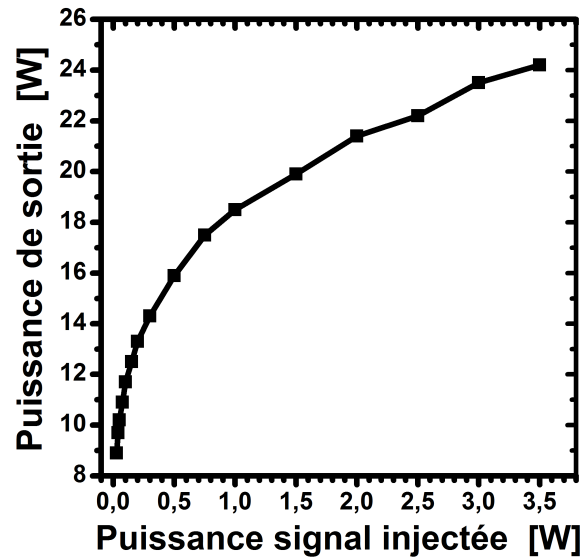


FIGURE 8.3 – Évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance de signal injectée à pleine puissance de pompe. Température de l'eau de refroidissement : 5°C .

Par ailleurs, la figure 8.4 montre l'évolution de la puissance de sortie avec la puissance de pompe absorbée. Cette fois, la température de l'eau de refroidissement est de 17°C pour éviter la condensation sur le cristal à faible puissance de pompe. Ces courbes ne montrent aucun signe de fléchissement ce qui révèle le potentiel de notre système pour une utilisation à plus forte puissance de pompe. Par ailleurs, à pleine puissance de pompe, le faisceau de sortie conserve un facteur de qualité M^2 inférieur à 1,5.

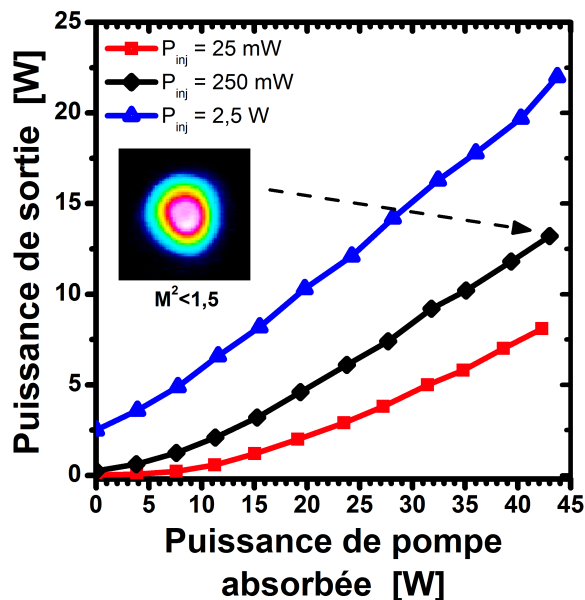


FIGURE 8.4 – Évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe pour différentes puissances de signal injectées.

Finalement, après réduction du taux de répétition à 200 kHz à l'aide du modulateur

acousto-optique, nous avons démontré une amplification de 50 mW à 10 W . Cela correspond à une énergie de 50 μJ par impulsion et à une puissance crête de 2,3 MW pour des impulsions de 22 ps . Le gain de 23 dB de notre système en simple passage se rapproche des gains qui pourraient être obtenus avec un amplificateur à fibre optique classique tout en conservant une architecture simple. Par ailleurs, les niveaux d'énergie et de puissance crête mesurés en sortie de notre amplificateur sont bien au delà des limites des fibres optiques classiques. Ils correspondent typiquement à ceux d'un système à fibre de type barreau à large cœur.

Remarque : Seulement trois mois après la publication de ces résultats, une équipe de recherche Italienne a publié au sujet d'une expérience similaire. Ils ont démontré l'amplification d'impulsions picoseconde de 40 mW à 9,5 W avec deux étages d'amplification et trois passages dans des cristaux pompés longitudinalement [Agnesi 12]. Ces résultats sont très proches de ceux que nous avons obtenus avec un unique étage d'amplification en simple passage [Délen 12a].

Influence de la température

Nous avons aussi étudié l'influence de la température du cristal Nd:YVO₄ sur les performances de notre amplificateur. Pour cela, nous avons fait varier la température de consigne du circuit de refroidissement entre 5°C et 35°C. La figure 8.5 montre l'évolution relative des puissances de sortie avec la température à pleine puissance de pompe. En régime de forte saturation du gain, pour une puissance injectée de 2,5 W , la puissance de sortie ne chute que de 7% entre 5°C et 35°C. En revanche, en se rapprochant du régime de gain petit signal avec une puissance injectée de 500 μW , l'influence de la température est beaucoup plus forte et la puissance de sortie chute de 65% entre 5°C et 35°C. Cette forte sensibilité à la température que nous observons est attribuable à la variation de section efficace d'émission que nous avons étudiée au chapitre précédent. La figure 8.5 montre aussi l'évolution expérimentale des gains linéiques moyens avec la température. La définition du gain linéique moyen en fonction de la longueur du cristal L et du gain G est donnée par l'équation 8.1. Les variations du gain linéique moyen avec la température sont elles aussi plus importantes pour de faibles puissances injectées. \bar{g} baisse de seulement 2% pour une puissance injectée de 2,5 W alors qu'il baisse de plus de 12% pour une puissance injectée de 500 μW .

$$\bar{g} = \frac{\ln(G)}{L} \quad (8.1)$$

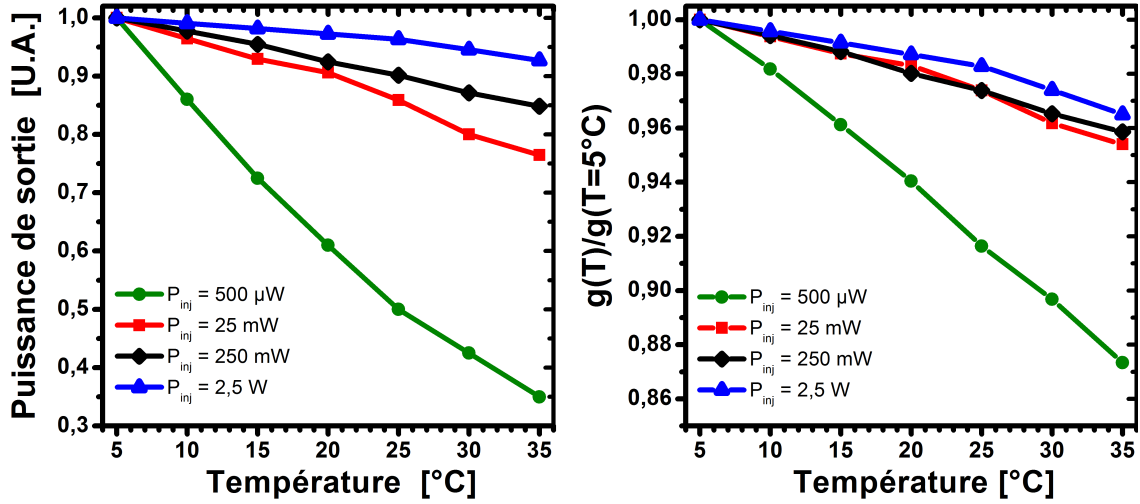


FIGURE 8.5 – A gauche : Évolutions relatives des puissances de sortie en fonction de la température du cristal laser pour différentes puissances injectées à puissance de pompe maximale. A droite : Évolutions relatives des gains linéiques moyens \bar{g} avec la température.

Il faut prendre en compte 2 effets pour comprendre ces différences de comportement avec la puissance injectée. Considérons d'abord une amplification en régime petit signal. L'inversion de population $n_0(z)$ est alors fixée et le gain G_0 s'exprime selon l'équation suivante :

$$G_0 = \exp\left(\int_0^L \sigma_\pi(T[z])n_0(z)dz\right) \quad (8.2)$$

où la longueur totale du cristal est notée L et la position sur l'axe optique z . Étant donné que le gain évolue de manière exponentielle avec σ_π , les variations relatives du gain avec la section efficace sont d'autant plus élevées que la valeur du gain est élevée. Ainsi, une réduction de section efficace de -20% fera baisser la puissance de sortie d'un amplificateur avec un gain de 1000 de -75% alors qu'elle chutera de seulement -37% pour un gain de 10. Il n'est donc pas surprenant d'observer de plus fortes baisses de la puissance de sortie avec la température lorsque le gain est plus élevé. La comparaison des gains linéiques moyens permet de s'affranchir de cet effet et met en évidence un deuxième effet dû à la saturation du gain.

Pour comprendre le rôle de la saturation du gain dans l'influence de la température, considérons l'équation 8.3 qui donne l'expression du gain linéique saturé $g(z)$ pour un système 4-niveaux. I_s est l'intensité laser et n_0 la densité de population de l'état excité pour une intensité signal nulle.

$$g(z) = \frac{n_0 \cdot \sigma_\pi}{1 + \sigma_\pi \tau I_s} \quad (8.3)$$

En régime petit signal, lorsque $I_s \ll 1/\sigma_\pi \tau$, le gain linéique est proportionnel à la section efficace. Le cas expérimental le plus proche de ce régime correspond à une puissance injectée de $500 \mu W$ pour lequel l'augmentation de température induit la plus forte variation de gain linéique (cf. figure 8.5 (droite)). En revanche, à plus forte puissance injectée, le gain tend vers $n_0/\tau I_s$ qui ne dépend pas de la section efficace.

Régime de très fort gain

En régime de très fort gain, la faible réflectivité (0,1% à 1064 nm) des traitements anti-reflets de notre cristal peut être suffisante pour observer une oscillation laser parasite entre les deux faces. De manière à pouvoir étudier les performances de notre amplificateur avec de très faibles puissances injectées, nous avons donc tourné notre cristal d'environ 15° par rapport à l'axe optique de nos faisceaux pour éviter toute oscillation parasite. Cela permet aussi de minimiser l'extraction de puissance par le faisceau réfléchi par l'anti-reflet après amplification. Dans cette configuration, la puissance d'émission spontanée amplifiée était de 45 mW pour une puissance injectée nulle. Par la suite, nous avons retranché cette valeur des puissances de sortie mesurées pour calculer le gain de l'amplificateur. Les résultats expérimentaux représentés sur la figure 8.6 montrent que le gain petit signal simple passage est supérieur à 45 dB. La part d'émission spontanée amplifiée reste inférieure à 5% à ce niveau de gain très élevé qui est supérieur à ce qui peut être observé dans des amplificateurs à fibre. En effet, l'émission spontanée amplifiée est favorisée par le guidage optique. Elle limite le gain des amplificateurs à fibre à des valeurs typiques autour de 30 dB.

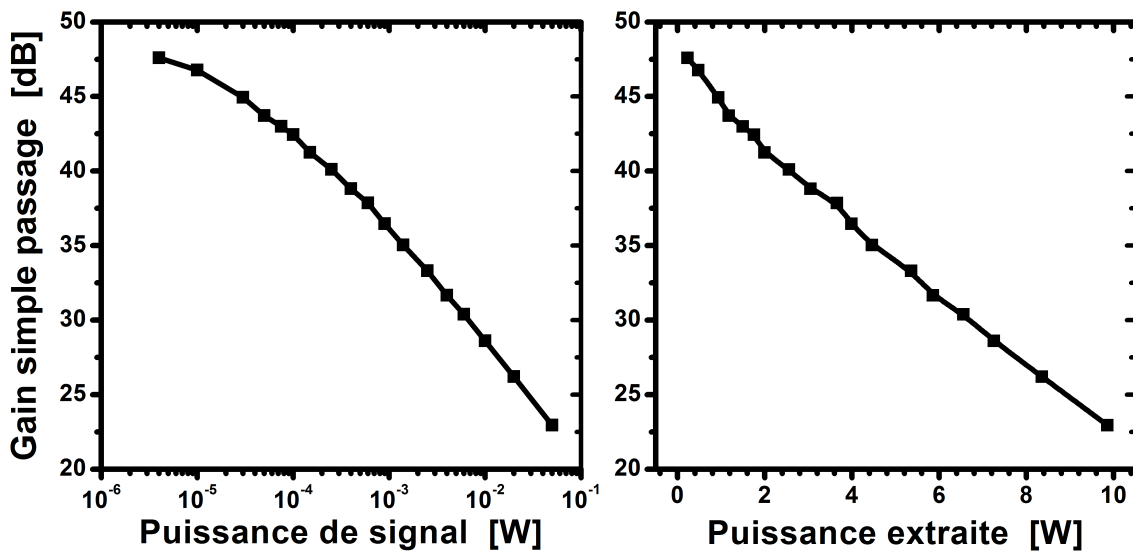


FIGURE 8.6 – A gauche : gain en fonction de la puissance de signal injectée à pleine puissance de pompe. A droite : gain en fonction de la puissance extraite.

Nous pouvons aussi observer que le gain exprimé en décibels varie de manière quasi-linéaire avec la puissance extraite de l'amplificateur. Cette évolution linéaire est décrite par l'équation 8.4 qui donne le gain en décibels G^{dB} en fonction du gain petit signal G_0^{dB} , de la puissance extraite P_{ext} et d'un coefficient β . Elle peut être démontrée analytiquement avec un bilan de puissance à partir des équations de population (c.f. annexe C). Le fait que notre courbe expérimentale suive cette tendance linéaire sur toute la gamme de puissances extraites indique qu'il n'y a pas de source d'extraction de puissance significative autre que celles décrites dans notre bilan de puissance (amplification du signal et fluorescence). L'émission spontanée amplifiée et les transitions d'APTE ne semblent donc pas limiter les performances de notre amplificateur.

$$G^{dB} = G_0^{dB} - \beta \cdot P_{ext} \quad (8.4)$$

L'équation 8.4 peut être utilisée pour calculer le gain petit signal à partir d'une série de valeurs de gain en fonction de la puissance extraite. Par exemple, une régression linéaire à partir des 6 points pour une puissance extraite supérieure à 5 W donne une valeur du gain petit signal de 45 dB très proche des 47 dB mesurés. Nous pouvons à nouveau utiliser une extrapolation pour estimer la puissance extractible maximale P_{ext}^{0dB} . En effet, elle correspond à la puissance extraite limite lorsque le gain tend vers 0 dB. Dans notre cas, l'estimation indique une puissance P_{ext}^{0dB} de 20 W¹. Cette valeur nous renseigne sur le recouvrement géométrique entre le faisceau de pompe et le faisceau signal. L'équation 8.5 définit η_{geo} comme le facteur de recouvrement géométrique². P_{ext}^{max} est la puissance extractible maximale théorique calculée à partir du défaut quantique η_Q et de la puissance absorbée P_{abs} . Dans notre cas, la valeur du facteur de recouvrement géométrique η_{geo} peut être estimée à 63%. Ce recouvrement relativement modeste est dû à la distance de Rayleigh de notre faisceau de pompe (7 mm) qui est inférieure à la longueur du cristal laser (15 mm). Comme nous n'avons pas observé d'influence significative des effets non radiatives, une des pistes pour améliorer le recouvrement serait d'ajuster le taux de dopage du cristal à des valeurs plus élevées.

$$\eta_{geo} = \frac{P_{ext}^{0dB}}{P_{ext}^{max}} = \frac{P_{ext}^{0dB}}{P_{abs}(1 - \eta_Q)} \quad (8.5)$$

Ces expériences ont montrées que les propriétés remarquables du Nd:YVO₄ peuvent être utilisées pour concevoir des amplificateurs laser de fort gain avec des architectures très simples. Ce type de système est particulièrement intéressant pour l'amplification directe de sources de faible puissance. Nous avons donc poursuivi notre exploration expérimentale avec une expérience d'amplification directe d'une diode laser en régime impulsionnel.

8.3 Amplification directe d'une diode laser

8.3.1 Introduction

L'objectif principal de cette deuxième expérience d'amplification est d'explorer le potentiel d'un amplificateur en configuration double passage. Le gain très élevé qui peut être obtenu dans cette configuration permet de travailler avec de faibles puissances injectées (< 1 mW) telles que celles délivrées par les diodes laser en régime impulsionnel. Ces sources sont très souvent utilisées comme injecteur pour des systèmes laser amplifiés. Elles offrent l'avantage de pouvoir ajuster la durée et la cadence des impulsions à la demande de l'utilisateur en modifiant simplement le signal de modulation électrique. Par exemple, la société SPI laser développe et commercialise des sources laser dont l'architecture est basée sur l'amplification du signal issu d'une diode modulée en courant dans des fibres optiques. Comme nous allons le voir dans la partie qui suit, les propriétés des cristaux de Nd:YVO₄ permettent de concevoir des amplificateurs avec des gains proches de ceux des systèmes à fibres mais avec les limites en

1. Cette valeur est proche des 20,8 W mesurés pour une puissance injectée de 3,5 W.

2. Attention, cette définition est différente de celle utilisée au chapitre 2.

puissance crête et en énergie qui sont celles d'un système à cristal massif.

8.3.2 Dispositif expérimental

La source utilisée pour notre expérience est une diode laser fibrée monomode transverse à 1064 nm. Elle peut être modulée en courant pour générer des impulsions d'une durée minimale de 1,5 ns (régime de commutation de gain). Le boîtier comprend un isolateur fibré qui offre une isolation de plus de 50 dB. Le tableau ci-dessous rassemble les principales caractéristiques de notre source.

Puissance moyenne maximale	36 mW
Puissance crête maximale	275 mW
Longueur d'onde centrale	1064,2 nm
Largeur spectrale à mi-hauteur	<0,06 nm (10 ns / 100 kHz)
Durée minimale des impulsions	1,5 ns
M^2	<1,05

TABLE 8.1 – Caractéristiques de l'injecteur. (Module PDM d'Alphanov).

