HAL
open science

Nouveaux concepts pour des sources laser bleues à base de cristaux dopés Néodyme

Emilie Hérault

To cite this version:

Emilie Hérault. Nouveaux concepts pour des sources laser bleues à base de cristaux dopés Néodyme. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2007. Français. NNT : . tel-00157980v1

HAL Id: tel-00157980

https://theses.hal.science/tel-00157980v1

Submitted on 27 Jun 2007 (v1), last revised 27 Jun 2008 (v2)

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.

N° D'ORDRE : 8606

UNIVERSITE PARIS-SUD XI
Faculté des Sciences d'Orsay

THÈSE DE DOCTORAT

SPECIALITE : PHYSIQUE

Ecole Doctorale « Sciences et Technologies de l'Information des Télécommunications et des Systèmes »

Présentée par : Emilie Hérault

Sujet :

Nouveaux concepts pour des sources laser bleues à base de cristaux dopés Néodyme

Soutenue le 12 février 2007 devant les membres du jury :

M. François BALEMBOIS (Directeur de thèse)

M. Benoît BOULANGER

M. Vincent COUDERC (Rapporteur)

M. Richard MONCORGE (Rapporteur)

M. Olivier MUSSET

M. Philippe THEVENIN

M. Fredrik LAURELL (Invité)

N° D'ORDRE : 8606

UNIVERSITE PARIS-SUD XI
Faculté des Sciences d'Orsay

THÈSE DE DOCTORAT

SPECIALITE : PHYSIQUE

Ecole Doctorale « Sciences et Technologies de l'Information des Télécommunications et des Systèmes »

Présentée par : Emilie Hérault

Sujet :

Nouveaux concepts pour des sources laser bleues à base de cristaux dopés Néodyme

Soutenue le 12 février 2007 devant les membres du jury :

M. François BALEMBOIS (Directeur de thèse)

M. Benoît BOULANGER

M. Vincent COUDERC (Rapporteur)

M. Richard MONCORGE (Rapporteur)

M. Olivier MUSSET

M. Philippe THEVENIN

M. Fredrik LAURELL (Invité)

Remerciements

Mes premiers remerciements vont à Monsieur Pierre Chavel qui m'a accueilli au sein du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique.

Je tiens également à exprimer toute ma gratitude à Richard Moncorgé du CIRIL, Vincent Couderc du XLIM, Benoît Boulanger de l'Institut Néel, Olivier Musset de l'Institut Carnot de Bourgogne et Philippe Thévenin du LMOPS pour m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury de thèse. Je remercie tout spécialement Fredrik Laurell de KTH, Royal Insitute of Technology in Stockholm, qui a bien voulu faire le long trajet depuis la Suède. Un grand merci également à Thierry Georges qui a eu l'idée originale du pompage intracavité à 912 nm. Puisse la collaboration entre ELSA et Oxxius perdurer et devenir très fructueuse (A toi de jouer Marc !).

Faire partie de l'Equipe Laser Solide et Applications, c'est entrer dans une grande famille qu'on ne quitte jamais vraiment. Il y a d'abord Patrick, notre chef à tous, qui maîtrise aussi bien la compensation de walk off, que la gestion de la thermique (« la thermique, forcément, ça chauffe au milieu »), les solitons, l'effet Talbot ou encore la recette du gâteau au chocolat. Merci pour ta disponibilité, tes dizaines de bonnes idées à la minute, tes coups de gueule, ton humour…

Ensuite, il y a le « Professeur » François. Merci pour le plaisir que tu prends devant les manips et pour ton enthousiasme communicatif. Merci surtout d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse. Comme tu l'as si bien dit : « Maintenant que l'on a fait les expériences et que l'on sait, on ne recommencerait peut être pas cette thèse de la même manière, mais qu'est ce qu'on s'est amusés ! ».

Une diode en détresse ? Une question métaphysique sur la couleur d'un poster ? Un besoin de féminisme dans ce monde de machos ? Pas de problème, Gaëlle est toujours là. Merci pour ces moments à partager des smarties (merci Séb), des Knoppers (merci Christoph) ou tout autre gâteau laissé négligemment sans surveillance au labo. Merci aussi d'être un pilier fort de cette équipe sur qui on peut toujours compter.

La vie au sein d'ELSA ne serait pas le même sans Fred. Toujours prêt à dégainer une vanne, à l'affût de la moindre pièce mécanique sans défense ou réfléchissant au prochain tour qu'il va jouer (quel sera le prochain poster dans le bureau ?), Fred a besoin de mouvement et surtout de s'occuper les mains avec tout ce qui peut traîner sur un bureau. Grand champion du Yéti Sport en 2004, il est également amateur du petit bonhomme en mousse et de l'hymne de l'Essonne (si si ça existe !). Merci pour tous ces instants partagés ensemble, pour les discussions littéraires à tendance plutôt bédéphiles et surtout pour les fous rires.

L'autre « femtoboy » de l'équipe c'est Marc H.. Aussi calme et posé que Fred est spontané, il n'en cache pas moins un côté farceur et taquin. Merci pour ton humour et pour les surnoms.

Le dernier permanent arrivé dans l'équipe c'est Arnaud. Merci d'avoir partagé mon bureau pendant quelques semaines.

J'en arrive à présent aux anciens. Merci, Séb, de m'avoir soutenue au début de ma thèse en partageant ton bureau, en répondant à mes questions les plus idiotes et naïves et surtout pour les magnifiques photos qui décoraient les murs ! Merci aussi à Mathieu, venu quelques semaines dans mon bureau pour rédiger. Je me souviendrai toujours des moments partagés à contre-chouette à COLOQ Dijon et des super blagues Carambar. Bonne chance en Bretagne ! Je n'oublie pas Aude qui a partagé avec moi l'ambition de créer un laser bleu émettant à 488 nm. Et enfin, merci à celui qui m'a initiée à Crack Attaque, à Dalida, au piercing casse-tête, à Raoul le Pitbull, aux « monsieur-madame », à la remise en forme de faisceaux et à tellement d'autres choses : merci Laurent !