Étant donné que l'exploration des performances de notre amplificateur implique des tests en régime de très fort gain, nous avons utilisé un isolateur optique supplémentaire en espace libre afin de protéger la diode laser des retours optiques. Il est suivi d'un rotateur de Faraday, d'une lame demi-onde et d'un cube séparateur de polarisation utilisés pour extraire le faisceau après deux passages. Le faisceau signal est ensuite focalisé dans le cristal de Nd:YVO₄ sur un diamètre de 350 μm. Pour cette nouvelle expérience le taux de dopage du cristal de 0,2 at. % et sa longueur de 20 mm permettent d'obtenir une absorption totale plus élevée que pour l'expérience précédente. Le faisceau de pompe à 808 nm issu de notre diode de forte radiance de 60 W est focalisé dans le cristal sur un diamètre au col de 375 μm. Finalement, après le premier passage, le faisceau signal est renvoyé sur lui-même grâce à une lentille simple en configuration 2f – 2f et un miroir hautement réfléchissant à 1064 nm. Le faisceau de sortie est ensuite réfléchi par le cube séparateur de polarisation après son passage dans le rotateur de Faraday.

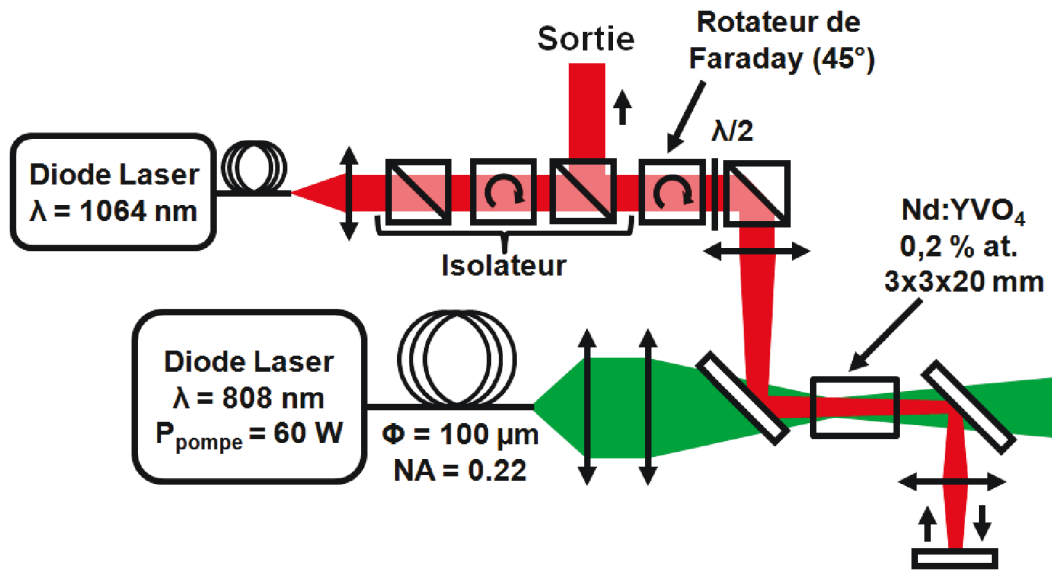


FIGURE 8.7 – Amplificateur double passage.

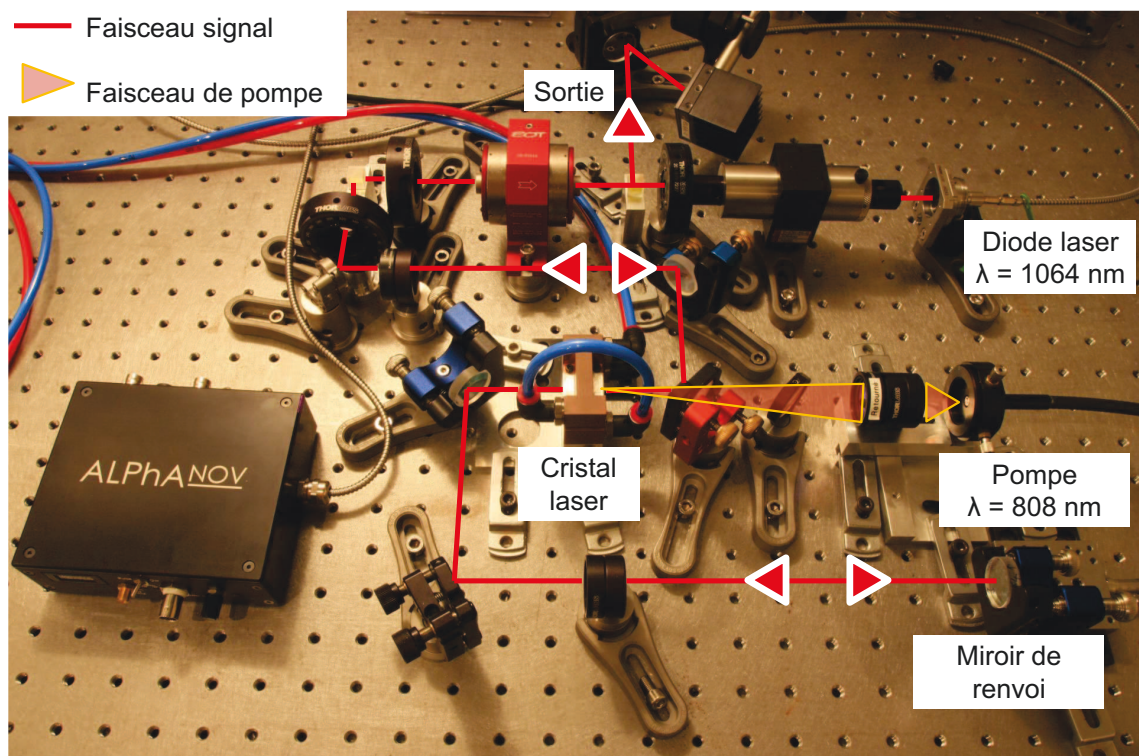


FIGURE 8.8 – Photographie du montage expérimental.

8.3.3 Résultats expérimentaux

La présentation des résultats expérimentaux ci-dessous se décompose en deux parties. La première se concentre sur le comportement de notre système amplificateur à haute cadence (1 MHz). Dans ce régime, les variations de gain du système entre deux impulsions restent

faibles et peuvent être négligées. Nous nous intéresserons aux variations de gain et d'extraction avec la puissance moyenne injectée. Dans la deuxième partie, nous étudierons les performances de notre système à plus faible cadence de manière à obtenir de plus fortes énergies et puissances crêtes après amplification. Nous verrons l'effet de la dynamique de saturation du gain sur l'émission parasite et sur la durée des impulsions après amplification.

Mesures à haute cadence

Pour commencer, nous nous sommes intéressés aux performances de notre amplificateur à haute cadence. La puissance injectée est ajustée à l'aide d'une lame demi-onde et d'un cube séparateur de polarisation. La figure 8.9 montre les performances obtenues en deux passages pour une cadence de $1,0 \text{ MHz}$, des impulsions injectées de 10 ns et à pleine puissance de pompe (60 W). La puissance maximale de sortie est de $16,4 \text{ W}$ pour une puissance injectée de 2 mW soit un gain de 39 dB . Cela correspond à une efficacité de conversion optique-optique de 32% par rapport à la puissance de pompe absorbée (51 W). Avec notre configuration deux passages, l'extraction d'une puissance de 10 W est atteinte avec seulement $10 \mu\text{W}$ de puissance injectée alors que 50 mW étaient nécessaires dans la configuration précédente. Le gain maximum de 68 dB est observé pour une puissance injectée de $1 \mu\text{W}$. La figure 8.9 montre aussi les profils de faisceaux après amplification en champ proche et en champ lointain. Le M^2 correspondant est inférieur à $1,5$ dans les deux directions.

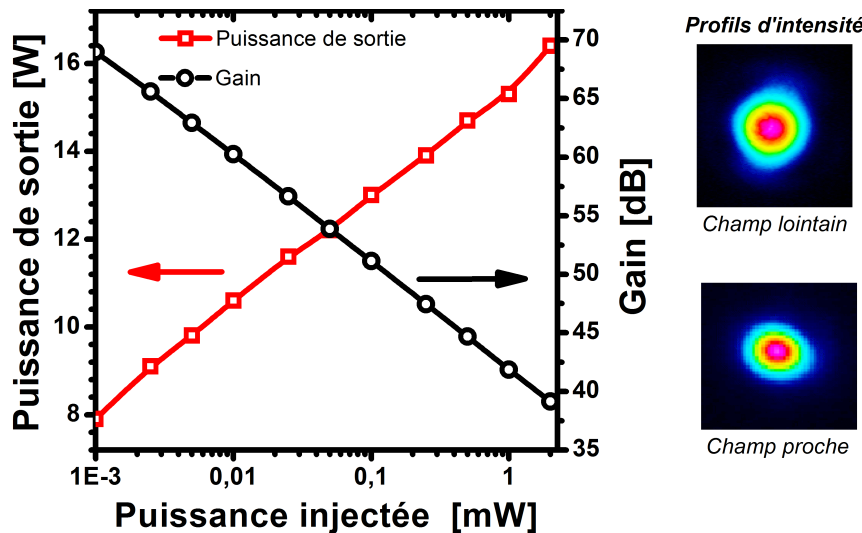


FIGURE 8.9 – Puissance de sortie et gain de l'amplificateur en fonction de la puissance de signal injectée à pleine puissance de pompe. A droite : profils d'intensité pour une puissance injectée de $200 \mu\text{W}$.

A ces niveaux de gain très élevés, il est naturel de s'interroger sur la présence possible d'émission spontanée amplifiée et d'oscillations laser parasites. Par la suite, nous désignerons la puissance mesurée en sortie d'amplificateur autre que le signal amplifié sous le terme d'émission parasite. En régime impulsif, la part de cette dernière peut être mesurée à partir du signal d'une photodiode placée en sortie d'amplificateur sur un cycle complet entre deux impulsions. Pour une puissance injectée de $1 \mu\text{W}$, nous évaluons la part d'émission parasite à 8%

de la puissance totale en sortie. Pour des puissances injectées supérieures à $5 \mu W$, cette part devient inférieure à 2%. Notre système permet donc de gérer des gains de plus de 60 dB avec un seul étage d'amplification sans être limité par l'émission parasite. Nous pouvons remarquer que deux à trois étages d'amplificateurs à fibres seraient typiquement nécessaires pour atteindre ce niveau de gain.

Comme nous avons pu le faire dans la section précédente avec l'amplificateur simple passage, nous avons étudié l'évolution du gain avec la puissance extraite. La figure 8.10 montre les points de mesures ainsi qu'une régression linéaire réalisée à partir des points de mesures pour une puissance extraite supérieure à 10 W . Elle donne une évaluation du gain petit signal de 100 dB qui est légèrement supérieur au double de la valeur que nous avons estimée en configuration simple passage (45 dB). Ce gain plus élevé est cohérent avec les augmentations de l'absorption totale et du recouvrement géométrique obtenues grâce à l'utilisation d'un cristal plus dopé. En pratique cette valeur ne peut être atteinte à cause de l'émission parasite qui induit une extraction de puissance significative au delà d'un gain de 60 dB . A fort gain, cela se traduit par un écart grandissant entre les points expérimentaux et la régression linéaire. L'équation de la régression linéaire nous donne une puissance extractible maximale de l'ordre de 27 W et un facteur de recouvrement géométrique de 70%.

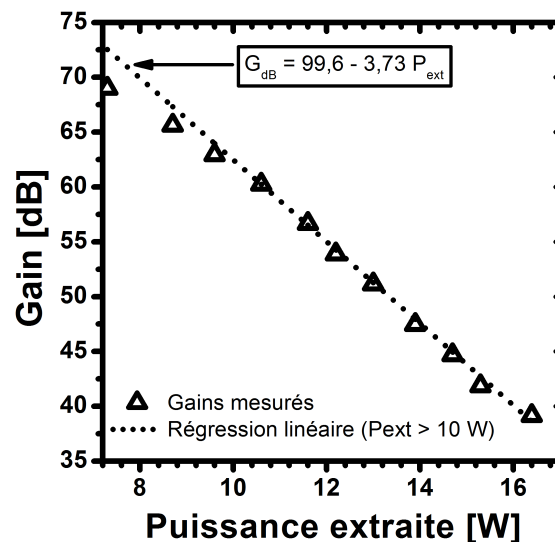


FIGURE 8.10 – Gain en fonction de la puissance extraite à pleine puissance de pompe. Régression linéaire réalisée à partir des points de mesures pour une puissance extraite supérieure à 10 W . L'équation est donnée pour G_{dB} en dB et P_{ext} en W .

Mesures à faible cadence

La réduction de la fréquence de répétition permet d'obtenir de plus fortes énergies par impulsion qui sont demandés pour de nombreuses applications. La figure 8.11 montre l'évolution de la puissance de sortie avec le taux de répétition des impulsions ainsi que leurs durées à mi-hauteur après amplification. La puissance moyenne et la durée des impulsions du faisceau signal injecté sont respectivement fixées à $350 \mu W$ et 100 ns . Les puissances de sorties observées

varient de 13,3 W pour 100 kHz à 10,3 W pour 15 kHz. Nous avons aussi constaté une réduction de la durée des impulsions qui varie de 3,5 ns à 15 ns après amplification. L'énergie maximale de 620 μJ est obtenue pour une cadence de 15 kHz. La puissance crête atteint alors 130 kW.

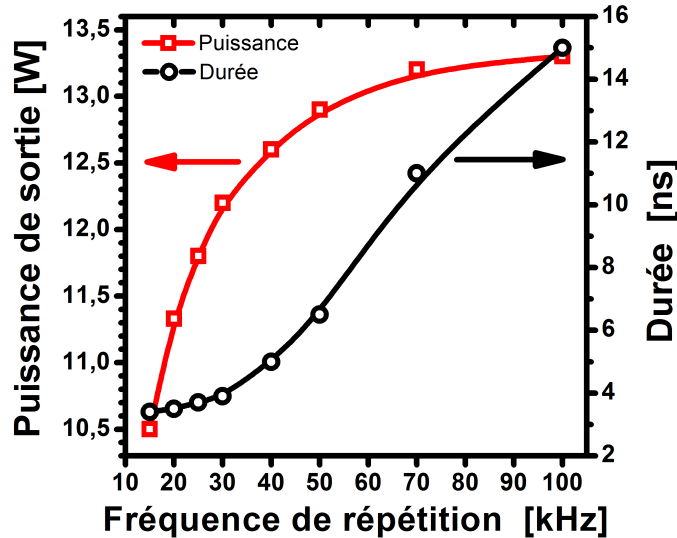


FIGURE 8.11 – Puissance de sortie et durée à mi-hauteur des impulsions en fonction de la fréquence de répétition du signal. Puissance moyenne injectée : 350 μW . Durée des impulsions injectées : 100 ns.

La chute de puissance moyenne de sortie avec le taux de répétition (-22%) peut être attribuée au fait que la cadence se rapproche de l'inverse du temps de vie de l'état excité du Nd^{3+} dans une matrice de YVO_4 ($1/\tau = 10 \text{ kHz}$). On peut remarquer que cette valeur est assez proche des baisses de puissances observées en sortie d'oscillateur déclenché entre 20 et 100 kHz de 16% à 36% [Mcdonagh 08].

La figure 8.12 (gauche) montre la forme de l'impulsion amplifiée pour une cadence de 15 kHz. La durée des impulsions passe de 100 ns en entrée à 3,5 ns en sortie avec une puissance crête de plus de 130 kW. On peut voir aussi que malgré la forme asymétrique de l'impulsion, une majeure partie de l'énergie est contenue dans l'impulsion principale. Ainsi, 84% de l'énergie est comprise dans un intervalle de temps de 10 ns et la traîne de l'impulsion ne représente que 16% de l'énergie totale. Par ailleurs, la figure 8.12 (droite) montre clairement l'apparition de l'émission parasite avant l'arrivée de l'impulsion. Elle représente 12% de la puissance totale de sortie. La part d'émission parasite dans la puissance de sortie chute très rapidement avec la cadence. Alors qu'elle est de 12% à 15 kHz, elle est inférieure à 2% pour des cadences de plus de 20 kHz.

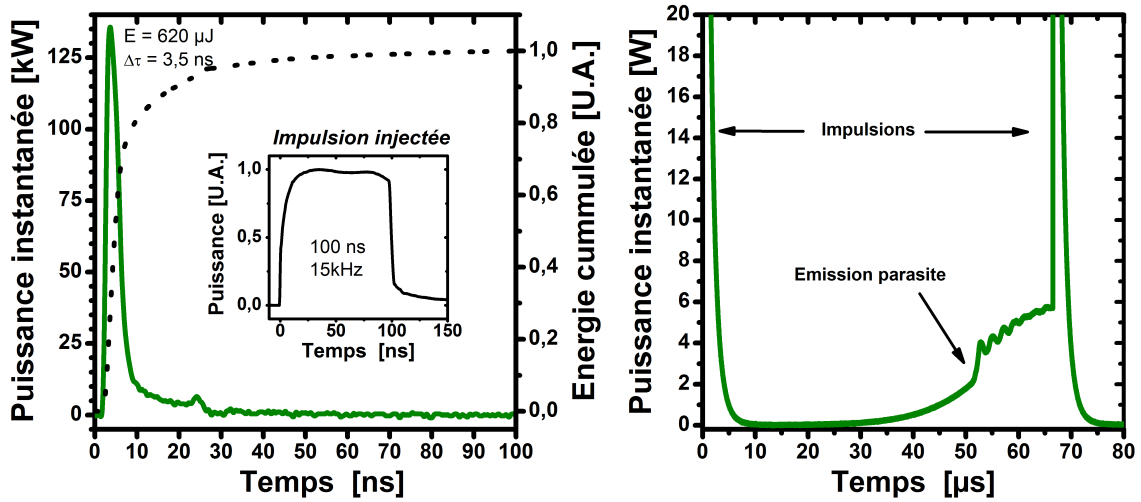


FIGURE 8.12 – Puissance de sortie en fonction du temps. Paramètres du signal en entrée : (Puissance moyenne : $350 \mu W$, Fréquence de répétition : $15 kHz$, Durée : $100 ns$). Paramètres du signal en sortie : (Puissance moyenne : $9,2 W + 1,3 W$ d'émission parasite, Fréquence de répétition : $15 kHz$, Durée : $3,5 ns$).

La part d'émission parasite obtenue pour une puissance moyenne injectée de $350 \mu W$ à $15 kHz$ (12%) est supérieure à celle mesurée pour une injection de $1 \mu W$ à $1,0 MHz$ (8%). Cette différence vient de la variation de gain au cours du cycle entre deux impulsions qui est beaucoup plus importante à faible cadence. Le calcul des rapports d'intensité entre le profil temporel de l'impulsion injectée et de l'impulsion amplifiée donne les variations de gain pendant l'amplification de l'impulsion. A $15 kHz$, nous avons ainsi pu évaluer que le gain double passage chute de $-27 dB$ en seulement $30 ns$. Nous estimons que le gain double passage atteint des valeurs d'environ $70 dB$ juste avant l'arrivée de l'impulsion alors que le gain moyen n'est que de $44 dB$. En revanche, à une cadence de $1,0 MHz$, les fluctuations de gain entre deux impulsions peuvent être estimées à moins de $0,5 dB$.

Origine de la réduction de durée des impulsions

Étant donné les forts gains en jeu dans notre système, la déformation temporelle de notre impulsion est très probablement due à la dynamique de saturation du gain dans notre cristal. Nous allons vérifier que cette hypothèse est bien cohérente avec nos mesures précédentes et notre connaissance du système.

Notre modélisation analytique simplifiée présentée en annexe C permet d'obtenir l'équation 8.6 qui donne l'évolution du gain pendant l'amplification d'une impulsion. La puissance extraite en fonction du temps $P_{ext}(t)$ peut être calculée à partir des données sur le signal et des valeurs de gain.

$$G^{dB}(T) = G^{dB}(T=0) - K \cdot \int_0^T P_{ext}(t) dt \quad (8.6)$$

La valeur de K peut être estimée à partir de la valeur de gain petit signal estimée dans la section précédente. Étant donné que la puissance absorbée totale de $50 W$ et que le temps de

vie de l'état excité de notre matériau laser de $100 \mu s$, l'énergie correspondante est de $5 mJ$. En prenant en compte le défaut quantique et le facteur de recouvrement géométrique évalué plus tôt ($\eta_{geo} = 0,7$), nous pouvons en déduire une valeur de l'énergie extractible maximale de l'ordre de $2,7 mJ$. Une extraction de $2,7 mJ$ devrait donc être associée à une réduction de gain de la valeur petit signal ($100 dB$) à $0 dB$. Il en découle une valeur de K de $37 dB/mJ$.

La figure 8.13 montre une comparaison entre les formes d'impulsions obtenues en appliquant l'équation 8.6 pas à pas et les profils temporels mesurés en sortie d'amplificateur. L'émission parasite, inférieure à 1%, est négligée aux deux cadences considérées : 25 et $100 kHz$. Le gain initial avant passage de l'impulsion $G^{dB}(T = 0)$ est estimé à partir du calcul des rapports d'intensité entre le profil temporel de l'impulsion injectée et de l'impulsion amplifiée. Pour une cadence de $25 kHz$, la forme d'impulsion obtenue par le calcul est très proche de celle observée expérimentalement. La dynamique de saturation du gain semble donc bien expliquer les déformations de profils temporels observés.

En revanche, pour une cadence de $100 kHz$, on peut voir que les formes obtenues par le calcul et la mesure présentent des différences importantes qui sont particulièrement marquées à la fin de l'impulsion. Nous ne parvenons pas à décrire la déformation de l'impulsion par la dynamique de saturation du gain. C'est en étudiant l'évolution temporelle du spectre d'émission de notre diode que nous avons pu trouver un nouvel élément d'explication. En effet, comme le montre les mesures présentées dans l'annexe D, la longueur d'onde centrale de notre diode laser présente une dérive linéaire évaluée à $4,4 pm/ns$. Pour une impulsion de $100 ns$ cela correspond à une dérive totale de $0,44 nm$. Étant donné que la demi largeur à mi-hauteur de la bande de gain du Nd:YVO₄ n'est que de l'ordre de $0,4 nm$, cela signifie que la longueur d'onde d'émission de notre diode se désaccorde rapidement par rapport au maximum de gain. C'est donc l'effet combiné de la dérive de fréquence de notre diode et de la dynamique de saturation du gain qui explique la réduction de durée des impulsions amplifiées à $100 kHz$.

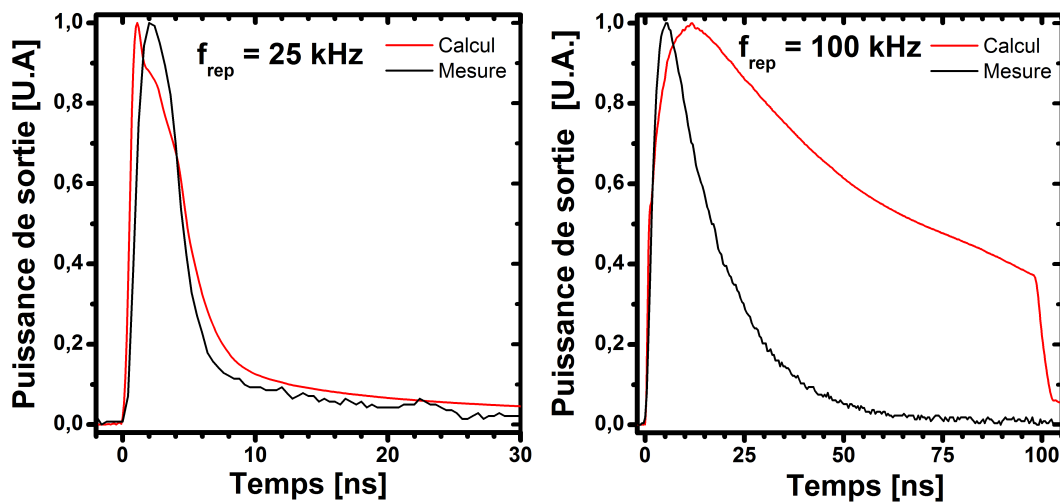


FIGURE 8.13 – Profils temporels normalisés des impulsions après amplification obtenues par le calcul et la mesure.

8.4 Comparaison à l'état de l'art

Comme le montre la comparaison avec d'autres systèmes d'amplification passifs de la figure 8.14, les performances des amplificateurs que nous avons développés sont très compétitives. Grâce à la section efficace d'émission élevée du Nd:YVO_4 , nous obtenons une combinaison unique de très fort gain et d'extraction de puissance. En outre, ces montages présentent l'avantage majeur d'être très simples et robustes. Nos systèmes peuvent trouver de nombreuses applications et peuvent être particulièrement intéressants dans des régimes pour lesquels les amplificateurs à fibres sont limités en puissance crête ou en énergie. Avec des gains de plus de 50 dB et des puissances extraites de plus de 10 W, notre amplificateur double passage pourrait aussi remplacer des amplificateurs régénératifs dans de nombreuses configurations tout en étant plus simple et moins coûteux.

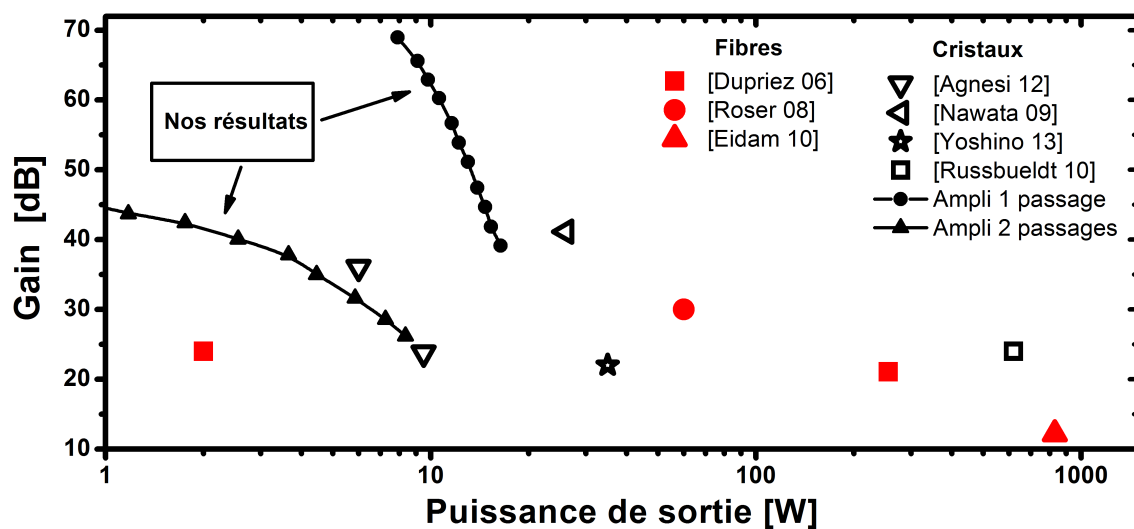


FIGURE 8.14 – Comparaison des performances de nos systèmes avec l'état de l'art pour un unique étage d'amplification passif en régime impulsionnel (fs-ns). [Agnesi 12, Nawata 09, Dupriez 06, Eidam 10, Röser 08, Yoshino 13, Russbuedt 10]

Conclusions sur les amplificateurs Nd:YVO₄

Au cours de ce travail, nous avons tout d'abord étudié l'influence de la température sur la section efficace d'émission laser du Nd:YVO₄ autour de 1064 nm (polarisation π). Pour ce faire, nous avons utilisé deux méthodes distinctes et comparé les valeurs obtenues. La première s'appuie sur l'étude des spectres de fluorescence tandis que la deuxième utilise les variations de gain petit signal dans une cavité laser. Nos résultats révèlent que le maximum de section efficace d'émission chute fortement avec la température d'environ $-0,68 \text{ \%}/K$ autour de 300 K. Cette valeur est trois fois supérieure à celles observées pour le Nd:YAG et nous indiquent que les performances du Nd:YVO₄ sont particulièrement sensibles à la température. Par ailleurs, nous avons aussi observé une dérive de la longueur d'onde centrale d'émission de $2,8 \text{ pm}/K$.

La deuxième partie de notre étude s'intéresse au choix de la longueur d'onde de pompe dans les systèmes laser utilisant le Nd:YVO₄. En effet, ce choix influence la distribution de température dans notre cristal laser et affecte par conséquent ses performances spectroscopiques et optiques. Alors que la raie d'absorption principale du Nd:YVO₄ est autour de 808 nm, de nombreuses expériences récentes montrent l'intérêt de la réduction du défaut quantique avec un pompage à 880 nm, 888 nm ou encore 914 nm. Cependant, le choix de ces longueurs d'onde de pompe implique aussi l'utilisation de cristaux plus fortement dopés. Or, les probabilités de transitions non-radiatives, sources de chaleur, augmentent fortement avec le taux de dopage de notre matériau. La comparaison des charges thermiques ne peut donc pas se faire directement à partir des défauts quantiques pour les différentes longueurs d'onde de pompe. Elle doit prendre en compte la charge thermique due aux transitions non radiatives.

Conformément aux nombreux résultats publiés dans la littérature scientifique, nos calculs confirment que les transitions de pompage à 880 nm, 888 nm et 914 nm peuvent permettre de réduire la charge thermique dans le Nd:YVO₄. En revanche, ce constat n'est valable qu'en régime de forte extraction avec des inversions de populations modérées. Ce régime est celui rencontré dans les oscillateurs laser ou dans les amplificateurs de puissance avec un faible gain. Par opposition, en régime de forte inversion de population et d'extraction modérée, les transitions non-radiatives contribuent majoritairement à la charge thermique totale. Il est alors préférable de choisir le taux de dopage le plus faible pour minimiser la charge thermique. Alors que la tendance générale est d'aller vers une réduction du défaut quantique, notre analyse nous amène à choisir le pompage à 808 nm pour la conception d'amplificateurs de très fort gain.

Fort des conclusions de nos études précédentes, nous avons réalisé deux expériences successives d'amplification à fort gain dans des cristaux de Nd:YVO₄. Notre choix s'est porté sur une configuration en pompage longitudinal de forte radiance à 808 nm avec des cristaux à faible taux de dopage. Dans un premier temps, nous avons réalisé une expérience d'amplification en simple passage avec un oscillateur en régime picoseconde. Les performances obtenues dans cette configuration sont particulièrement remarquables. Ainsi, l'amplification d'impulsions picoseconde à une cadence de 200 kHz de 50 mW à 10 W a pu être démontrée. Par ailleurs, un gain petit signal de plus de 45 dB a aussi pu être mesuré. La combinaison de ce niveau de gain et de puissance de sortie correspond aux performances à l'état de l'art des amplificateurs à incidence rasante. En revanche, notre système possède un atout majeur avec sa grande simplicité.

Notre exploration expérimentale s'est poursuivie avec la démonstration de l'amplification directe d'une diode laser en régime impulsionnel dans une configuration deux passages. A haute cadence, les gains de 40 à 60 dB ont été mesurés avec des puissances extraites supérieures à 10 W pour une puissance absorbée de 50 W. Ces gains remarquablement élevés, proches de ceux d'amplificateurs régénératifs, ont pu être obtenus avec un système passif tout en maintenant la puissance d'émission parasite inférieure à 2% de la puissance totale. Pour des cadences inférieures à 100 kHz, toujours avec des gains supérieurs à 40 dB, nous avons aussi observé et expliqué un phénomène de réduction des durées d'impulsions par saturation du gain dans le cristal laser. Ainsi, à 15 kHz, la durée à mi-hauteur de nos impulsions est passée de 100 ns à 3,5 ns au cours de l'amplification. Par ailleurs, la qualité spatiale de notre faisceau laser est restée bonne avec un M^2 inférieur à 1,5 à pleine puissance de pompe.

En offrant la combinaison d'un très fort gain avec une extraction de puissance supérieure à 10 W, notre amplificateur passif simple étage affiche des performances inégalées tout en conservant une architecture simple. Ce type de système peut trouver de nombreuses applications. C'est tout particulièrement le cas dans des régimes où les amplificateurs à fibres sont limités en énergie ou en puissance crête. Le travail sur cet amplificateur est amené à se poursuivre dans cette voie dans le cadre de plusieurs collaborations.

Conclusion générale

L'ensemble de ces travaux de thèse ont été menés autour d'une thématique commune : le développement d'amplificateurs laser à fort gain (>10) avec des cristaux massifs pompés par diode tout en conservant des architectures les plus simples possibles. Pour cela, nous avons exploré deux voies : les fibres cristallines Yb:YAG et les cristaux massifs de Nd:YVO₄.

Dans la première partie de ce manuscrit, nous avons étudié des systèmes à fibre cristalline Yb:YAG pompés par diode laser. Pour commencer, un travail de simulation a permis de mieux comprendre la propagation du faisceau de pompe par guidage dans la fibre cristalline. Le guidage du faisceau de pompe dans le cristal entraîne l'apparition d'un effet de confinement de l'intensité de pompe au centre de la fibre cristalline. Nous avons pu réaliser une première observation expérimentale de ce phénomène et la comparer aux résultats de simulation pour valider notre modèle. Par la suite, nos calculs ont montré que le guidage du faisceau de pompe pouvait permettre de multiplier le recouvrement avec le faisceau signal par plus d'un facteur deux par rapport à un cas sans guidage. L'efficacité laser peut donc s'en trouver fortement améliorée. En régime de forte saturation des transitions de pompe et de signal, nous avons aussi démontré un effet original qui peut induire une localisation de l'absorption au centre du cristal.

Nous avons aussi exploré expérimentalement le potentiel de notre concept avec des diodes de pompes de forte puissance et de large étendue géométrique. Dans le cadre d'une collaboration avec l'IFSW de l'Université de Stuttgart, nous avons démontré une puissance de 250 W en sortie d'oscillateur en régime continu avec une diode laser de pompe délivrant une puissance de 600 W. Avec une fibre cristalline en configuration amplificateur simple passage, nous avons obtenu une puissance de sortie de 140 W ainsi qu'une bonne conservation de la qualité de faisceau avec un M^2 de 1,35 à pleine puissance de pompe. Ces résultats constituent de nouveaux records de puissance moyenne pour les systèmes laser à fibre cristalline qui étaient de 65 W en oscillateur et de 21 W en amplificateur. Ils ouvrent la voie à la poursuite des développements laser à forte puissance moyenne avec la technologie des fibres cristallines.

Par ailleurs, nous avons travaillé sur deux démonstrations applicatives d'un amplificateur à fibre cristalline pompé optiquement par une diode laser de forte radiance. Dans les deux cas, la fibre cristalline Yb:YAG a été utilisée comme amplificateur de puissance d'un système à fibres à la limite de ses performances. Ainsi, alors que la diffusion Brillouin stimulée limitait la puissance crête à 7 kW en sortie d'amplificateur à fibre à cristaux photoniques, l'amplificateur

à fibre cristalline nous a permis d'obtenir une puissance crête de 50 kW. De manière analogue, nous avons utilisé un amplificateur à fibre cristalline Yb:YAG dans une chaîne d'amplification à dérive de fréquence. Des impulsions avec une énergie de 1 mJ pour une durée de 390 fs ont ainsi pu être démontrées alors que l'énergie était limitée autour de 100 μJ avec un amplificateur à fibre de type barreau. Pour ces deux applications, l'utilisation de la fibre cristalline a permis de gagner environ un ordre de grandeur sur les paramètres critiques de sources à fibres. Ces performances servent de référence et permettent à Fibercryst d'intéresser de nombreux clients.

La deuxième partie de ce manuscrit rassemble les résultats obtenus sur les cristaux massifs Nd:YVO₄. Nous avons réalisé une première étude sur l'évolution des propriétés spectroscopiques du Nd:YVO₄ avec la température. Elle montre que la section efficace d'émission du Nd:YVO₄ chute fortement avec la température et qu'il est donc essentiel de prendre en compte cet effet pour tirer pleinement parti des propriétés du Nd:YVO₄. Nous avons aussi travaillé sur l'impact du choix de la longueur d'onde de pompe sur les performances des systèmes en comparant les charges thermiques locales pour différents régimes de fonctionnement. Alors que la tendance générale est d'aller vers une réduction du défaut quantique avec des longueurs d'onde de pompe de 880 nm ou 888 nm, notre analyse théorique nous a amené à choisir le pompage à 808 nm pour la conception d'amplificateurs de très fort gain.

Par la suite, nous avons réalisé des expériences d'amplification à fort gain dans des cristaux de Nd:YVO₄ qui s'appuient sur les conclusions de nos études théoriques. Nous avons ainsi pu montrer que les cristaux de Nd:YVO₄ permettent de combiner un très fort gain (>30 dB) avec une extraction de puissance supérieure à 10 W tout en conservant des architectures très simples. Nous obtenons un gain équivalent à celui de deux à trois étages d'amplificateurs à fibres successifs tout en bénéficiant de la capacité d'un cristal massif pour supporter de fortes énergies et puissances crêtes.