Je me tourne à présent vers l'avenir et les futurs docteurs. Merci Julien d'avoir supporté cinq fois à la suite la bande originale du Dernier des mohicans pendant les manips de thermiques, d'être aussi patient et prévenant. Bon courage dans cette dernière épreuve qu'est la rédaction. Et surtout merci pour le CD de la Compagnie Créole qui a fait notre bonheur avec Pierre. Ce dernier est soi-disant le sportif de l'équipe mais il dit qu'il n'a plus de genou (moi, je dis qu'il bluffe…). C'est un homme sans peur qui connaît les dates de mise en vente de tous les billets de match de rugby. Merci Pierre pour m'avoir supportée en manip et dans le bureau. Pas très loin du bureau de Pierre, se trouve celui de Benjamin qui, pour ne pas faire comme tout le monde, fait des lasers rouges et même des lasers à base de semiconducteurs. Pas toujours réveillé, il fait preuve d'une patience à toute épreuve ; les nombreux appels pour François ou encore les Amis du Palais de la découverte ne sont pas parvenus à lui faire perdre son calme. Merci Benjamin pour ton côté un peu décalé, pour ton savoir-faire en conf' incrustée et pour être le sosie en mieux d'Eric Weiss d'Alias. Un des rares qui comprendra parfaitement cette dernière remarque, parce qu'il a des références proches des miennes, c'est David. Qu'est devenue Willow après Buffy ? Combien y a-t-il de saisons de Stargate ? Qui a gagné l'Eurovision ? Et toutes ces petites questions qui ne servent à rien mais dont on (je) serait(s) content(e) de connaître la réponse, lui, il peut la donner. Merci David de ne pas me regarder comme une extraterrestre dès que je commence à parler séries télé. Merci aussi de m'avoir fait visiter Champion et Versailles by night. Je n'oublie pas Damien, qui vient tout juste de commencer à prendre la suite de Julien. Je n'ai que quelques mots : courage et profite ! J'ai gardé la meilleure pour la fin (facile puisque c'est la seule doctorantE) : Justine. Merci d'être la gentillesse incarnée, toujours disponible. Surtout, ne perd jamais ta longue vue !

Un grand merci à tous les stagiaires et Post Docs qui ont séjourné dans l'équipe pendant ces trois ans : Manuela, Andrea, Yoann et Christoph, le plus français des allemands.

Toute ma gratitude va aussi à Gisèle et Gérard aussi bien pour les mesures sur les cristaux que pour les dessins de mécanique, les problèmes de plomberie ou les discussions sur un coin de marbre.

Aurai-je oublié quelqu'un ? Je remercie évidemment Marc C. et Mickaël a qui j'ai confié mes manips. Je sais quelles sont entre de bonnes mains. Merci Marc pour ta cuisine, Chromatron, le shortcut et ta sensibilité. Merci à toi Mik-mik pour les discussions sérieuses et moins sérieuses, pour la démonstration d'empaquetage au papier-bulle et Chatterton, et ta description poétique du grand froid.

ELSA est jumelée depuis quelques années avec l'équipe Matériaux pour l'Optique et ses Applications du Laboratoire de Chimie de la matière condensée de Paris. Je remercie Gérard Aka, Bruno Viana, Cyrille Varona et Pascal Loiseau pour les discussions captivantes que nous avons eues et leurs conseils avisés.

Je remercie toute l'équipe des TREX Electronique de l'Ecole Polytechnique, et en particulier Yvan, qui m'a donné ma chance, Jean-Yves, qui a accompagné mes premiers pas dans l'enseignement, Nicolas, Andry et les autres moniteurs. Merci aussi à Antonello, qui m'a permis une petite incursion dans les TREX de Physique.

Je n'oublie pas les inconditionnels des régalades à TRT. Merci donc à Loïc, Laurent, Stéphanie, William, Sébastien, Aymeric, Bastien, et tous les autres.

Il y a des rencontres déterminantes dans une vie. J'exprime toute ma gratitude à Alan Miller de l'Université de Saint Andrews pour m'avoir accueilli il y a quelques années au sein de son équipe et donné l'envie de poursuivre dans la recherche.

Je remercie ma famille pour leur soutient inconditionnel et permanent. Merci finalement à Frédéric qui, malgré les sacrifices et les doutes, m'a portée tout le long de cette thèse. C'est évidemment à vous quatre, les piliers de ma vie, que je dédicace cette thèse.

Table des matières

Introduction générale 11

Chapitre I : Etat de l'art et problématique des sources autour de 488 nm 17

I. Etat de l'art et problématique des sources autour de 488 nm 19
I.1. Le laser à Argon 19
I.2. Etat de l'art des sources solides autour de 488 nm 20
I.2.a. Sources à émission directe autour de 488 nm 20
I.2.b. Sources à base de génération de second harmonique 22
I.2.b.i. Lasers à base de matériaux dopés Ytterbium 22
I.2.b.ii. Lasers à base de matériaux semiconducteurs 23
I.2.c. Sources à base de somme de fréquence 27
I.3. Solution proposée 30
I.3.a. Concept 30
I.3.b. Somme de fréquence et choix du cristal non linéaire 31
I.3.c. Conclusion 38