Perspectives

Les résultats expérimentaux obtenus au cours de cette thèse ont ouvert la voie à la poursuite du travail sur les fibres cristallines dans le cadre d'un projet européen en collaboration avec l'IFSW et Fibercryst. L'objectif est d'utiliser des amplificateurs à fibre cristalline pour atteindre une puissance moyenne de 50 W à 100 W en régime picoseconde avant d'injecter des amplificateurs de très forte puissance à base de disque mince. Un nouveau doctorant est en cours de recrutement pour travailler sur ce sujet.

La technologie des diodes laser évolue très rapidement et cela offre de nouvelles perspectives pour notre technologie. Alors que la diode que nous avons utilisée pour nos démonstrations applicatives délivre une puissance de 75 W, plusieurs sociétés proposent désormais des modèles similaires délivrant des puissances de plus de 120 W. Leur utilisation pourrait donc permettre d'améliorer les performances de notre amplificateur qui sont actuellement limitées par la puissance de pompe disponible. Par ailleurs il serait aussi très intéressant de poursuivre l'exploration du potentiel de la fibre cristalline avec des diodes laser de très forte puissance

(dans le domaine du kilowatt).

Le développement de nouveaux traitements anti-reflets plus résistants devrait aussi permettre de repousser les limites de notre amplificateur en régime impulsionnel. En effet, l'énergie maximale en sortie de nos amplificateurs est actuellement limitée par les seuils de dommage de ces traitements. L'augmentation de l'énergie des impulsions implique aussi de plus fortes puissances crêtes. Or, d'après nos estimations théoriques, l'effet de lentille non-linéaire pourrait devenir critique au delà des valeurs de puissance crête que nous avons déjà obtenues expérimentalement. L'impact de ce phénomène sur les performances des amplificateurs devra donc être analysé en détails.

Finalement, les expériences sur l'amplification de faisceaux à polarisation radiale et azimutale ne font que commencer. Les premiers résultats sont concluants et il reste encore beaucoup de travail d'étude sur l'amplification de ces faisceaux aux propriétés singulières.

Concernant les amplificateurs Nd:YVO₄, plusieurs voies pourraient aussi permettre de faire progresser les performances. Comme pour les amplificateurs à fibre cristalline, les performances de nos systèmes dépendent fortement de celles des diodes laser de pompage. Nous devrions donc pouvoir bénéficier de l'évolution rapide de la technologie des diodes laser fibrées. Par exemple, des faisceaux de pompe de plus petite étendue géométrique devraient permettre d'améliorer le recouvrement entre le faisceau de pompe et le faisceau signal. Une source verrouillée en longueur d'onde pourrait aussi permettre de bénéficier d'une absorption plus élevée et d'utiliser des cristaux moins dopés. L'élévation locale de température dans le cristal pourrait aussi être réduite en utilisant des cristaux avec plusieurs segments de dopages différents. La gestion de l'évacuation de la chaleur peut aussi être optimisée. Les cristaux de Nd:YVO₄ pourraient par exemple être mis en module à la manière des fibres cristalline.

Les résultats que nous avons obtenus laissent déjà entrevoir de nombreuses perspectives. L'amplification directe d'une diode laser en régime impulsionnel que nous avons réalisée n'est qu'un exemple d'application de notre système parmi de nombreuses possibilités. Nous pourrions par exemple amplifier des impulsions picoseconde qui peuvent être obtenues avec un micro-laser ou encore une diode laser modulée en courant en régime picoseconde. Dans ce régime temporel, notre système devrait avoir la capacité de générer de très fortes puissances crêtes de plusieurs MW qui sont difficiles à obtenir avec des amplificateurs à fibres. Il serait aussi intéressant d'utiliser notre système pour amplifier des faisceaux laser à spectre fin comme nous l'avons fait avec la fibre cristalline Yb:YAG. Cela pourrait permettre de simplifier la chaîne d'amplification en réduisant le nombre d'étages amplificateurs.

Annexes

Annexe A

Comparaison de la fibre cristalline avec un cristal massif classique

Définitions

Le tableau ci-dessous résume les caractéristiques de la fibre cristalline et du cristal massif considérés pour la comparaison. Du point de vue géométrique, la fibre cristalline a une section plus petite et est plus longue que le cristal massif. Le dopage est adapté à la longueur de manière à obtenir une même absorption et le cristal massif a donc un dopage plus élevé. Enfin, le dernier paramètre est le coefficient de transfert entre le cristal et sa monture h . Les cristaux massifs sont habituellement mis en contact thermique avec un morceau d'indium ce qui permet d'obtenir des coefficients de transfert thermique de l'ordre de $1 W/cm^2/K$ [Chénaïs 04]. Pour les fibres cristallines, la mise en module développée par Fibercryst permet d'atteindre des coefficients de transfert h supérieurs à $5 W/cm^2/K$.

Type de cristal	Diamètre (mm)	Longueur (mm)	Dopage (at. %)	h ($W/cm^2/K$)
Massif	3	10	4	1
Fibre cristalline	1	40	1	5

TABLE A.1 – Paramètres de la comparaison entre un cristal massif et une fibre cristalline.

Distribution de température

Les exemples numériques ci-dessous correspondent à une puissance de pompe de $100 W$ focalisée sur un diamètre de $500 \mu m$. Les températures indiquées sont celles de la face pompée.

Le tableau A.2 permet de comparer les différentes contributions à l'augmentation de température. ΔT_c et ΔT_m représentent respectivement le gradient de température dans le cristal et à l'interface entre la monture et le cristal. Dans un premier temps, nous allons nous intéresser uniquement au gradient de température dans le cristal et laisser de côté le transfert de chaleur entre le cristal et la monture. Sur le tableau A.2, nous pouvons voir que l'élévation de température est la plus importante dans le cas du cristal massif avec un maximum de $154 K$.

Pour un dopage plus faible mais un même diamètre de cristal, la température maximale chute à 39 K . La réduction du dopage permet de répartir l'absorption sur la longueur du cristal et de réduire ainsi la montée en température. En passant à un petit diamètre de cristal de 1 mm , nous réduisons la distance entre le puit de chaleur et la zone d'absorption. Cela permet donc d'obtenir des montées en température plus faibles avec un maximum de 20 K alors que l'on a 39 K avec un même dopage mais un diamètre de 3 mm .

Les modifications de longueur, de dopage et de diamètre du cristal impliquent aussi une variation de la surface de contact entre le cristal et sa monture. Par exemple, la réduction du dopage permet de répartir la charge thermique sur la longueur et permet donc d'obtenir une surface d'échange effective plus grande. En revanche, l'utilisation de cristaux de plus petit diamètre implique une baisse de cette même surface d'échange. La charge thermique étant directement proportionnelle au dopage en ions actifs en absorption non-saturée, l'augmentation de température est réduite d'un facteur 4 avec le dopage et passe de 199 K à 50 K . Pour les cristaux dopés 1% , le passage à un petit diamètre de 1 mm provoque une baisse de 50% du gradient de température dans le cristal. Par contre, si l'on considère un coefficient de transfert thermique h de $1\text{ W/cm}^2/\text{K}$ comme pour le massif, l'augmentation globale de température est plus élevée que pour le cristal massif peu dopé à cause de la réduction de la surface de contact. Il faut donc faire un effort particulier sur la qualité du contact thermique entre le cristal et sa monture pour profiter de la meilleure gestion thermique accessible avec les cristaux de petit diamètre. Comme nous l'avons vu précédemment, la mise en module des cristaux proposée par Fibercryst permet de régler ce problème de contact thermique. Au final, l'augmentation globale de la température de la face pompée est donc réduite d'un facteur 7 en passant du cristal massif à la fibre cristalline en module. Même avec un cristal massif de même dopage que la fibre cristalline, le maximum de température est presque deux fois plus élevé que pour la fibre cristalline en module.

Cas	C (at.%)	ϕ (mm)	h ($\text{W/cm}^2/\text{K}$)	ΔT_c	ΔT_m	ΔT_{tot}
Massif	4	3	1	154	45	199
Massif peu dopé	1	3	1	39	11	50
Fibre c. indium	1	1	1	20	34	54
Fibre c. module	1	1	5	20	7	27

TABLE A.2 – Origines de la montée en température dans les cristaux. C est le taux de dopage du cristal, Φ son diamètre, h la qualité de contact thermique, ΔT_c la différence de température entre le centre et la surface extérieure du cristal, ΔT_m est l'écart de température entre le bord du cristal et sa monture et ΔT_{tot} la somme des deux composantes.

Limite de fracture

La limite de fracture des cristaux est proportionnelle à la puissance thermique déposée par unité de longueur dans le cristal. Elle sera donc quatre fois plus faible dans un cristal massif avec un dopage de 4 at. \% que dans une fibre cristalline avec un dopage de 1 at. \% . Alors que

la puissance de pompe maximum avant fracture est estimée à 1 à 1,5 kW elle est seulement de 250 à 400 W pour le cas du cristal massif.

Lentille thermique et dépolariation

Afin de séparer les problèmes et de comparer les différentes configurations uniquement du point de vue de la thermique, nous allons considérer un diamètre de faisceau de pompe constant sur toute la longueur du cristal. De cette façon, nous pouvons comparer les performances des différentes architectures indépendamment du recouvrement.

Comme nous l'avons vu précédemment, la puissance de la lentille thermique ne dépend pas directement de la température. En première approximation, nous pourrions donc considérer que la lentille thermique est identique pour le cristal massif et la fibre cristalline. En revanche, il ne faut pas oublier que la lentille thermique dépend de la conductivité thermique et du dn/dT qui varient avec la température. De la même manière que pour la lentille thermique, la dépolariation varie indirectement avec la température par l'intermédiaire des changements de conductivité thermique.

Afin d'estimer les ordres de grandeur de ces différences, nous avons réalisé un petit calcul numérique pas à pas en considérant :

- Une régression linéaire pour l'évolution de la conductivité thermique avec la température proposée par Damien Sangla à partir des données expérimentales de Sato [Sato 09, Sangla 09a].

- Un fit polynomial de l'expression du dn/dT en fonction de la température proposé par Aggarwal [Aggarwal 05].

- Une absorption en régime petit signal indépendante de la température avec un diamètre de faisceau de pompe constant le long de l'axe optique de 500 μm .

La figure A.1 montre les variations théoriques de la puissance dioptrique de la lentille thermique en fonction de la puissance de pompe. Avec le cristal massif, la puissance dioptrique de la lentille thermique est 1,5 à 2 fois plus forte qu'avec la fibre cristalline en module pour une puissance de pompe entre 100 et 200 W . Les résultats obtenus avec les deux configurations intermédiaires sont très proches de ceux de la fibre cristalline en module. A pleine puissance, la différence de puissance dioptrique n'est que de 13%. C'est donc la réduction du taux de dopage du cristal qui permet de réduire la lentille thermique de manière significative.

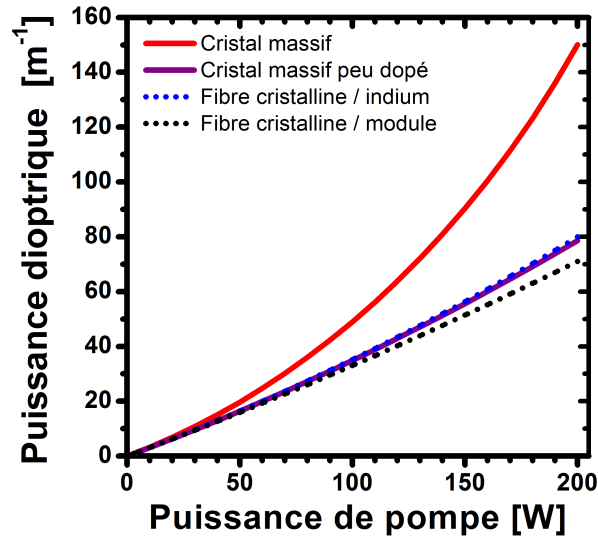


FIGURE A.1 – Évolution de la puissance dioptrique de la lentille thermique en fonction de la puissance de pompe.

Pour une puissance de pompe entre 100 W et 200 W , le taux de dépolarisation induite thermiquement est 22% à 70% plus élevé avec le cristal massif qu'avec la fibre cristalline en module. Là aussi, les deux configurations intermédiaires donnent des résultats très proches de ceux de la fibre cristalline en module. Cependant il ne faut pas oublier que le montage des cristaux massifs est susceptible d'introduire de la dépolarisation par contraintes.

Gain petit signal

Nous avons repris la même méthode pour comparer le gain petit signal théorique avec les différentes architectures. La figure A.2 montre l'évolution du gain petit signal en fonction de la puissance de pompe dans les différentes configurations. Une fois de plus, les meilleures performances sont obtenues avec la fibre cristalline en module. A des puissances de pompe de 100 W et 200 W , les gains théoriques sont respectivement de 14 et 40 avec le module à fibre cristalline alors qu'ils ne sont que de 6 et 10 avec le cristal massif. On peut aussi remarquer la différence d'allure des courbes. Alors que l'évolution du gain montre une pente croissante sur toute la gamme de puissance pour la fibre cristalline, l'évolution du gain montre des signes de fléchissement avec le cristal massif.

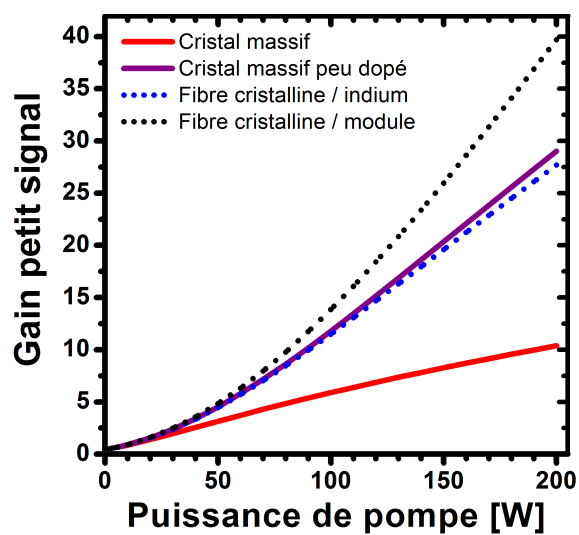


FIGURE A.2 – Évolution du gain petit signal 1 passage en fonction de la puissance de pompe. Comparaison pour des diamètres de faisceaux de pompe constant le long des cristaux.

Annexe B

Oscillateur laser à fibre cristalline Nd:YAG à 946 *nm*

Comme l'ont montré les expériences de Julien Didierjean [Didierjean 07] et de Damien Sangla [Sangla 09a] avec des oscillateurs à fibres cristallines Nd:YAG et Yb:YAG, les fibres cristallines permettent d'atteindre de fortes puissances en oscillateur. En quête de sources de forte radiance, nous avons développé un oscillateur à fibre cristalline Nd:YAG émettant à 946 *nm*. L'objectif était d'obtenir un faisceau laser avec une faible étendue géométrique et une puissance moyenne de plusieurs dizaines de watts pour le pompage optique de nos fibres cristallines Yb:YAG. Les résultats expérimentaux que nous avons obtenus sont présentés dans la publication ci-après.

Avec une puissance de 34 *W* en régime continu, nous avons obtenu un nouveau record de puissance¹ pour un laser Nd:YAG à 946 *nm*. Bien que ces résultats n'aient finalement pas été utilisés pour des applications de pompage de l'Yb:YAG, ce travail a ouvert la voie à de nouveaux développements. En effet, les lasers à 946 *nm* présentent aussi l'intérêt d'émettre dans le bleu après doublement fréquence. Le quadruplement de fréquence permet aussi d'obtenir une émission à 236 *nm* dans l'UV qui peut être utilisée pour la détection de gaz toxiques et d'explosifs. Loïc Deyra travaille sur ces sujets dans le cadre de sa thèse [Deyra 13]. L'exploration expérimentale va se poursuivre dans cette voie durant les trois prochaines années dans le cadre d'un contrat de recherche ANR.

1. Pour un faisceau faiblement multimode ($M^2 < 10$).

34 W continuous wave Nd:YAG single crystal fiber laser emitting at 946 nm

X. Délen · I. Martial · J. Didierjean · N. Aubry ·
D. Sangla · F. Balembois · P. Georges

Received: 9 March 2011 / Revised version: 11 April 2011 / Published online: 8 July 2011
© Springer-Verlag 2011

Abstract Taking advantage of the pump beam confinement and the excellent thermal management offered by Nd:YAG single crystal fibers, we demonstrated a maximum output power of 34 W at 946 nm for an incident pump power of 86 W. A high slope efficiency of 53% was obtained. There was no rollover observed in the efficiency curves and the maximum output power was only limited by the available pump power.

Recent developments of laser sources using the ${}^4F_{3/2}$ – ${}^4I_{9/2}$ transition of Nd:YAG to obtain emission at 946 nm have been mostly driven by the demand of high power blue laser sources. Frequency doubled 946 nm lasers have numerous potential applications such as biological and medical diagnostics, trace gas detection and Raman spectroscopy. UV light generation, which can be obtained by frequency quadrupling, is also of great interest for many applications such as ozone remote sensing or writing of fiber Bragg gratings.