Chapitre II : Choix des cristaux laser 41

II. Choix des cristaux laser 43
II.1. Spectroscopie de l'ion Néodyme 43
II.1.a. Emission autour de 1060 nm 43
II.1.b. Emission autour de 910 nm 44
II.2. Candidats possibles 45
II.3. Comparaison des performances laser des cristaux de $Nd:YVO_4$ et de $Nd:GdVO_4$ sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ 47
II.3.a. Cadre de l'étude 47
II.3.b. Absorption de la pompe 48
II.3.c. Etude de l'amplification d'émission spontanée 53
II.3.d. Mesure de l'élévation de température dans les cristaux 55
II.3.e. Comparaison des performances laser des cristaux de YVO_4 et $GdVO_4$ dopés néodyme en régime continu vers 912 nm - 914 nm 60
II.3.e.i. Etude expérimentale 60
II.3.e.ii. Modélisation d'un laser à quasi-trois dans l'ion Néodyme 62
II.3.f. Performances laser en régime déclenché 69
II.3.g. Conclusion 71
II.4. Conclusion 72

Chapitre III : Sources continues à 491 nm 75

III. Sources continues à 491 nm 77
III.1. Laser bi-longueur d'onde avec un seul cristal laser 77
III.1.a. Lasers bi-longueur d'onde 77
III.1.a.i. Laser bi-longueur d'onde fonctionnant sur la même transition laser 78
III.1.a.ii. Laser bi-longueur d'onde fonctionnant sur deux transitions laser à quatre niveaux 79
III.1.a.iii. Laser bi-longueur d'onde fonctionnant sur une transition laser à quatre niveaux et une transition laser à quasi-trois niveaux 81
III.1.b. Modélisation d'un laser bi-longueur d'onde fonctionnant sur des transitions à quasi-trois et quatre niveaux 82
III.1.b.i. Introduction 82
III.1.b.ii. Equations de base 83

III.1.c. Réalisations expérimentales 87
III.1.c.i. Dispositif expérimental 87
III.1.c.ii. Etude de la compétition de gain 89
III.1.c.iii. Réalisation d'un laser bleu basé sur un laser bi-longueur d'onde émettant à 912 nm et 1063 nm 90
III.2. Source à base de laser bi-longueur d'onde à deux cristaux laser 91
III.2.a. Choix du second cristal laser pour la transition laser à quatre niveaux 92
III.2.b. Réalisation expérimentale 93
III.3. Source à base de deux lasers à cavités imbriquées 94
III.3.a. Principe de la source 94
III.3.b. Réalisation expérimentale 95
III.4. Source basée sur un laser émettant à 1064 nm pompé intracavité par un laser à 912 nm 99
III.4.a. Principe de la source 99
III.4.b. Etude théorique 101
III.4.c. Réalisations expérimentales 106
III.5. Conclusion 108

Chapitre IV : Source impulsionnelle à 491 nm 111

IV. Source impulsionnelle à 491 nm 113
IV.1. Quelle configuration choisir pour la conversion non linéaire ? 113
IV.1.a. Somme de fréquence extracavité 113
IV.1.b. Somme de fréquence intracavité 114
IV.2. Principe du « non linear cavity dumping » 116
IV.2.a. Description du concept 116
IV.2.b. Avantages 119
IV.2.c. Comment choisir la longueur de la cavité à 912 nm ? 120
IV.2.c.i. Cas simplifié : impulsions de forme carrée et conversion non linéaire totale 121
IV.2.c.ii. Cas réel : impulsions de forme gaussienne et conversion non linéaire partielle 124
IV.3. Réalisations expérimentales 127
IV.3.a. Source à 1063 nm 127
IV.3.b. Source à 912 nm 129
IV.3.c. Conversion non linéaire 131
IV.4. Conclusion 133

Chapitre V : Vers des sources bleues de longueur d'onde inférieure à 450 nm 137

V. Vers des sources bleues de longueur d'onde inférieure à 450 nm 139
V.1. Introduction et problématique 139
V.1.a. Motivations : un effet laser inattendu 139
V.1.b. Cadre de l'étude 140
V.2. Etude théorique 141
V.2.a. Fonctionnement d'un laser à trois niveaux – Comparaison avec un laser à quasi-trois niveaux 142
V.2.b. Présentation du modèle 146
V.2.b.i. Introduction 146
V.2.b.ii. Equations de base 147
V.2.c. Etude du gain au seuil 149
V.2.d. Etude de la puissance intracavité 150
V.2.e. Conclusion 151
V.3. Réalisations expérimentales 152
V.3.a. Emissions laser à 880 nm dans un cristal de $Nd:YVO_4$ 152
V.3.a.i. Configuration expérimentale 152
V.3.a.ii. Résultats expérimentaux 153
V.3.a.iii. Conclusion 153
V.3.b. Emission laser à 879 nm dans un cristal de $Nd:GdVO_4$ 154
V.3.b.i. Résultats expérimentaux en régime continu 154
V.3.b.ii. Résultats expérimentaux en régime impulsionnel 155
V.3.b.iii. Conclusion 157

V.3.c. Emission laser en dessous de 900 nm dans un cristal de Nd:YAG 157
V.3.c.i. Dispositif expérimental 157
V.3.c.ii. Résultats expérimentaux dans l'infrarouge 160
V.3.c.iii. Résultats expérimentaux à 449.5 nm 162
V.3.c.iv. Conclusion 164
V.3.d. Conclusion 164
V.3.d.i. Emission dans l'infrarouge 164
V.3.d.ii. Emission dans le bleu 165

***Conclusion générale* 171**

***Annexes* 177**

Annexe A : Source impulsionnelle à 481 nm 179

Annexe B : Etude de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ dans un cristal de Nd:$GdVO_4$ 181

***Liste des publications et conférences de l'auteur sur ces travaux de thèse* 183**

***Bibliographie* 187**

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

L'histoire du laser commence en 1960 lorsque Maiman, suite aux travaux de Schallow et Townes sur le maser, conçoit un laser à base de rubis [Maiman 60]. Ce premier laser, impulsionnel, fonctionne sur la transition purement à trois niveaux de l'ion chrome. La légende raconte que certains théoriciens se moquaient des tentatives de Maiman, prétendant qu'il était impossible de réaliser une inversion de population dans un système à trois niveaux.
Très vite, un autre ion est perçu comme très prometteur : l'ion néodyme Nd^{3+}. Ainsi, en 1061, Johnson et Nassau, des Bell Telephone Laboratories, obtiennent la première émission laser continu dans un cristal de $Nd:CaWO_4$ pompé optiquement [Johnson 61].

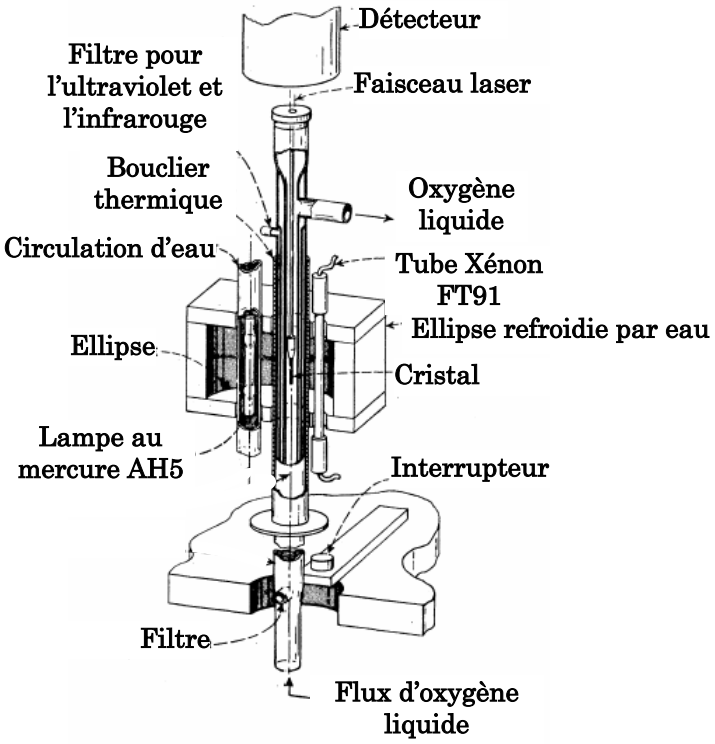


Schéma du premier laser solide pompé optiquement émettant en continu [Johnson 62a].

Lors des années suivantes, plusieurs matrices pouvant accueillir des ions de néodyme sont étudiées, telles que des cristaux de molybdates [Johnson 62b] et de CaF_2 [Johnson 62c]. Le $Nd:CaWO_4$ détiendra un temps le prix du cristal le plus performant, avec une puissance en sortie de 10 mW continu à 1058 nm à température ambiante pour une puissance de pompe de 1.5 kW délivrée par une lampe à mercure [Johnson 62a]. Les auteurs avaient déjà à l'époque mis le doigt sur les problèmes qui prédominent encore aujourd'hui : obtenir suffisamment d'intensité de pompe incidente sur le cristal, utiliser des miroirs possédant des traitements performants et concevoir une méthode efficace de refroidissement de ce cristal. Ce dernier point étant particulièrement critique à l'époque puisque la température d'un cristal mal refroidi pouvait atteindre plus de 1550 °C.
En 1964, un nouveau cristal d'yttrium d'aluminium, ou YAlG, devenu plus tard YAG, écrase ses concurrents dans la course à la performance [Geusic 64]. La

puissance laser continue en sortie passe ainsi de 10 mW à 1.5 W. La puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation à 1064 nm n'est plus que de 360 W, soit cinq fois moins élevée que celle indispensable au cristal de Nd:$CaWO_4$. La véritable histoire des lasers à base de cristaux dopés néodyme peut commencer. En 1965, Geusic et al. conçoivent le premier laser Nd :YAG déclenché pompé en continu [Geusic 65]. En utilisant des cristaux de $LiNbO_3$ ou $Ba_2NaNb_5O_{15}$, les premiers lasers verts à 532 nm à base de génération de second harmonique sont réalisés dans la foulée [Smith 65]. En 1969, une autre raie d'émission du cristal de Nd:YAG à 946 nm, provenant de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ à quasi-trois niveaux, est remarquée [Wallace 69]. L'effet laser obtenu, Wallace et Harris placent un cristal de KDP dans la cavité : le premier laser bleu à 473 nm est né. En 1972, en étudiant plus précisément la spectroscopie de la raie $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ du Nd:YAG, Birnbaum et al. remarquent des raies d'émission à 939 nm, 900 nm et 891 nm [Birnbaum 72]. Leur découverte restera à l'époque anecdotique.

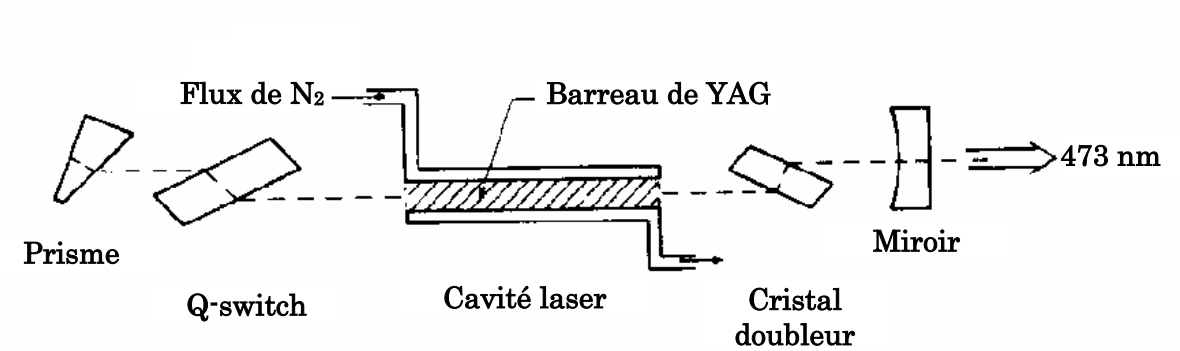


Schéma du premier laser bleu à 473 nm [Wallace 69].