Since the first demonstrations of a diode-pumped Nd:YAG quasi-three-level laser in 1987 [1, 2], the development of high brightness diode-pumped sources has led to

the design of multi-watt continuous-wave lasers. The highest cw powers ever achieved at 946 nm are in the range of a few tens of watts: 15 W in a bulk end-pumped configuration [3], 25 W with a thin-disk laser [4] and 105 W with a planar waveguide [5]. These output power values are far below what can be obtained with Nd:YAG for 1064 nm or 1338 nm four-level transitions producing over a hundred watts [6, 7]. Indeed, the design of a high power 946 nm Nd:YAG laser is difficult for several reasons. It uses a quasi-three-level transition and the emission cross section is about one order of magnitude lower than at 1064 nm. It implies working with high pump intensities in order to obtain efficient laser operation. It is therefore necessary to focus the pump beam to a small diameter. Using typical high power fiber coupled laser diodes (for example with a core diameter of 400 μm and a numerical aperture of 0.22), the pump beam Rayleigh length is relatively short and the crystal length is then limited to a few millimeters. To ensure a good overlap between pump and laser beams and a large overall absorption, a high doping concentration has to be used, typically in the order of 1%. This leads to limitation of the performance at 946 nm in multiple ways. Firstly, non-radiative effects such as fluorescence quenching and energy transfer upconversion occur at this doping level. These processes do not only limit the population inversion but also induce an extra heat load, which contributes to the crystal temperature increase. Secondly, the high absorption coefficient leads to a high local temperature increase, particularly on the pumped face of the crystal. The temperature gradients induce signal beam deformations and mechanical stress which can even lead to the crystal fracture. Moreover, crystal properties such as thermal conductivity and thermo-optic coefficient also evolve in a disadvantageous way with temperature, inducing higher thermal lensing [8, 9]. Finally, the population of

X. Délen (✉) · I. Martial · D. Sangla · F. Balembois · P. Georges
Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS,
Université Paris-Sud, RD 128, 91127 Palaiseau Cedex, France
e-mail: xavier.delen@institutoptique.fr

I. Martial · J. Didierjean · N. Aubry
Fiberocryst SAS, La Doua-Bâtiment l'Atrium, Boulevard Latarjet,
69616 Villeurbanne Cedex, France

D. Sangla
Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents,
Université de Lyon, CNRS, UMR5620, 69622 Villeurbanne
Cedex, France

the lower level increases with temperature and induces more reabsorption losses and shifts the oscillation threshold.

To keep both high pump intensity and low temperature increase, different pump geometries have been used. Bonding of undoped caps to a laser crystal is one way to limit thermal effects caused by the deformation of the crystal faces. This technique was tested in a longitudinally pumped, 1.1 at.% Nd:YAG composite crystal, but significant degradation of laser performance at 946 nm was observed for pump powers in excess of 30 W ($M^2 = 13$ at maximum pump power) [3]. The thin-disk configuration represents a more efficient way to limit the temperature while allowing high pump intensity via multi-pass pumping. It has been used with the quasi-three-level transition in Nd:YAG but the low emission cross section requires it to work with small pump beam diameters to have enough gain. It results in thermal effects which limit the power scaling [4, 10]. Another way is optical guiding: pump confinement allows the use of Nd:YAG crystals with lower doping concentration and to reduce thermal effects. Pump guiding has been successfully used in a double-clad 20 mm long planar waveguide with a 0.6% Nd³⁺ doping concentration [5]. Even if the output power was the highest with 105 W, the beam quality was very limited in the non-guided direction. For 35 W output power, the M^2 beam quality factor was given to be respectively 2.8 and 56 in the guided and non-guided directions [11].

Nd:YAG single crystal fibers use the same concept of pump guiding but with lower doping concentration (0.2%) and longer gain medium (50 mm) [12]. As opposed to the planar waveguide, the signal beam is in free propagation in the single crystal fiber, and its profile is defined by a cavity with two external mirrors for mode filtering. The concept of a single crystal fiber has already been used successfully for a quasi-three level laser: the Yb:YAG laser with an output power of 50 W at 1030 nm [13]. Consequently, this laser crystal geometry seems to have a good potential for the development of high power quasi-three-level Nd:YAG lasers at 946 nm.

In this paper, we report, for the first time to our knowledge, laser operation at 946 nm with a Nd:YAG single crystal fiber. By finite element analysis (FEA), we firstly estimate the potential of this geometry compared to standard bulk crystals in terms of temperature. Then we present experimental results: temperature measurement by infrared imaging and performance of the Nd:YAG single crystal fiber at 946 nm.

Compared to a classical Nd:YAG crystal, single crystal fibers have two specificities: the low doping concentration (0.2%) associated with a long length (50 mm) and the small section (1 mm diameter). In order to understand the interest of this geometry, we carried out a comparison with a set of FEA temperature modelizations for different Nd:YAG bulk

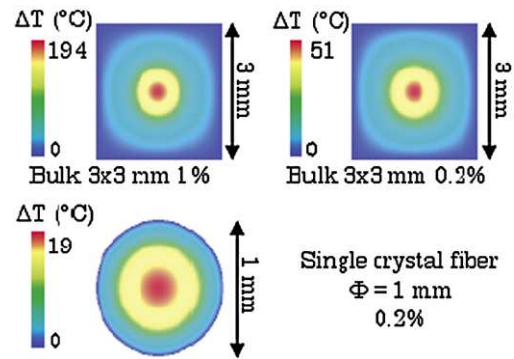


Fig. 1 Temperature rise maps calculated using finite element analysis

crystals (1% or 0.2% doping rate with a square 3 mm × 3 mm section) and for a Nd:YAG single crystal fiber (0.2% doping rate and 1 mm diameter). For the simulation, no attention was paid to the crystal lengths as we calculated the temperature of the pumped face assuming a radial heat flow. In order to simplify the calculations, we supposed also a perfect contact between the Nd:YAG crystal and its mount, no saturation of absorption and a heat source coming only from the quantum defect between 808 nm and 946 nm (14.6%). The pump power was set at 86 W over a spot of 500- μ m diameter: those conditions corresponded to the experimental setup described in the following. Figure 1 shows the temperature rise maps which were obtained as the results of the simulations. Lowering the doping concentration from 1% to 0.2% distributes the pumping heat load over a longer length and induces a significant decrease of the maximal temperature rises by over three times (from 194°C to 51°C). The small diameter of the single crystal fiber also induces a temperature reduction by over a factor of two (from 51°C to 19°C) by bringing the heat sink closer to the heat source.

Consequently, the single crystal fiber geometry could be very useful to reduce the temperature increase and the associated gradient. However, the reduction of the transverse section led also to the reduction of the exchange surface with the mount. Consequently, the heat transfer coefficient between the mount and the single crystal fiber needs to be as high as possible in order to take all the benefit of this geometry. This key point was experimentally investigated on a 0.2% Nd:YAG single crystal fiber with a diameter of 1 mm integrated in a water-cooled TARANIS module provided by Fibercryst. The thermal contact between the module and the heat sink is ensured by a carbon foil. The water cooling temperature was 25°C during the experiment. The measurements were carried out on the pumped face with a thermal camera and a ZnSe beam splitter, in a setup similar to the one used by Chénais et al. [14]. Figure 2 shows the temperature increase map of the crystal for a pump power of 86 W. The temperature difference between the edge of the single crystal fiber and the crystal mount was found to be about 5°C. This very low difference shows the high quality

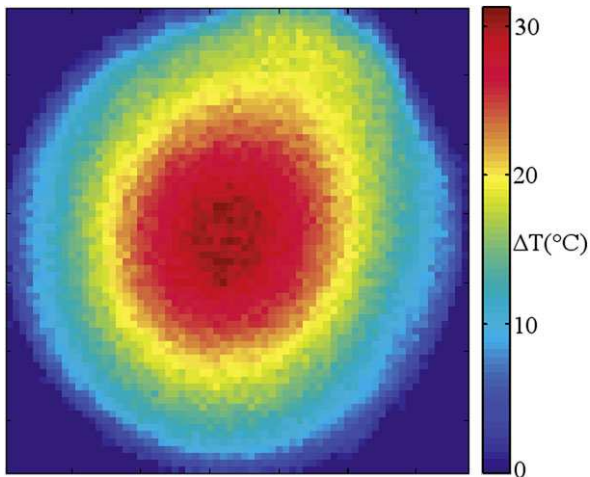


Fig. 2 Temperature increase map of the input face of a 0.2% doped Nd:YAG single crystal fiber under 86 W diode pumping over 500 μm at 808 nm

of the thermal contact between the single crystal fiber and the cooling mount (copper block). It reveals also a maximal temperature increase of 31°C. This value was higher than the one calculated by FEA analysis. It is due to the higher quantum defect between the pump photons and fluorescence photons, which is centered at around 1134 nm, whereas the laser emits at 946 nm. However, the temperature rise was kept reasonably small even at this high pumping power of 86 W, predicting good performance for 946 nm laser operation.

As shown in Fig. 3, a simple linear cavity made of two concave mirrors was used for the experiment. The dichroic meniscus M_1 had a radius of curvature of 100 mm, was highly reflective at 946 nm and had a low reflectivity at both 808 nm and 1064 nm in order to prevent parasitic oscillation. For the output coupler, we used concave mirrors with a radius of curvature of 100 mm, a high transmission at 1064 nm ($T > 80\%$) and a transmission of 2%, 5%, 10% and 15% at 946 nm. The facets of the single crystal fiber were anti-reflection coated for a broadband spectral range between 600 nm and 1100 nm. The Nd:YAG crystal was 0.2% doped, 50 mm long and had a diameter of 1 mm. The water cooling temperature was set at 14°C during the experiment. The pump beam was delivered by a laser diode module coupled in a 400 μm core diameter fiber with a numerical aperture of 0.22. The output of the fiber was imaged inside the single crystal fiber using two doublets of focal lengths 60 mm and 80 mm. The maximum nominal output power of the diode was 110 W and the maximum incident pump power on the crystal was 86 W. The lasing wavelength was monitored with an optical spectrum analyzer and only laser emission at 946 nm has been observed. The output power versus the incident pump power is shown in Fig. 4 for the different transmissions of the output coupler.

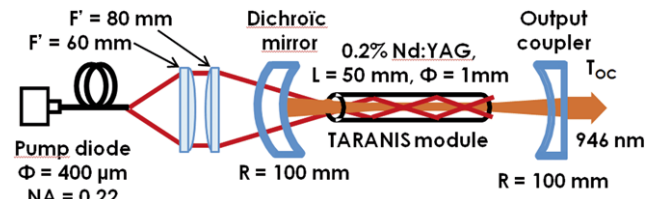


Fig. 3 Experimental setup

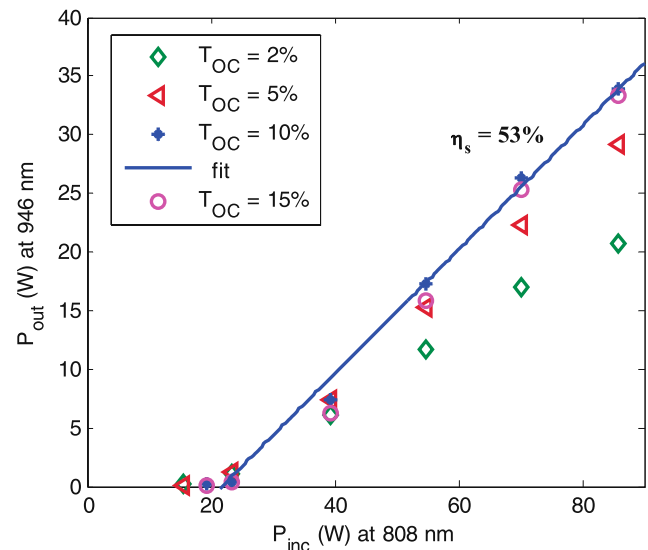


Fig. 4 Laser output power versus incident pump power for different output couplers

The threshold was found for an incident pump power between 15 W and 20 W. The maximal slope efficiency was obtained for an output coupler with 10% transmission and reached 53%. The maximum output power was 34 W for an incident pump power of 86 W, which gives an optical conversion efficiency of 39.5%. At this power level, the M^2 beam quality factor was below 5 in both directions. In addition, no rollover was observed in the efficiency curves, showing the limited impact of the temperature rise and thermal lensing provided by the 1 mm diameter single crystal fiber, together a very efficient thermal management.

In conclusion, we have demonstrated that a high power Nd:YAG 946 nm laser design is possible using a single crystal fiber configuration. It offers good thermal management and provides pump energy confinement. A total output power of 34 W was obtained with a high slope efficiency of 53% and with a relatively good beam quality. To the best of our knowledge, it is the highest output power ever reported for an end-pumped Nd:YAG laser emitting at 946 nm with a signal beam in free propagation in the laser cavity. It is also the highest brightness for a 946 nm laser source at this level of power.

Further power scaling can be considered since no rollover has been observed in the efficiency curves. The total output

power was only limited by the available pump power. In particular, the full potential of the single crystal fibers could be used in a dual end pumped configuration.

Acknowledgements Xavier Délen acknowledges the DGA (French Ministry of Defense) for the partial funding of his Ph.D. and Fibercryst for the loan of the TARANIS-Nd module.

References

1. T.Y. Fan, R.L. Byer, *Opt. Lett.* **12**, 809 (1987)
2. W.P. Risk, W. Lenth, *Opt. Lett.* **12**, 993 (1987)
3. R. Zhou, E.B. Li, H.F. Li, P. Wang, J.Q. Yao, *Opt. Lett.* **31**, 1869 (2006)
4. G. Jiancun, S. Jochen, G. Adolf, in *Proc. OSA* (2005), p. TuB34
5. J.I. Mackenzie, *Proc. SPIE* **7578** (2010). doi:[10.1117/12.847996](https://doi.org/10.1117/12.847996)
6. G. Zhang, H.Y. Zhu, C.H. Huang, J. Chen, Y. Wei, L.X. Huang, *Opt. Lett.* **34**, 1495 (2009)
7. R. Wilhelm, D. Freiburg, M. Frede, D. Kracht, C. Fallnich, *Opt. Express* **17**, 8229 (2009)
8. R.L. Aggarwal, D.J. Ripin, J.R. Ochoa, T.Y. Fan, *J. Appl. Phys.* **98**, 14 (2005)
9. A.I. Zagumennyi, G.B. Lutts, P.A. Popov, N.N. Sirota, I.A. Shcherbakov, *Laser Phys.* **3**, 1064 (1993)
10. N. Pavel, K. Lunstedt, K. Petermann, G. Huber, *Appl. Opt.* **46**, 8256 (2007)
11. J.I. Mackenzie, *Appl. Phys. B* **97**, 297 (2009)
12. J. Didierjean, M. Castaing, F. Balembois, P. Georges, D. Perrodin, J.M. Fourmigue, K. Lebbou, A. Brenier, O. Tillement, *Opt. Lett.* **31**, 3468 (2006)
13. D. Sangla, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, O. Tillement, J.M. Fourmigue, *Appl. Phys. B* **97**, 263 (2009)
14. S. Chénais, S. Forget, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, *Appl. Phys. B* **79**, 221 (2004)

Annexe C

Éléments de modélisation de l'amplificateur Nd:YVO₄

Cette annexe présente quelques éléments de modélisation analytique simple qui permettent de dériver les équations utilisées dans le chapitre 8 pour l'interprétation des résultats obtenus avec notre amplificateur Nd:YVO₄.

Évolution du gain avec la puissance extraite

Considérons l'équation différentielle de population en tout point dans notre cristal de Nd:YVO₄.

$$\frac{dn}{dt} = R_p - \sigma_\pi I_s n - \frac{n}{\tau} \quad (\text{C.1})$$

où n est la densité de population d'ions dans l'état excité, τ le temps de vie de cet état, σ_π la section efficace d'émission et I_s l'intensité laser. R_p est le taux de pompage en nombre de transitions par unité de volume et de temps. Si l'on intègre cette équation à l'état stationnaire sur le volume de cristal traversé par le faisceau signal V_s , on obtient l'équation C.2.

$$\int_{V_s} \frac{n}{\tau} dV = \int_{V_s} R_p \cdot dV - \int_{V_s} \sigma_\pi \cdot I_s \cdot n \cdot dV \quad (\text{C.2})$$

Considérons les différents termes de l'équation. Si l'on néglige les variations transverses à l'axe optique de n , le membre gauche de l'équation C.2 est directement proportionnel au gain aller-retour exprimé en décibels:

$$G^{dB} = 10 \cdot \log(\exp(\int_0^L 2 \cdot \sigma_\pi \cdot n(z) dz)) \propto \int_0^L n(z) \cdot dz \propto \int_{V_s} n \cdot dV \quad (\text{C.3})$$

où L est la longueur du cristal.

Le deuxième terme du membre de droite de l'équation C.2 est lui proportionnel à la puissance de signal extraite P_{ext} :

$$\int_{V_s} \sigma_{\pi} I_s n dV = \frac{P_{ext} \lambda_s}{hc} \quad (C.4)$$

Si l'on néglige les effets de saturation en considérant le premier terme du membre de droite de l'équation C.2 comme constant, le gain en décibels G^{dB} peut alors s'écrire sous la forme suivante:

$$G^{dB} = G_0^{dB} - \beta \cdot P_{ext} \quad (C.5)$$

où G_0^{dB} est le gain petit signal et β un coefficient de proportionnalité.

Évolution du gain avec l'énergie stockée

L'énergie stockée dans le volume traversé par le faisceau laser peut se calculer à partir de la densité de population à l'état excité n :

$$E_{sto} = \frac{hc}{\lambda_s} \int_{V_s} n dV \quad (C.6)$$

Si l'on néglige les variations transverses à l'axe optique de n , on peut en déduire que le gain exprimé en décibels est proportionnel à E_{sto} .

$$G^{dB} \propto \int_0^L n dz \propto E_{sto} \quad (C.7)$$

On peut en déduire une équation d'évolution du gain $G^{dB}(T)$ en fonction du temps au cours de l'amplification d'une impulsion.

$$G^{dB}(T) = G^{dB}(T=0) - K \cdot \int_0^T P_{ext}(t) dt \quad (C.8)$$

où K est un coefficient de proportionnalité exprimé en dB/mJ et $P_{ext}(t)$ la puissance extraite en fonction du temps.

Annexe D

Mesure de la dérive de fréquence d'une diode laser en régime impulsionnel

Les mesures présentées dans cette annexe ont pour objectif de caractériser l'évolution temporelle du spectre d'émission d'une diode laser en régime impulsionnel. La diode en question est celle utilisée pour nos expériences d'amplification dans un cristal de $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ présentées au chapitre 8. Pour commencer, nous avons utilisé une mesure de spectre par hétérodynage. Le montage expérimental est représenté sur la figure D.1. Notre oscillateur est un laser à fibre continu mono-fréquence avec une largeur de spectre inférieure à 10 kHz dont la longueur d'onde centrale peut être accordée de quelques dixièmes de nanomètres autour de $1064,0 \text{ nm}$. Un coupleur à fibre est utilisé pour le coupler au signal issu de notre diode laser à caractériser. Le signal de battement temporel est observé avec un système de détection présentant une bande passante de 5 GHz . La fréquence du battement observé correspond à la différence de fréquence entre notre oscillateur local et la diode laser.