De nos jours la recherche sur les lasers à base d'ion néodyme se poursuit dans plusieurs directions. L'une d'elles consiste à concevoir des sources émettant à des longueurs d'onde encore jamais atteintes. La gamme visible, et notamment les longueurs d'onde dans le bleu, a suscité un intérêt particulier. En plus de leur qualité esthétique qui en font des outils indispensables pour les shows laser ou l'affichage, les lasers bleus possèdent des longueurs d'onde correspondant à une fenêtre de transparence de l'eau. Ils sont ainsi utilisés aussi bien en médecine, biologie, spectroscopie que pour les communications sous-marines. Leurs longueurs d'onde étant courtes, ils sont également particulièrement indiqués dans des applications liées au stockage de données.

L'objectif de cette thèse est de démontrer, qu'en imaginant de nouveaux concepts, il est possible de concevoir des sources bleues originales à base de cristaux dopés néodyme. Dans les quatre premiers chapitres, nous étudierons la possibilité d'atteindre 491 nm par somme de fréquence de deux raies du néodyme, afin de proposer une source alternative au laser à Argon. Après avoir fait un état de l'art sur les sources alternatives déjà proposées (Chapitre I), et réaliser une étude comparative des cristaux laser à notre disposition (Chapitre II), nous imaginerons différentes configurations permettant d'obtenir une source continue à 491 nm (Chapitre III). Pour cela, nous concevrons, entre autre, un laser bi-longueur d'onde émettant à 912 nm et 1063 nm. Nous verrons également qu'il est possible de pomper un cristal vers 910 nm sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$

généralement utilisée en émission. Enfin, en nous basant toujours sur la même somme de fréquence, nous élaborerons un nouveau concept permettant d'obtenir une source bleue impulsionnelle (Chapitre IV).
Dans le Chapitre V, nous renouerons avec les débuts du laser en réalisant un laser sur une transition purement à trois niveaux. Nous réaliserons ainsi un laser émettant cette fois sur une transition habituellement utilisée pour pomper le cristal. En obtenant de cette manière une émission à la longueur d'onde la plus basse accessible dans un cristal dopé néodyme, nous concevrons un laser bleu à 439.5 nm.

CHAPITRE I : ETAT DE L'ART ET PROBLEMATIQUE DES SOURCES AUTOUR DE 488 NM

I. Etat de l'art et problématique des sources autour de 488 nm

I.1. Le laser à Argon

Pour les laseristes, 1964 est l'année où Nicolas Basov, Aleksandr Prokhorov et Charles Townes ont reçu le prix Nobel de physique pour l'invention du maser et du laser. Mais c'est également l'année de l'invention du laser à Argon par William Bridges [Bridges 64].

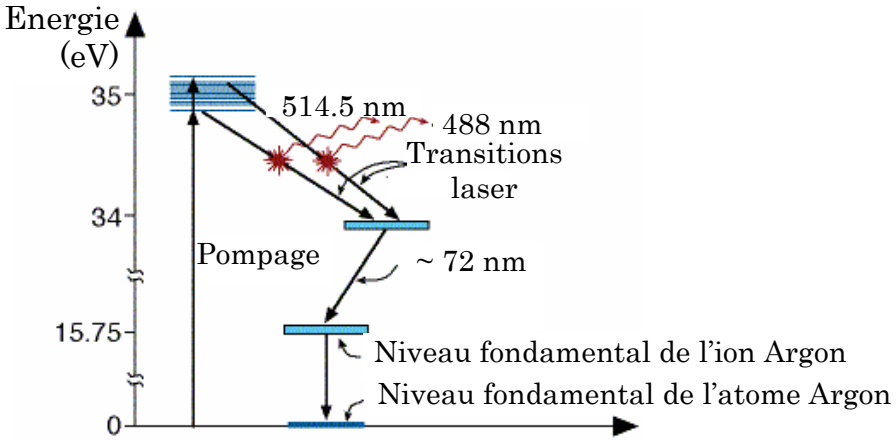


Figure I-1. Principe et niveaux d'énergie du laser à Argon.

Le principe (cf. figure I-1) est de créer une décharge dans un tube d'Argon afin, dans un premier temps, d'ioniser le gaz, puis d'exciter les ions Ar^+. En se relaxant les ions produisent une émission bleue-verte. Plusieurs raies d'émission de 454.5 nm à 528.7 nm peuvent être obtenues (figure I-2), mais les deux plus intenses et plus utilisées sont à 514.5 nm et 488.0 nm.

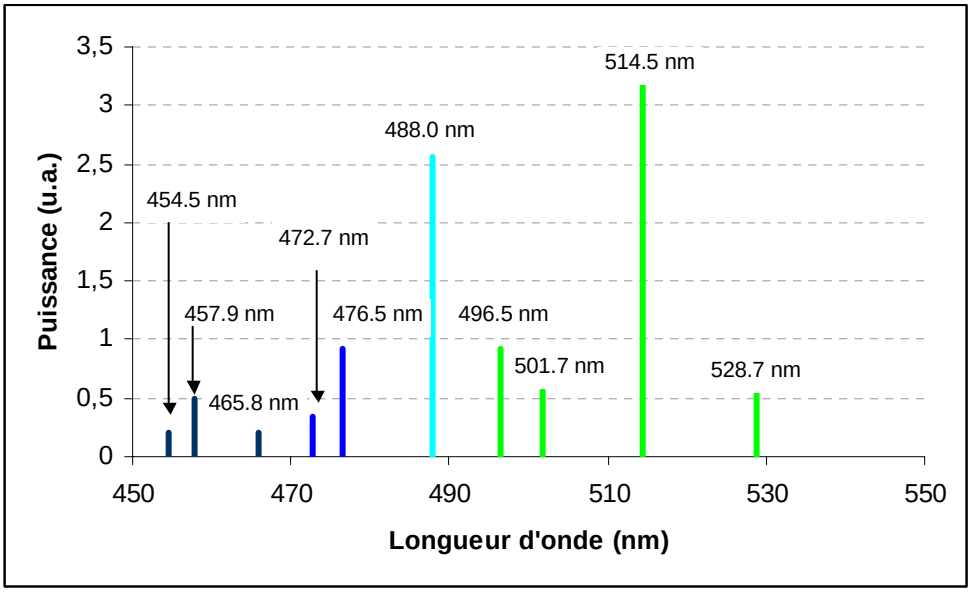


Figure I-2. Spectre d'émission en puissance relative d'un laser à Argon sans sélection spectrale.

Les applications de ce laser sont nombreuses et variées, du pompage d'autres lasers, tels que les lasers à base de cristaux de saphir dopés au Titane, à la microscopie de fluorescence, en passant par les communications sous-marines et la création de spectacles et shows laser. Un des grands domaines d'applications reste la médecine. En effet, l'eau possède une fenêtre de transparence pour des longueurs d'onde inférieures à 500 nm. Au contraire, l'hémoglobine est absorbante pour cette gamme de longueur d'onde. Le laser à Argon permet ainsi de photocoaguler le sang sans abîmer les cellules alentour. Cette technique, permettant d'offrir au patient un plus grand confort, est utilisée aussi bien pour la chirurgie de l'œil que pour la chirurgie dentaire. La raie à 488 nm est également utilisée pour le séquençage du génome.
Ainsi le laser à Argon, de part le nombre de ces applications, a envahi grand nombre de laboratoires et de cabinets médicaux. Il possède cependant un inconvénient majeur : son efficacité électrique/optique est faible (environ 0.1 %). Ceci entraîne naturellement une forte consommation électrique mais également la nécessité d'un refroidissement performant. On trouve ainsi dans le commerce deux types de lasers à Argon. Les lasers à forte puissance (5-10 W à 488 nm [Coherent]) sont refroidis par eau et peu compacts. Mais il existe également des lasers à plus faible puissance (150 mW à 488 nm [Melles Griot]), dont le refroidissement par air permet un conditionnement plus compact. Cependant, les vibrations provenant du système de refroidissement limitent la stabilité du faisceau laser, voire même parfois de l'ensemble de l'expérience autour du laser à Argon.
Ces dernières années, de nombreuses recherches ont été entreprises pour proposer des sources solides, plus efficaces et plus compactes que des sources à gaz, alternatives au laser à Argon. Des études ont montré que pour la plupart des applications dans le vert, ce laser pouvait être remplacé par une source émettant à 532 nm [Mosier 87] [Moncorgé 88]. La conception de sources efficaces à 1064 nm étant maîtrisée, des solutions performantes à base de sources infrarouges doublées en fréquence ont ainsi déjà adoptées [Dmitriev 81] [Bai 04]. En revanche, la conception de sources bleues à 488 nm est plus délicate. Nous nous proposons de faire un état de l'art non exhaustif de ces sources.

I.2. Etat de l'art des sources solides autour de 488 nm

La recherche de sources solides autour de 488 nm s'est particulièrement accentuée ces dernières années. Les configurations développées, avant ou parfois en parallèle de cette thèse, peuvent se regrouper en trois catégories : les sources émettant directement autour de 488 nm, les sources à base de génération de second harmonique et les sources à base de somme de fréquence.

I.2.a. Sources à émission directe autour de 488 nm

Diodes laser

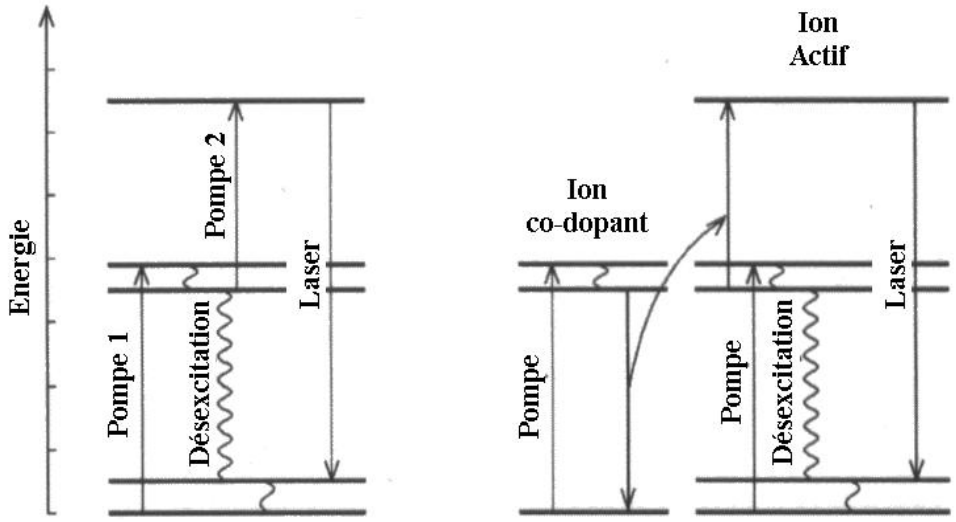
Le développement des diodes laser bleues est motivé principalement par les applications de stockage de données, telles que par exemple la gravure de DVD. Malheureusement, la longueur d'onde visée pour de telles applications est autour

de 400 nm, loin des longueurs d'onde du laser à Argon. Nichia propose ainsi des diodes laser à 400 nm offrant 60 mW [Nichia]. Ils proposent également des diodes laser à 478 nm mais la puissance à cette longueur d'onde n'est plus que de 20 mW. Aucune diode laser n'est proposée à 488 nm, la puissance à cette longueur d'onde n'étant probablement pas encore suffisamment importante.