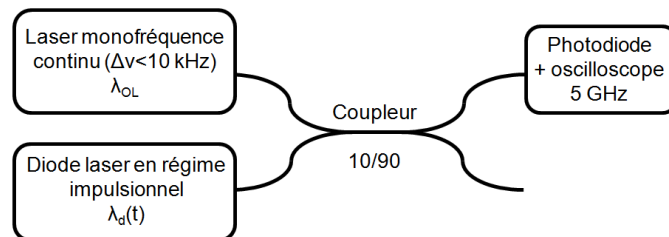


FIGURE D.1 – Montage de mesure de spectre par hétérodynage.

Le courant crête de la diode laser peut être ajusté entre 0 et 1 A avec un seuil d'émission laser à $0,07 \text{ A}$. La figure D.2 montre le signal de battement obtenu pour une impulsion de $3 \mu\text{s}$ avec une intensité crête de $0,1 \text{ A}$. Le battement n'est visible que lorsque sa fréquence est inférieure à la bande passante de notre système de détection. Ainsi, il n'est pas visible au début de l'impulsion. La dérive de fréquence du battement est clairement visible sur le gros plan sur la plage de 1500 à 1800 ns . On peut aussi y voir que la longueur d'onde d'émission de la diode laser passe par celle de l'oscillateur local autour de $t = 1630 \text{ ns}$.

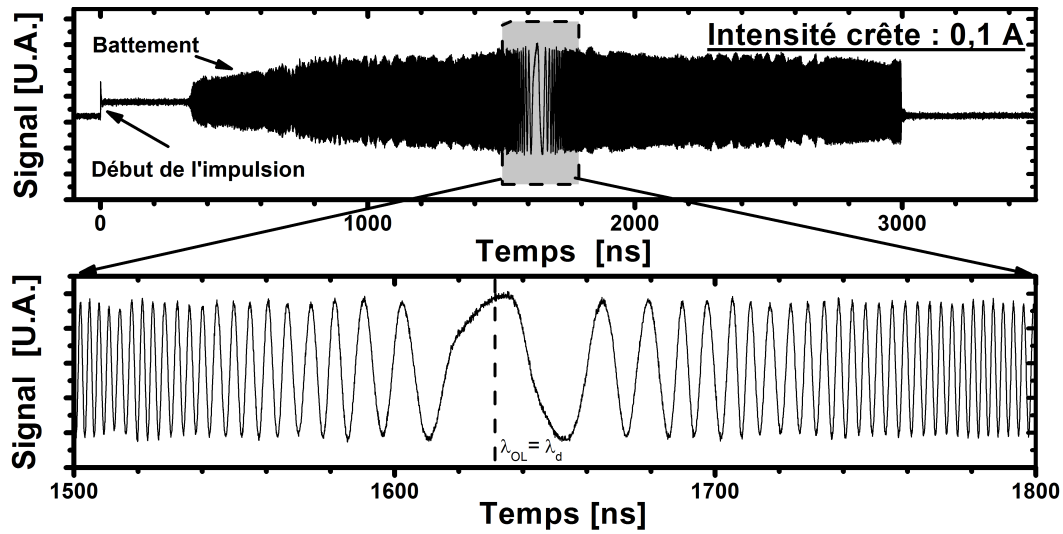


FIGURE D.2 – Signal de battement obtenu pour une intensité électrique crête de $0,1 A$ et une impulsion d'une durée de $3 \mu s$.

L'utilisation d'une transformée de Fourier par partie peut permettre de caractériser la dérive de fréquence du signal de battement et d'en déduire celle de la diode laser. En revanche, comme le montre la figure D.3 pour un courant crête de $1 A$, le signal de battement n'est visible que durant quelques dizaines de nanosecondes. La dérive de fréquence semble donc augmenter fortement avec le courant.

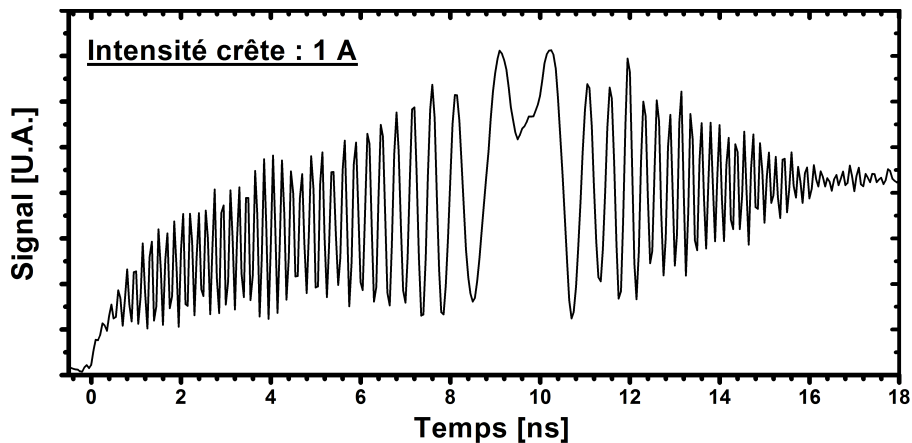


FIGURE D.3 – Signal de battement obtenu pour une intensité électrique crête de $1 A$ et une impulsion d'une durée de $200 ns$.

Pour caractériser la dérive de fréquence à fort courant, nous avons observé l'évolution de la position à laquelle la fréquence de battement s'annule en fonction de la longueur d'onde de l'oscillateur local. La plage d'accordabilité de l'oscillateur local nous a ainsi permis de mesurer l'évolution de la longueur d'onde pendant les 28 premières nanosecondes d'une impulsion (c.f. figure D.4 (gauche)). La longueur d'onde d'émission de la diode laser pour un courant crête de $1 A$, présente une dérive moyenne de $4,4 pm/ns$. Cet élargissement spectral est dû à la dérive de fréquence observé dans nos impulsions. Nous avons pu constater que cette dérive

ne dépend pas de la durée totale des impulsions mais uniquement du courant crête. Afin de pouvoir caractériser cette dérive sur des temps plus long, nous avons aussi mesuré l'évolution de la largeur spectrale à mi-hauteur en fonction de la durée des impulsions avec un analyseur de spectre optique. La figure D.4 (droite) montre que la largeur spectrale passe d'une valeur inférieure à $0,03 \text{ nm}$ à $1,6 \text{ nm}$ pour des durées d'impulsions de 3 ns à $1 \mu\text{s}$. Une régression linéaire à partir des points entre 0 et 100 ns permet de retrouver la même valeur de dérive moyenne de $4,4 \text{ pm/ns}$ que celle mesurée précédemment.

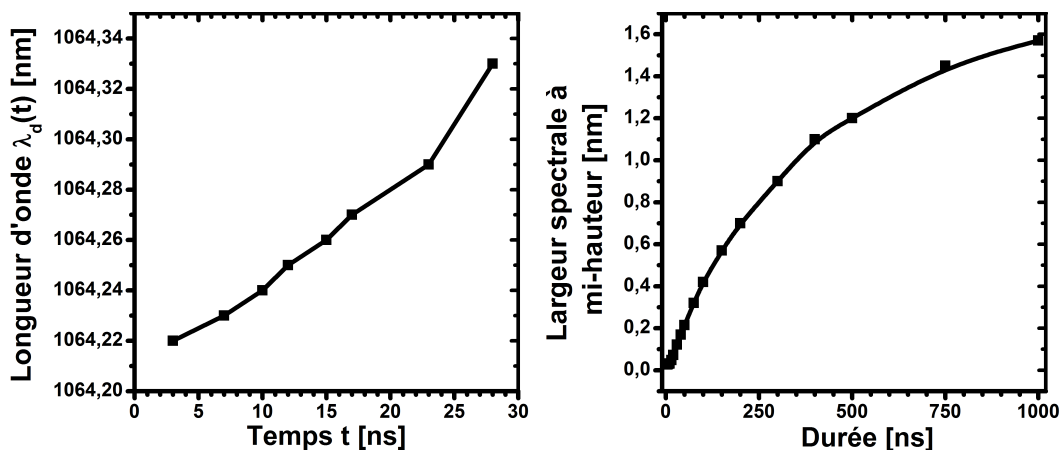


FIGURE D.4 – A gauche : évolution temporelle de la longueur d'onde d'émission de la diode laser pour un courant crête de 1 A . A droite : évolution de la largeur à mi-hauteur du spectre d'émission de la diode laser en fonction de la durée d'impulsion pour un courant crête de 1 A .

Étant donné que la dérive de fréquence se manifeste, de plusieurs centaines de nanosecondes, elle est très probablement due à une élévation de température locale dans la zone active de la diode laser. En effet, la durée de vie des porteurs étant de l'ordre de la nanoseconde, la dérive de fréquence que nous observons ne peut pas être due à une variation de la densité de porteurs. Si l'on suppose que la variation de longueur d'onde avec la température est la même qu'en régime continu ($0,03 \text{ nm/K}$), on peut évaluer qu'une dérive de longueur d'onde de $1,6 \text{ nm}$ l'élévation de température locale à $+53^\circ\text{C}$.

Liste des publications et conférences de l'auteur

Publications dans des revues scientifiques à comité de lecture:

1. X. Délen, F. Balembois, et P. Georges, *Direct amplification of a nanosecond laser diode in a high-gain diode-pumped Nd:YVO₄ amplifier*, Optics Letters Vol. 39, Issue 4, p. 997-1000 (2014).
2. L. Deyra, S. Ilas, X. Délen, P. Loiseau, F. Balembois, G. Aka, F. Salin et P. Georges, *Third harmonic generation at 343 nm in nonlinear Ca₅(BO₃)₃F (CBF) crystals*, Optics Material Express Vol. 3, Issue 11, p. 1798-1802 (2013).
3. S. Piehler, X. Délen, M. Rumpel, J. Didierjean, N. Aubry, T. Graf, F. Balembois, P. Georges et M. Abdou Ahmed, *Amplification of cylindrically polarized laser beams in single crystal fiber amplifiers*, Optics Express Vol. 21, Issue 9, p. 11376-11381 (Mai 2013).
4. X. Délen, L. Deyra, A. Benoit, M. Hanna, F. Balembois, B. Cocquelin, D. Sangla, F. Salin, J. Didierjean et P. Georges, *Hybrid master oscillator power amplifier high-power narrow-linewidth nanosecond laser source at 257 nm*, Optics Letters Vol. 38, Issue 6, p. 995-997 (Mars 2013).
5. X. Délen, Y. Zaouter, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, C. Hönninger, E. Mottay, F. Balembois, and P. Georges, *Yb:YAG single crystal fiber power amplifier for femtosecond sources*, Optics Letters Vol. 38, Issue 2, p. 109-111 (Janvier 2013).
6. X. Délen, F. Balembois et P. Georges, *Design of a high gain single stage and single pass Nd:YVO₄ passive picosecond amplifier*, Journal of the Optical Society of America A Vol. 29, Issue 9, p. 2339-2346 (Aout 2012).
7. X. Délen, S. Piehler, J. Didierjean, N. Aubry, A. Voss, M. Abdou Ahmed, T. Graf, F. Balembois, et P. Georges, *250 W single-crystal fiber Yb:YAG laser*, Optics Letters Vol. 37, Issue 14, p. 2898-2900 (Juillet 2012).

8. X. Délen, I. Martial, J. Didierjean, N. Aubry, D. Sangla, F. Balembois et P. Georges, *34 W continuous wave Nd:YAG single crystal fiber laser emitting at 946 nm*, Applied Physics B-Lasers And Optics Vol. 104, Issue 1, p. 1-4 (Juillet 2011).
9. X. Délen, F. Balembois et P. Georges, *Temperature dependence of the emission cross section of Nd:YVO₄ around 1064 nm and consequences on laser operation*, Journal of the Optical Society of America B Vol. 28, Issue 5, p. 972-976 (Avril 2011).
10. X. Délen, F. Balembois, O. Musset et P. Georges, *Characteristics of laser operation at 1064 nm in Nd:YVO₄ under diode pumping at 808 and 914 nm*, Journal of the Optical Society of America B Vol. 28, Issue 1, p. 52-57 (Avril 2011).

Congrès internationaux:

Contributions présentées par l'auteur:

1. X. Délen, Y. Zaouter, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, C. Hönninger, E. Mottay, F. Balembois et P. Georges, *1 mJ, 380 fs ultrashort pulses from an Yb:YAG single crystal fiber power amplifier*, CLEO/Europe-EQEC 2013 (Munich), paper CF-4.2, **Oral**
2. X. Délen, L. Deyra, A. Benoit, M. Hanna, F. Balembois, B. Coquelin, D. Sangla, F. Salin, J. Didierjean et P. Georges, *Narrow-linewidth UV laser source at 257 nm*, CLEO/Europe-EQEC 2013 (Munich), paper CA-1.3, **Oral**
3. X. Délen, Y. Zaouter, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, C. Hönninger, E. Mottay, F. Balembois et P. Georges, *Yb:YAG single crystal fiber power amplifier for femtosecond sources*, IONS 13 2013 (Zurich), **Poster**
4. X. Délen, Y. Zaouter, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, C. Hönninger, E. Mottay, F. Balembois et P. Georges, *Ultrashort pulses amplification with an Yb:YAG single crystal fiber*, IONS 12 2013 (Naples), **Oral**
5. X. Délen, I. Martial, J. Didierjean, N. Aubry, F. Balembois et P. Georges, *High-power continuous wave Nd:YAG single crystal fiber laser emitting at 946 nm*, Photonics West 2012 (San Francisco), paper 8235-49, **Oral**
6. X. Délen, F. Balembois et P. Georges, *High-gain and high-power Nd:YVO₄ single pass amplifier*, Photonics West 2012 (San Francisco), paper 8235-11, **Oral**
7. X. Délen, I. Martial, J. Didierjean, N. Aubry, F. Balembois et P. Georges, *High Power Nd:YAG Single Crystal Fiber Emitting at 946 nm and 938 nm*, ASSP 2012 (San Diego),

paper AT3A.2, **Oral**

8. X. Délen, F. Balembois et P. Georges, *High gain single stage and single pass Nd:YVO₄ passive amplifier for picosecond pulses*, ASSP 2012 (San Diego), paper AM4A.11, **Poster**
9. X. Délen, S. Piehler, J. Didierjean, A. Voss, M. Abdou Ahmed, T. Graf, F. Balembois et P. Georges, *250 W single crystal fiber Yb:YAG laser*, ASSP 2012 (San Diego), paper AM6A.2, **Oral (Postdeadline)**
10. X. Délen, Y. Zaouter, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, C. Hönniger, E. Mottay, F. Balembois et P. Georges, *Amplification of femtosecond pulses in Yb:YAG single crystal fibers*, IONS 10 2011 (Southampton), **Oral**
11. X. Délen, F. Balembois et P. Georges, *Influence of temperature on emission cross section and laser operation for Nd:YVO₄ emitting around 1064 nm*, CLEO/Europe-EQEC 2011 (Munich), paper CAP1, **Poster**
12. X. Délen, F. Balembois et P. Georges, *Influence of temperature on laser operation for Nd:YVO₄ emitting around 1064nm*, IONS 9 2011 (Salamanca), **Poster**

Autres présentations :

1. S. Piehler, X. Délen, J. Didierjean, N. Aubry, T. Graf, M. Abdou Ahmed, F. Balembois et P. Georges, *Yb:YAG Single Crystal Fiber Amplifiers For Cylindri-cally Polarized Laser Beams*, ASSL 2013 (Paris), paper ATu3A.61, **Poster**
2. L. Deyra, S. Ilas, X. Délen, P. Loiseau, F. Balembois, G. Aka, F. Salin et P. Georges, *Nonlinear properties of non-hygroscopic Ca₅(BO₃)₃F crystal at 343 nm*, ASSL 2013 (Paris), paper AM3A.3, **Oral**
3. L. Deyra, X. Délen, G. Mennerat, P. Villeval, F. Balembois et P. Georges, *Second harmonic generation at 515 nm in RTP with temperature insensitive and non-critical phase-matching*, ASSL 2013 (Paris), paper AM4A.39, **Poster**
4. L. Deyra, S. Ilas, X. Délen, P. Loiseau, F. Balembois, G. Aka, F. Salin et P. Georges, *Third harmonic generation at 343 nm in nonlinear Ca₅(BO₃)₃F (CBF)*, Nonlinear Optics 2013 (Hawaii), paper NTu3B.4, **Oral**
5. L. Deyra, X. Délen, G. Mennerat, P. Villeval, F. Balembois et P. Georges, *Potential of RbTiOPO₄ for second harmonic generation of Yb-doped lasers*, Nonlinear Optics 2013 (Hawaii), paper NW4A.26, **Poster**

6. S. Piehler, X. Délen, J. Didierjean, N. Aubry, T. Graf, M. Abdou Ahmed, F. Balembois et P. Georges, *High power amplification in Yb:YAG single crystal fibers*, CLEO/Europe-EQEC 2013 (Munich), paper IW5D.3, **Oral**
7. L. Deyra, X. Délen, I. Martial, F. Balembois et P. Georges, *1mJ, 15 kHz Q-switched laser at 946nm in Nd:YAG single crystal fiber*, Europhoton 2012 (Stockholm), paper IW5D.3, **Oral**
8. M. Arzakantsyan, X. Délen, F. Balembois, P. Georges, N. Ananyan, V. Gevorgyan et J. Chanteloup, *Gradient Doped Yb³⁺ : YAG Crystals For Laser Applications*, ASSP 2012 (San Diego), paper IW5D.3, **Oral**
9. J. Didierjean, F. Balembois, N. Aubry, D. Perrodin, J. Fourmigué, A. Aubourg, I. Martial, X. Délen et P. Georges, *Oxide crystal-fibers grown by micro-pulling-down technique and applications for lasers and scintillators*, Photonics West 2012 (San Francisco), paper 8263-24, **Oral (Invité)**
10. F. Balembois, I. Martial, D. Sangla, X. Délen, Y. Zaouter, E. Mottay, F. Druon, P. Georges, K. Lebbou, . Brenier, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin et J.M. Fourmigué, *Diode-pumped single crystal fiber lasers*, EOS topical meeting on lasers 2011 (Capri), **Oral (Invité)**
11. Y. Zaouter, I. Martial, X. Délen, N. Aubry, J. Didierjean, C. Hönninger, E. Mottay, P. Georges, F. Druon, and F. Balembois, *Direct amplification of ultrashort pulses in μ -pulling down Yb:YAG single crystal fibers*, CLEO US 2011 (Baltimore), **Oral**
12. Y. Zaouter, I. Martial, X. Délen, N. Aubry, J. Didierjean, C. Hönninger, E. Mottay, P. Georges, F. Druon, and F. Balembois, *12 W, 350 fs ultrashort pulses from a micro-pulling down Yb:YAG single crystal fiber amplifier*, CLEO/Europe-EQEC 2011 (Munich), paper CA6 3, **Oral**
13. X. Délen, F. Balembois, O. Musset et P. Georges, *On the potential of 914 nm pumping of Nd:YVO₄ for laser operation at 1064 nm*, ASSP 2011 (Istanbul), paper AMB18, **Poster**