Lasers à upconversion

Les ions Thulium et Praséodyme possèdent des raies d'émission autour de 488 nm. La difficulté consiste alors dans le pompage de cristaux ou de fibres dopés avec ces ions. En effet, la pompe doit être de longueur d'onde plus basse que la longueur d'onde d'émission et, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédant, il n'existe pas de diodes laser de puissance dans le bleu. Richter et al. ont tout de même réussi à obtenir un effet laser à 488 nm dans un cristal de Pr:YLF pompé à 444 nm par un laser … [Richter 04].

Une autre solution est « l'upconversion », principe basé sur une absorption multiphotonique. Le matériau pompé peut être dopé par un seul type d'ion terre rare ou co-dopé. Dans le premier cas (figure I-3 (a)), un premier photon de pompe permet d'exciter l'ion dopant dans un premier niveau d'énergie. Si un deuxième photon de pompe est absorbé avant que l'ion ne se soit désexcité, celui-ci vient peupler un niveau d'énergie encore plus élevé. La désexcitation à partir de ce dernier niveau produit ainsi un photon de longueur d'onde plus basse que la longueur d'onde des photons de pompe.
Dans le cas d'un matériau co-dopé (figure I-3 (b)), les deux ions dopants absorbent chacun un photon de pompe. En se désexcitant, l'ion co-dopant émet un photon qui est immédiatement absorbé par l'ion actif déjà dans un niveau excité. Si cette absorption a lieu avant que l'ion actif se soit désexcité, celui-ci peut alors peupler un niveau encore plus énergétique. Il y a ainsi transfert d'énergie entre les deux ions. Comme dans le premier cas, la désexcitation de l'ion actif produit un photon plus énergétique que les photons de pompe, donc de longueur d'onde plus basse.



(a) Dopage par un ion terre rare *(b) Co-dopage*

Figure I-3. Principe de l'upconversion dans le cas d'un matériau dopé par un ion terre rare (a) ou co-dopé (b) [Zellmer 99].

Contrairement au pompage classique où l'on observe un transfert d'énergie vers les longueurs d'onde plus élevées, l'upconversion permet d'obtenir une émission visible à partir de photons de pompe infrarouge. Toutefois, compte tenu de la complexité des processus mis en jeu, la probabilité que le cycle se déroule entièrement est relativement peu élevée et le rendement de tels lasers reste faible. Ainsi, une puissance de seulement 70 µW à 486 nm a été obtenue dans un cristal de Tm:YAG refroidi à 10 K et pompé à la fois par un laser à Ti:saphir (340 mW à 785 nm) et par un laser à colorant (100 mW à 638 nm) [Scott 93].
Pour améliorer le rendement, les cristaux ont cédé la place aux fibres optiques, permettant des densités de pompe plus importantes et des longueurs d'interaction plus grandes. Habituellement, les fibres utilisées sont en ZBLAN (fluorure de zircon, baryum, lanthane, aluminium et sodium). Une de ces fibres dopées au Praséodyme a ainsi produit 1 mW à 491 nm pour une puissance de pompe de 200 mW à 835 nm et 280 mW à 1.01 µm [Smart 91]. Une autre fibre, dopée au Thulium, a permis d'obtenir une puissance de 240 mW à 480 nm pour une puissance de pompe absorbée à 1108 nm de 3 W [Faucher 04]. Les systèmes laser à upconversion commercialisés aujourd'hui sont basés sur des fibres co-dopées Ytterbium et Praséodyme, offrant 10 mW à 491 nm [Linos] [Unique Mode]. Le principe a été démontré en 1999 par Zellmer et al.. Ils ont obtenu une puissance de 165 mW à 491 nm grâce à une fibre de ZBLAN co-dopée Ytterbium et Praséodyme pompée par un laser à Ti:saphir fournissant une puissance de 1.6 W à 840 nm [Zellmer 99].

I.2.b. Sources à base de génération de second harmonique

Les sources infrarouges étant généralement plus efficaces que les sources émettant directement dans le bleu, le principe ici est de concevoir une source autour de 976 nm et de produire une émission dans le bleu par doublement de fréquence. Malheureusement, dans notre cas, ceci ne fait que déplacer le problème puisque les sources puissantes à 976 nm étaient peu développées jusqu'à ces dernières années.