Congrès nationaux:

1. F. Balembois, X. Délen, M. Hanna, P. Georges, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, Y. Zaouter, C. Hönninger, E. Mottay, S. Piehler, M. Rumpel, T. Graf, M. Abdou Ahmed, A. Benoit, B. Cocquelin, D. Sangla et F. Salin, *Amplificateurs Yb:YAG à fibres cristallines*, JNCO 2013 (Cherbourg), **Oral**

2. X. Délen, F. Balembois et P. Georges, *Influence de la température sur la section efficace d'émission et sur le fonctionnement laser du Nd:YVO₄ à 1064nm*, Optique Marseille 2011, **Oral**

3. F. Balembois, I. Martial, D. Sangla, X. Delen, Y. Zaouter, E. Mottay, F. Druon, P. Georges, K. Lebbou, A. Brenier, O. Tillement, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin et J.M. Fourmigué, *Lasers à fibres cristallines*, Optique Marseille 2011, **Oral (Plénière)**

Bibliographie

- [Aggarwal 05] R. L. Aggarwal, D. J. Ripin, J. R. Ochoa, et T. Y. Fan. *Measurement of thermo-optic properties of $Y_3Al_5O_{12}$, $Lu_3Al_5O_{12}$, $YAlO_3$, $LiYF_4$, $LiLuF_4$, BaY_2F_8 , $KGd(WO_4)_2$, and $KY(WO_4)_2$ laser crystals in the 80-300 K temperature range*. Journal of Applied Physics, vol. 98, no. 10, page 103514, 2005.
- [Agnesi 06] A. Agnesi, L. Carrà, F. Pirzio, D. Scarpa, A. Tomaselli, G. Reali, C. Vacchi, et C. Braggio. *High-gain diode-pumped amplifier for generation of microjoule-level picosecond pulses*. Optics express, vol. 14, no. 20, pages 9244–9, October 2006.
- [Agnesi 12] A. Agnesi, L. Carrà, R. Piccoli, F. Pirzio, et G. Reali. *Nd:YVO₄ amplifier for ultrafast low-power lasers*. Optics letters, vol. 37, no. 17, pages 3612–4, September 2012.
- [Agrawal 07] G. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. 2007.
- [Akbulut 11] M. Akbulut, J. Hwang, F. Kimpel, S. Gupta, et H. Verdun. *Pulsed coherent fiber lidar transceiver for aircraft in-flight turbulence and wake-vortex hazard detection*. In Proc. SPIE 8037, Laser Radar Technology and Applications XVI, pages 80370R–80370R, May 2011.
- [Aull 82] B. F. Aull et H. Jenssen. *Vibronic interactions in Nd:YAG resulting in nonreciprocity of absorption and stimulated emission cross sections*. Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 18, no. 5, pages 925–930, 1982.
- [Blázquez-Sánchez 11] D. Blázquez-Sánchez, B. Weichelt, A. Austerschulte, A. Voss, T. Graf, A. Killi, H.-C. Eckstein, M. Stumpf, A. L. Matthes, et U. D. Zeitner. *Improving the brightness of a multi-kilowatt single thin-disk laser by an aspherical phase front correction*. Optics letters, vol. 36, no. 6, pages 799–801, March 2011.
- [Bovatssek 12] J. Bovatssek et R. S. Patel. *DPSS Lasers Overcome Glass Process Challenges*. Photonics Spectra, 2012.
- [Boyd 03] R. W. Boyd. *Nonlinear optics*. 2003.
- [Bridges 94] R. E. Bridges, R. W. Boyd, et G. P. Agrawal. *Effect of beam ellipticity on self-mode locking in lasers: erratum*. Optics letters, vol. 19, no. 2, page 150, January 1994.

- [Carlson 08] C. G. Carlson, P. D. Dragic, B. W. Graf, R. K. Price, J. J. Coleman, et G. R. Swenson. *High power Yb-doped Fiber Laser-Based LIDAR for Space Weather*. In J. Broeng et C. Headley III, éditeurs, Proc. of SPIE, volume 6873, pages 68730K–68730K–12, February 2008.
- [Chen 97] Y. F. Chen, T. M. Huang, C. F. Kao, C. L. Wang, et S. C. Wang. *Optimization in scaling fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers to higher power: influence of thermal effect*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 33, no. 8, pages 1424–1429, 1997.
- [Chen 98] Y. F. Chen et H. J. Kuo. *Determination of the thermal loading of diode-pumped Nd:YVO₄ by use of thermally induced second-harmonic output depolarization*. Optics letters, vol. 23, no. 11, pages 846–8, June 1998.
- [Chen 00] Y. F. Chen, C. C. Liao, Y. P. Lan, et S. C. Wang. *Determination of the Auger upconversion rate in fiber-coupled diode end-pumped Nd:YAG and Nd:YVO₄ crystals*. Applied Physics B, vol. 490, pages 487–490, 2000.
- [Chen 03] B. Chen, J. Dong, M. Patel, Y. Chen, A. Kar, et M. A. Bass. *Modeling of high-power solid-state slab lasers*. In Proc. SPIE 4968, Solid State Lasers XII, 1, pages 1–10, June 2003.
- [Chénais 02] S. Chénais. *Nouveaux matériaux laser dopés à l'ytterbium : performances en pompage par diode et étude des effets thermiques*. Manuscrit de thèse, Paris-Sud XI, 2002.
- [Chénais 04] S. Chénais, S. Forget, F. Druon, F. Balembois, et P. Georges. *Direct and absolute temperature mapping and heat transfer measurements in diode-end-pumped Yb:YAG*. Applied Physics B, vol. 79, no. 2, pages 221–224, June 2004.
- [Clarkson 99] W. a. Clarkson, N. S. Felgate, et D. C. Hanna. *Simple method for reducing the depolarization loss resulting from thermally induced birefringence in solid-state lasers*. Optics letters, vol. 24, no. 12, pages 820–2, June 1999.
- [Coh] *Coherent, site web : www.ipgphotonics.com*.
- [Dawson 08] J. W. Dawson, M. J. Messerly, R. J. Beach, M. Y. Shverdin, E. a. Stappaerts, A. K. Sridharan, P. H. Pax, J. E. Heebner, C. W. Siders, et C. P. J. Barty. *Analysis of the scalability of diffraction-limited fiber lasers and amplifiers to high average power*. Optics express, vol. 16, no. 17, pages 13240–66, August 2008.
- [Delaigue 06] M. Delaigue, I. Manek-Hönniger, F. Salin, C. Hönniger, P. Rigail, A. Courjaud, et E. Mottay. *300 kHz femtosecond Yb:KGW regenerative amplifier using an acousto-optic Q-switch*. Applied Physics B, vol. 84, no. 3, pages 375–378, June 2006.
- [Délen 12a] X. Délen, F. Balembois, et P. Georges. *Design of a high gain single stage and single pass Nd:YVO₄ passive picosecond amplifier*. Journal

- of the Optical Society of America B, vol. 29, no. 9, page 2339, August 2012.
- [Délen 12b] X. Délen, S. Piehler, J. Didierjean, N. Aubry, A. Voss, M. A. Ahmed, T. Graf, F. Balembois, et P. Georges. *250 W single-crystal fiber Yb:YAG laser*. Optics letters, vol. 37, no. 14, pages 2898–900, July 2012.
- [Délen 13] X. Délen, L. Deyra, A. Benoit, M. Hanna, F. Balembois, B. Cocquelin, D. Sangla, F. Salin, J. Didierjean, et P. Georges. *Hybrid master oscillator power amplifier high-power narrow-linewidth nanosecond laser source at 257 nm*. Optics letters, vol. 38, no. 6, pages 995–997, 2013.
- [DeLoach 93] L. D. DeLoach, S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith, W. L. Kway, et W. F. Krupke. *Evaluation of absorption and emission properties of Yb³⁺ doped crystals for laser applications*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 29, no. 4, pages 1179–1191, 1993.
- [Deyra 13] L. Deyra, I. Martial, J. Didierjean, F. Balembois, et P. Georges. *3 W, 300 μJ, 25 ns pulsed 473~nm blue laser based on actively Q-switched Nd:YAG single-crystal fiber oscillator at 946~nm*. Optics letters, vol. 38, no. 16, pages 3013–3016, 2013.
- [Didierjean 05] J. Didierjean, S. Forget, S. Chenais, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, K. Altmann, et C. Pflaum. *High-resolution absolute temperature mapping of laser crystals in diode-end-pumped configuration*. In Proc. of SPIE 5707, volume 5707, pages 370–379, 2005.
- [Didierjean 06] J. Didierjean, M. Castaing, F. Balembois, P. Georges, D. Perrodin, J. M. Fourmigué, K. Lebbou, A. Brenier, et O. Tillement. *High-power laser with Nd:YAG single-crystal fiber grown by the micro-pulling-down technique*. Optics letters, vol. 31, no. 23, pages 3468–70, December 2006.
- [Didierjean 07] J. Didierjean. *Etude thermique des cristaux lasers, Réalisation de lasers à fibres monocristallines*. Manuscrit de thèse, Paris-Sud XI, 2007.
- [Didierjean 08] J. Didierjean, E. Herault, F. Balembois, et P. Georges. *Thermal conductivity measurements of laser crystals by infrared thermography. Application to Nd:doped crystals*. Optics express, vol. 16, no. 12, pages 8995–9010, June 2008.
- [Dong 03] J. Dong, M. Bass, Y. Mao, P. Deng, et F. Gan. *Dependence of the Yb³⁺ emission cross section and lifetime on temperature and concentration in yttrium aluminum garnet*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 20, no. 9, pages 1975–1979, 2003.
- [Dong 07] J. Dong, A. Shirakawa, K.-I. Ueda, et A. Kaminskii. *Effect of ytterbium concentration on cw Yb:YAG microchip laser performance at ambient temperature - Part I: Experiments*. Applied Physics B, vol. 89, no. 2-3, pages 359–365, October 2007.
- [Dragic 06] P. D. Dragic. *Acoustical-optical fibers for control of stimulated Brillouin scattering*, 2006.

- [Dragic 10] P. Dragic, P.-C. Law, J. Ballato, T. Hawkins, et P. Foy. *Brillouin spectroscopy of YAG-derived optical fibers*. Optics express, vol. 18, no. 10, pages 10055–67, May 2010.
- [Du 98] K. Du, N. Wu, J. Xu, J. Giesekeus, P. Loosen, et R. Poprawe. *Partially end-pumped Nd:YAG slab laser with a hybrid resonator*. Optics letters, vol. 23, no. 5, pages 370–372, 1998.
- [Dupriez 06] P. Dupriez, C. Finot, A. Malinowski, J. K. Sahu, J. Nilsson, D. J. Richardson, K. G. Wilcox, H. D. Foreman, et A. C. Tropper. *High-power, high repetition rate picosecond and femtosecond sources based on Yb-doped fiber amplification of VECSELS*. Optics express, vol. 14, no. 21, pages 9611–6, October 2006.
- [Eidam 10] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power*. Optics letters, vol. 35, no. 2, pages 94–6, January 2010.
- [Eidam 11] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert, A. Tünnermann, et H.-i. Jena. *Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power*. Optics Express, vol. 19, no. 1, pages 255–260, 2011.
- [Fan 95] T. Y. Fan. *Laser sources and applications*. 1995.
- [Fan 07] T. Y. Fan, S. Member, D. J. Ripin, R. L. Aggarwal, J. R. Ochoa, B. Chann, M. Tilleman, et J. Spitzberg. *Cryogenic Yb³⁺ Doped Solid-State Lasers*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 13, no. 3, pages 448–459, 2007.
- [Fibich 00] G. Fibich et a. L. Gaeta. *Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides*. Optics letters, vol. 25, no. 5, pages 335–7, March 2000.
- [Fields 87] R. A. Fields, M. Birnbaum, et C. L. Fincher. *Highly efficient Nd:YVO₄ diode-laser end-pumped laser*. Applied Physics Letters, vol. 51, no. 23, pages 1885–1886, 1987.
- [Fornasiero 98] L. Fornasiero, S. Kuck, T. Jensen, G. Huber, et B. Chai. *Excited state absorption and stimulated emission of Nd³⁺ in crystals*. Applied Physics B, vol. 553, no. 67, pages 549–553, 1998.
- [Gaspontsev 09] V. Gaspontsev. *Novel concepts and recent progression in high power fiber lasers*. In Laser World of Photonics, 2009.
- [Gaumé 02] R. Gaumé. *Relation structures-propriétés dans les lasers solides de puissance à l'ytterbium. Elaboration et caractérisation de nouveaux matériaux et de cristaux composites soudés par diffusion*. Manuscrit de thèse, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2002.

- [Giesen 94] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, et H. Opower. *Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers*. Applied Physics B, vol. 58, no. 5, pages 365–372, 1994.
- [Guy 98] S. Guy, C. Bonner, D. Shepherd, D. Hanna, a.C. Tropper, et B. Ferrand. *High-inversion densities in Nd:YAG-upconversion and bleaching*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 34, no. 5, pages 900–909, May 1998.
- [Hansryd 01] J. Hansryd, F. Dross, M. Westlund, P. A. Andrekson, et S. N. Knudsen. *Increase of the SBS Threshold in a Short Highly Nonlinear Fiber by Applying a Temperature Distribution*. Journal of Lightwave technology, vol. 19, no. 11, pages 1691–1697, 2001.
- [Hong 08] K.-H. Hong, A. Siddiqui, J. Moses, J. Gopinath, J. Hybl, F. O. Ilday, T. Y. Fan, et F. X. Kärtner. *Generation of 287 W, 5.5 ps pulses at 78 MHz repetition rate from a cryogenically cooled Yb:YAG amplifier seeded by a fiber chirped-pulse amplification system*. Optics letters, vol. 33, no. 21, pages 2473–5, November 2008.
- [Hong 10] K.-h. Hong, J. T. Gopinath, D. Rand, A. M. Siddiqui, S.-w. Huang, E. Li, B. J. Eggleton, J. D. Hybl, T. Y. Fan, et F. X. Kärtner. *High-energy, kHz-repetition-rate, ps cryogenic Yb:YAG chirped-pulse amplifier*. Optics letters, vol. 35, no. 11, pages 1752–1754, 2010.
- [Hönninger 97] C. Hönninger, I. Johannsen, M. Moser, G. Zhang, A. Giesen, et U. Keller. *Diode-pumped thin-disk Yb:YAG regenerative amplifier*. Applied Physics B, vol. 65, pages 423–426, 1997.
- [Huang 05] Z. Huang, Y. Huang, Y. Chen, et Z. Luo. *Theoretical study on the laser performances of Nd³⁺:YAG and Nd³⁺:YVO₄ under indirect and direct pumping*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 22, no. 12, pages 2564–2569, 2005.
- [Huber 10] G. Huber, C. Kränkel, et K. Petermann. *Solid-state lasers : status and future [Invited]*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 27, no. 11, pages 93–105, 2010.
- [IPG] *IPG Photonics, site web : www.ipgphotonics.com.*
- [Jacinto 05] C. Jacinto, S. Oliveira, T. Catundab, A. Andrade, J. Myers, et M. Myers. *Upconversion effect on fluorescence quantum efficiency and heat generation in Nd³⁺-doped materials*. Optics express, vol. 13, no. 6, pages 2040–6, March 2005.
- [Jeong 07] Y. Jeong, J. Nilsson, J. K. Sahu, D. N. Payne, R. Horley, L. M. B. Hickey, et P. W. Turner. *Power Scaling of Single-Frequency Ytterbium-Doped Fiber Master-Oscillator Power-Amplifier Sources up to 500 W*. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 13, no. 3, pages 546–551, 2007.

- [Johansen 13] M. M. Johansen, K. R. Hansen, M. Laurila, T. T. Alkeskjold, et J. Lægsgaard. *Estimating modal instability threshold for photonic crystal rod fiber amplifiers*. Optics Express, vol. 21, no. 13, page 15409, June 2013.
- [Kaminskii 90] A. A. Kaminskii. *Laser crystals: their physics and properties*. Springer series in optical sciences. Springer, 1990.
- [Killi 09] A. Killi, C. Stolzenburg, I. Zawischa, D. Sutter, J. Kleinbauer, S. Schad, R. Brockmann, S. Weiler, J. Neuhaus, S. Kalfhues, E. Mehner, D. Bauer, H. Schlueter, et C. Schmitz. *The broad applicability of the disk laser principle: from CW to ps*. In Proc. SPIE 7193, Solid State Lasers XVIII: Technology and Devices, pages 71931T–71931T, February 2009.
- [Kimmelma 08] O. Kimmelma, I. Tittonen, et S. C. Buchter. *Thermal tuning of laser pulse parameters in passively Q-switched Nd:YAG lasers*. Applied optics, vol. 47, no. 23, pages 4262–6, August 2008.
- [Koechner 06] W. Koechner. *Solid-State Laser Engineering*. Springer Series in Optical Sciences. Springer London, Limited, 2006.
- [Koester 64] C. J. Koester et E. Snitzer. *Amplification in a Fiber Laser*. Applied Optics, vol. 3, no. 10, page 1182, October 1964.
- [Krankel 04] C. Krankel, D. Fagundes-Peters, S. Fredrich, J. Johannsen, M. Mond, G. Huber, M. Bernhagen, et R. Uecker. *Continuous wave laser operation of Yb³⁺:YVO₄*. Applied Physics B, vol. 79, no. 5, pages 543–546, August 2004.
- [Kraus 10] M. Kraus, M. A. Ahmed, A. Michalowski, A. Voss, R. Weber, et T. Graf. *Microdrilling in steel using ultrashort pulsed laser beams with radial and azimuthal polarization*. Optics express, vol. 18, no. 21, pages 22305–13, October 2010.
- [Laurila 12] M. Laurila, M. M. Jørgensen, K. R. Hansen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng, et J. Lægsgaard. *Distributed mode filtering rod fiber amplifier delivering 292 W with improved mode stability*. Optics express, vol. 20, no. 5, pages 5742–53, February 2012.
- [Liebig 10] T. Liebig, M. Abdou-Ahmed, A. Voss, et T. Graf. *Novel multi-sensor polarimeter for the characterization of inhomogeneously polarized laser beams*. In SPIE LASE; Photonics West, 2010.
- [Limpert 06] J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, T. Schreiber, a. Tünnermann, S. Ermeneux, P. Yvernault, et F. Salin. *Extended single-mode photonic crystal fiber lasers*. Optics express, vol. 14, no. 7, pages 2715–20, April 2006.
- [Liu 07] Q. Liu, X. Fu, et L. Huang. *Effects of the temperature dependence of absorption coefficients in edge-pumped Yb:YAG slab lasers*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 24, no. 9, pages 2081–2089, 2007.

- [Loiko 13] P. A. Loiko, K. V. Yumashev, V. N. Matrosov, et N. V. Kuleshov. *Dispersion and Anisotropy of Thermo-Optical Properties of Tetragonal GdVO₄ and YVO₄ Laser Host Crystals*. volume 653, page 220013, 2013.
- [Lopez 13] J. Lopez, R. Torres, Y. Zaouter, P. Georges, M. Hanna, E. Mottay, et R. Kling. *Study on the influence of repetition rate and pulse duration on ablation efficiency using a new generation of high power ytterbium doped fiber ultrafast laser*. In Proc. of SPIE, volume 8611, pages 861114–861118, 2013.
- [Machinet 13] G. Machinet, C. Pierre, et P. Dupriez. *50 μJ, 90 ps monolithic fiber amplifier passively Q-switched microchip laser with low timing jitter*. In CLEO Europe, Munich, volume 383, page 33405, 2013.
- [Marion 85] J. Marion. *Strengthened solid-state laser materials*. Applied physics letters, vol. 47, no. 7, pages 694–696, 1985.
- [Martial 11a] I. Martial. *Systèmes laser pompés par diode à fibres cristallines: oscillateurs Er:YAG, amplificateurs Nd:YAG*. Manuscrit de thèse, 2011.
- [Martial 11b] I. Martial, F. Balembois, J. Didierjean, et P. Georges. *Nd:YAG single-crystal fiber as high peak power amplifier of pulses below one nanosecond*. Optics express, vol. 19, no. 12, pages 11667–79, June 2011.
- [Matsubara 13] S. Matsubara, M. Tanaka, M. Takama, H. Hitotsuya, T. Kobayashi, et S. Kawato. *A picosecond thin-rod Yb:YAG regenerative laser amplifier with the high average power of 20 W*. Laser Physics Letters, vol. 10, no. 5, page 055810, May 2013.
- [McDonagh 06] L. McDonagh, R. Wallenstein, R. Knappe, et A. Nebel. *High-efficiency 60 W TEM₀₀ Nd:YVO₄ oscillator pumped at 888 nm*. Optics letters, vol. 31, no. 22, pages 3297–9, November 2006.
- [McDonagh 07] L. McDonagh, R. Wallenstein, et A. Nebel. *111 W, 110 MHz repetition-rate, passively mode-locked TEM₀₀ Nd:YVO₄ master oscillator power amplifier pumped at 888 nm*. Optics letters, vol. 32, no. 10, pages 1259–61, May 2007.
- [Mcdonagh 08] L. Mcdonagh. *888 nm pumping of Nd:YVO₄ for high-power TEM₀₀ lasers*. Manuscrit de thèse, 2008.
- [Meilhac 02] L. Meilhac et G. Pauliat. *Determination of the energy diffusion and of the Auger upconversion constants in a Nd:YVO₄ standing-wave laser*. Optics Communications, vol. 203, no. March, pages 341–347, 2002.
- [Mende 09] J. Mende, E. Schmid, J. Speiser, G. Spindler, et A. Giesen. *Thin disk laser: power scaling to the kW regime in fundamental mode operation*. In Proc. SPIE 7193, Solid State Lasers XVIII: Technology and Devices, pages 71931V–71931V, February 2009.
- [Metzger 09] T. Metzger, A. Schwarz, C. Y. Teisset, D. Sutter, A. Killi, R. Kienberger, et F. Krausz. *High-repetition-rate picosecond pump laser based on*

- a Yb:YAG disk amplifier for optical parametric amplification.* Optics letters, vol. 34, no. 14, pages 2123–5, July 2009.
- [Miller 12] D. E. Miller, L. E. Zapata, D. J. Ripin, et T. Y. Fan. *Sub-picosecond pulses at 100 W average power from a Yb:YLF chirped-pulse amplification system.* Optics letters, vol. 37, no. 13, pages 2700–2, July 2012.
- [Mingxin 93] Q. Mingxin, D. J. Booth, G. W. Baxter, et G. C. Bowkett. *Performance of a Nd:YVO₄ microchip laser with continuous-wave pumping at wavelengths between 741 and 825 nm.* Applied optics, vol. 32, no. 12, pages 2085–6, April 1993.
- [Morikawa 08] J. Morikawa, C. Leong, T. Hashimoto, T. Ogawa, Y. Urata, S. Wada, M. Higuchi, et J.-i. Takahashi. *Thermal conductivity/diffusivity of Nd³⁺ doped GdVO₄, YVO₄, LuVO₄, and Y₃Al₅O₁₂ by temperature wave analysis.* Journal of Applied Physics, vol. 103, no. 6, pages 63522–63529, March 2008.
- [Nawata 09] K. Nawata, M. Okida, K. Furuki, K. Miyamoto, et T. Omatsu. *Sub-100 W picosecond output from a phase-conjugate Nd:YVO₄ bounce amplifier.* Optics express, vol. 17, no. 23, pages 20816–23, November 2009.
- [Niklès 97] M. Niklès, L. Thévenaz, et P. A. Robert. *Brillouin Gain Spectrum Characterization in Single-Mode Optical Fibers.* Journal of Lightwave technology, vol. 15, no. 10, pages 1842–1851, 1997.
- [Nodop 11] D. Nodop, D. Schimpf, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Highly dynamic and versatile pulsed fiber amplifier seeded by a superluminescence diode.* Applied Physics B, vol. 102, no. 4, pages 737–741, February 2011.
- [Okoshi 80] T. Okoshi, K. Kikuchi, et A. Nakayama. *Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum.* Electronics Letters, vol. 16, no. 16, pages 630–631, 1980.
- [Paboeuf 13] D. Paboeuf, P. J. Schlosser, et J. E. Hastie. *Frequency stabilization of an ultraviolet semiconductor disk laser.* Optics letters, vol. 38, no. 10, pages 1736–1738, 2013.
- [Paschotta 08] R. Paschotta. *Encyclopedia of laser physics and technology: Vol. 1.* Wiley-VCA Verlag, 2008.
- [Peng 13] Y. H. Peng, Y. X. Lim, J. Cheng, Y. Guo, Y. Y. Cheah, et K. S. Lai. *Near fundamental mode 1.1 kW Yb:YAG thin-disk laser.* Optics letters, vol. 38, no. 10, pages 1709–11, May 2013.
- [Piehler 12] S. Piehler, B. Weichelt, A. Voss, M. A. Ahmed, et T. Graf. *Power scaling of fundamental-mode thin-disk lasers using intracavity deformable mirrors.* Optics letters, vol. 37, no. 24, pages 5033–5, December 2012.
- [Piehler 13] S. Piehler, X. Délen, M. Rumpel, J. Didierjean, N. Aubry, T. Graf, F. Balembois, P. Georges, et M. A. Ahmed. *Amplification of cylin-*

- drically polarized laser beams in single crystal fiber amplifiers*. Optics express, vol. 21, no. 9, pages 3468–3470, 2013.
- [Qin 03] L. J. Qin, X. L. Meng, H. Y. Shen, L. Zhu, B. C. Xu, L. X. Huang, H. R. Xia, P. Zhao, et G. Zheng. *Thermal conductivity and refractive indices of Nd:GdVO₄ crystals*. Crystal Research and Technology, vol. 38, no. 9, pages 793–797, September 2003.
- [Richardson 10] D. J. Richardson, J. Nilsson, et W. a. Clarkson. *High power fiber lasers: current status and future perspectives [Invited]*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 27, no. 11, page B63, October 2010.
- [Röser 08] F. Röser, D. Schimpf, J. Rothhardt, T. Eidam, J. Limpert, A. Tünnermann, et F. Salin. *Gain Limitations and Consequences for Short Length Fiber Amplifiers*. In Advanced Solid-State Photonics, page WB22, Washington, D.C., 2008. Osa.
- [Rothenberg 08] J. E. Rothenberg, P. A. Thielen, M. Wickham, et C. P. Asman. *Suppression of stimulated Brillouin scattering in single-frequency multi-kilowatt fiber amplifiers*. In Fiber Lasers V: Technology, Systems, and Applications, pages 68730–68730, February 2008.
- [Russbueldt 09] P. Russbueldt, T. Mans, G. Rotarius, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann, et R. Poprawe. *400 W Yb:YAG Innoslab fs-amplifier*. Optics express, vol. 17, no. 15, pages 12230–45, July 2009.
- [Russbueldt 10] P. Russbueldt, T. Mans, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann, et R. Poprawe. *Compact diode-pumped 1.1 kW Yb:YAG Innoslab femtosecond amplifier*. Optics letters, vol. 35, no. 24, pages 4169–71, December 2010.
- [Saiki 09] T. Saiki, K. Funahashi, S. Motokoshi, K. Imasaki, K. Fujioka, H. Fujita, M. Nakatsuka, et C. Yamanaka. *Temperature characteristics of small signal gain for Nd/Cr:YAG ceramic lasers*. Optics Communications, vol. 282, no. 4, pages 614–616, February 2009.
- [Saleh 07] B. E. A. Saleh et M. C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Wiley, 2007.
- [Sangla 09a] D. Sangla. *Nouveaux concepts pour des lasers de puissance: fibres cristallines dopées Ytterbium et pompage direct de cristaux dopés Néodyme*. Manuscrit de thèse, 2009.
- [Sangla 09b] D. Sangla, M. Castaing, F. Balembois, et P. Georges. *Highly efficient Nd : YVO₄ laser by direct in-band diode pumping at 914 nm*. Optics letters, vol. 34, no. 14, pages 2159–61, July 2009.
- [Saraceno 12] C. J. Saraceno, F. Emaury, O. H. Heckl, C. R. E. Baer, M. Hoffmann, C. Schriber, M. Golling, T. Südmeyer, et U. Keller. *275 W average output power from a femtosecond thin disk oscillator operated in a vacuum environment*. Optics express, vol. 20, no. 21, pages 23535–41, October 2012.

- [Sardar 00] D. K. Sardar et R. M. Yow. *Stark components of $^4F_{3/2}$, $^4I_{9/2}$ and $^4I_{11/2}$ manifold energy levels and effects of temperature on the laser transition of Nd^{3+} in YVO_4* . *Optical Materials*, vol. 14, pages 5–11, 2000.
- [Sato 06] Y. Sato et T. Taira. *The studies of thermal conductivity in $GdVO_4$, YVO_4 , and $Y_3Al_5O_{12}$ measured by quasi-one-dimensional flash method*. *Optics Express*, vol. 14, no. 22, 2006.
- [Sato 09] Y. Sato, J. Akiyama, et T. Taira. *Effects of rare-earth doping on thermal conductivity in $Y_3Al_5O_{12}$ crystals*. *Optical Materials*, vol. 31, no. 5, pages 720–724, March 2009.
- [Sato 12] Y. Sato et T. Taira. *Temperature dependencies of stimulated emission cross section for Nd-doped solid-state laser materials*. *Optical Materials Express*, vol. 2, no. 8, page 1076, July 2012.
- [Schulz 11] M. Schulz, R. Riedel, a. Willner, T. Mans, C. Schnitzler, P. Russbueldt, J. Dolkemeyer, E. Seise, T. Gottschall, S. Hädrich, S. Duesterer, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, B. Faatz, a. Tünnermann, J. Rossbach, M. Drescher, et F. Tavella. *Yb:YAG Innoslab amplifier: efficient high repetition rate subpicosecond pumping system for optical parametric chirped pulse amplification*. *Optics letters*, vol. 36, no. 13, pages 2456–8, July 2011.
- [Siegman 86] A. E. Siegman. *Lasers*. Univ. Science Books, 1986.
- [Sliney 79] J. G. Sliney, K. M. Leung, M. Birnbaum, et a. W. Tucker. *Lifetimes of the $^4F_{3/2}$ state in $Nd:YVO_4$* . *Journal of Applied Physics*, vol. 50, no. 5, page 3778, 1979.
- [Snitzer 88] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, et B. McCollum. *Double-clad offset core Nd fiber laser*. In *Optical Fiber Sensors*, page PD5, 1988.
- [Spring 10] J. Spring et B. Ward. *Brillouin gain suppression in photonic crystal fibers with random acoustically microstructured cores*. *Optics letters*, vol. 35, no. 1, pages 31–33, 2010.
- [Südmeyer 08] T. Südmeyer, Y. Imai, H. Masuda, N. Eguchi, M. Saito, et S. Kubota. *Efficient 2nd and 4th harmonic generation of a amplifier*. *Optics Express*, vol. 16, no. 3, pages 1546–1551, 2008.
- [Sumida 94] D. S. Sumida et T. Y. Fan. *Effect of radiation trapping on fluorescence lifetime and emission cross section measurements in solid-state laser media*. *Optics letters*, vol. 19, no. 17, pages 1343–1345, 1994.
- [Sutter 12] D. H. Sutter, D. Bauer, J. Kleinbauer, A. Budnicki, M. Wolf, C. Tan, R. Gebs, P. Wagenblast, et S. Weiler. *Ultrafast Disk Lasers and Amplifiers*. *Lasers, Sources, and Related Photonic Devices*, page AM2A.1, 2012.
- [Ter-Gabrielyan 12] N. Ter-Gabrielyan, V. Fromzel, et M. Dubinskii. *Linear thermal expansion and thermo-optic coefficients of YVO_4 crystals the 80-320 K*

- temperature range*. Optical Materials Express, vol. 2, no. 11, page 1624, October 2012.
- [Tsay 73] Y.-f. Tsay, B. Bendow, et S. S. Mitra. *Theory of the Temperature Derivative of the Refractive Index in Transparent Crystals*. Physical Review B, vol. 8, no. 6, pages 2688–2696, 1973.
- [Tümmler 09] J. Tümmler, R. Jung, H. Stiel, P. V. Nickles, et W. Sandner. *High-repetition-rate chirped-pulse-amplification thin-disk laser system with joule-level pulse energy*. Optics Letters, vol. 34, no. 9, pages 1378–1380, 2009.
- [Turri 09] G. Turri, H. P. Jenssen, F. Cornacchia, M. Tonelli, et M. Bass. *Temperature-dependent stimulated emission cross section in Nd³⁺:YVO₄ crystals*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 26, no. 11, page 2084, October 2009.
- [Weber 11] R. Weber, A. Michalowski, M. Abdou-Ahmed, V. Onuseit, V. Rominger, M. Kraus, et T. Graf. *Effects of Radial and Tangential Polarization in Laser Material Processing*. Physics Procedia, vol. 12, pages 21–30, January 2011.
- [Weichelt 12] B. Weichelt, A. Voss, M. Abdou Ahmed, et T. Graf. *Enhanced performance of thin-disk lasers by pumping into the zero-phonon line*. Optics letters, vol. 37, no. 15, pages 3045–7, August 2012.
- [Wynne 99] R. Wynne, J. L. Daneu, et T. Y. Fan. *Thermal coefficients of the expansion and refractive index in YAG*. Applied Optics, vol. 3, no. 1, pages 10–12, 1999.
- [Xu 11] B. Xu. *Matériaux et sources laser émettant dans le Rouge, Vert, Bleu pour diverses applications*. Manuscrit de thèse, Université de Cean Basse-Normandie, 2011.
- [Yang 02] P. Yang, P. Deng, et Z. Yin. *Concentration quenching in Yb:YAG*. Journal of Luminescence, vol. 97, pages 51–54, 2002.
- [Yeniay 02] A. Yeniay, J.-m. Delavaux, et J. Toulouse. *Spontaneous and Stimulated Brillouin Scattering Gain Spectra in Optical Fibers*. Journal of Light-wave technology, vol. 20, no. 8, pages 1425–1432, 2002.
- [Yoshino 13] T. Yoshino, H. Seki, Y. Tokizane, K. Miyamoto, et T. Omatsu. *Efficient high-quality picosecond Nd:YVO₄ bounce laser system*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 30, no. 4, pages 894–897, 2013.
- [Zaouter 11] Y. Zaouter, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, C. Hönninger, E. Motay, F. Druon, P. Georges, et F. Balembois. *Direct amplification of ultrashort pulses in μ -pulling-down Yb:YAG single crystal fibers*. Optics letters, vol. 36, no. 5, pages 748–50, March 2011.
- [Zelmon 10] D. E. Zelmon, J. J. Lee, K. M. Currin, J. M. Northridge, et D. Perlov. *Revisiting the optical properties of Nd doped yttrium orthovanadate*. Applied optics, vol. 49, no. 4, pages 644–7, February 2010.

- [Zhang 12] J. Zhang et L. Lucas. *Femtosecond laser micromachining: A back-to-basics primer*. Industrial laser solutions for manufacturing., 2012.
- [Zhu 08] P. Zhu, D. Li, P. Hu, A. Schell, P. Shi, C. R. Haas, N. Wu, et K. Du. *High efficiency 165 W near-diffraction-limited Nd:YVO₄ slab oscillator pumped at 880 nm*. Optics letters, vol. 33, no. 17, pages 1930–2, September 2008.
- [Zhu 12] R. Zhu, J. Wang, J. Zhou, J. Liu, et W. Chen. *Single-frequency pulsed laser source with hybrid MOPA configuration*. Applied optics, vol. 51, no. 17, pages 3826–31, June 2012.