I.2.b.i. Lasers à base de matériaux dopés Ytterbium

L'Ytterbium est quasiment le seul ion terre rare possédant une raie d'émission autour de 976 nm. Malheureusement, cette raie correspond à une transition à trois niveaux peu efficace à cause de la forte réabsorption de l'onde laser par l'ion dopant (cf. chapitre V). A notre connaissance, un seul cristal massif dopé Ytterbium a produit une émission en continu. Pompé par un laser en Ti:saphir, ce cristal de Yb:S-FAP a permis d'obtenir 250 mW à 985 nm [Yiou 03]. Toutefois, la conversion non linéaire pour atteindre le bleu à 492.5 nm n'a pas été effectuée.
Les fibres optiques permettent de travailler avec des intensités de pompe plus importantes et ainsi d'atteindre plus facilement l'intensité de pompe de transparence. En utilisant une fibre en silice dopé à l'Ytterbium, pompée par un laser en Nd:YVO_4 émettant à 914 nm, Bouchier et al. ont conçu un laser offrant une puissance de 2 W à 978 nm. En injectant la puissance de ce laser à fibre dans un guide d'onde en niobate de lithium périodiquement polarisé (PPLN), une

puissance de 83 mW à 489 nm a été obtenue [Bouchier 05]. La combinaison d'un laser à fibre dopée Ytterbium et d'un cristal de phosphate de titane et de potassium périodiquement polarisé (PPKTP) a permis d'atteindre 19 mW à 490 nm [Prosentov 03] et, en utilisant en plus un affinement spectral et un amplificateur à 976 nm, 18 mW à 488.7 nm [Soh 04].
Les diodes laser n'étant probablement pas encore suffisamment brillantes, un seul exemple de laser puissant à base de matériau dopé Ytterbium émettant autour de 976 nm a été conçu en pompage par diode laser. En utilisant une fibre microstructurée à double cœur, une puissance de 1.4 W a ainsi été obtenue [Selvas 03].

I.2.b.ii. Lasers à base de matériaux semiconducteurs

Les concurrents directs des matériaux dopés aux ions terre rare sont les matériaux semiconducteurs. Ces matériaux sont obtenus par croissance cristalline de couches semiconductrices constituées de différents matériaux. En choisissant judicieusement ces matériaux, il est possible de concevoir des sources émettant à une longueur d'onde voulue. Pour obtenir une émission autour de 976 nm, on utilise des semiconducteurs III-V, tels que l'indium, le gallium ou l'arsenic, sous forme binaire (GaAs) ou ternaire (InGaAs, AlGaAs, …). On trouve des sources à base de matériaux semiconducteurs sous différentes formes : diodes laser, lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL : *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*) et semiconducteurs pompés optiquement.

Sources à base de diodes laser
Les diodes laser autour de 976 nm ont deux applications principales : le pompage des amplificateurs dopés à l'Erbium et le pompage de matériaux dopés à l'Ytterbium. Elles ont ainsi bénéficié du développement de la technologie des télécommunications, ce qui également permis le développement de sources à base de matériaux dopés Ytterbium.
Ces sources restent néanmoins peu brillantes. Pour obtenir une puissance suffisante après doublement de fréquence, une solution consiste à utiliser un cristal non linéaire particulièrement efficace, tels que par exemple le niobate de potassium ($KNbO_3$), ou les matériaux périodiquement polarisés : le PPLN, le PPKTP ou encore le PPLT (tantale de lithium périodiquement polarisé). L'adéquation entre le spectre d'émission des diodes laser et l'acceptance spectrale de tels cristaux peut cependant limiter le rendement de conversion [Birkin 00]. En amplifiant une diode laser dans une structure de type taper et en effectuant un doublement de fréquence dans un cristal de $KNbO_3$, Fluck et al. ont obtenu une puissance de 10 mW à 488 nm [Fluck 96]. En utilisant trois cristaux de $KNbO_3$ en cascade, 35 mW ont même été produits [Fluck 98]. Le laser Cyan© de Picarro produisant une puissance de 40 mW à 488 nm est composé d'une diode laser dont le spectre est affiné et stabilisé par une cavité externe et d'un cristal non linéaire efficace placé extra-cavité [Picarro].

Sources à base de VCSEL

Un VCSEL est composé de puits quantiques, réalisant le rôle de milieu amplificateur, et de deux miroirs de Bragg fermant la cavité (cf Figure I-4). Le pompage est électrique. Les puits quantiques et les miroirs de Bragg sont conçus pour une longueur d'onde d'émission précise. Toute la structure est épitaxiée sur un substrat, ce qui rend la réalisation assez simple et collective.

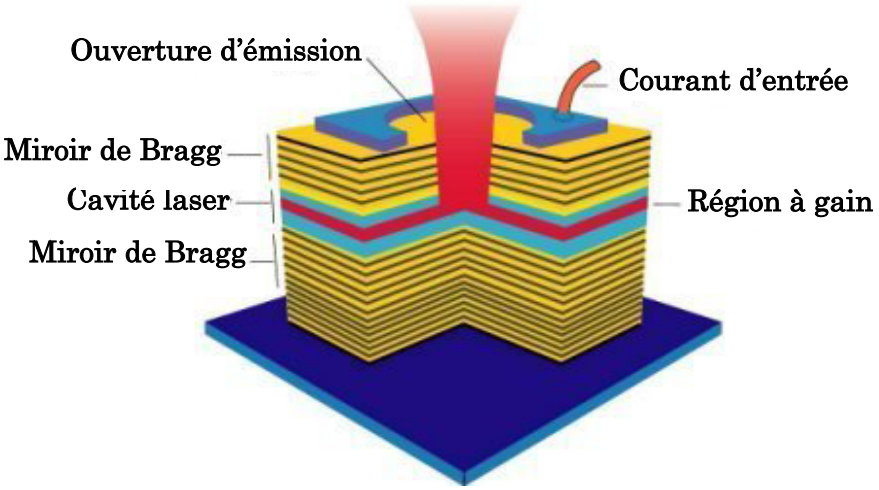


Figure I-4. Structure d'un VCSEL.

Un VCSEL produit un faisceau sans astigmatisme, contrairement aux diodes laser, et l'émission peut être monomode longitudinale. Son point faible vient de la montée en puissance du pompage, limitée par les effets thermiques dans la structure. Typiquement, la puissance en sortie d'un VCSEL est de l'ordre de quelques milliwatts (7 mW [Zhou 02]).

Les effets thermiques peuvent être diminués en agrandissant le mode fondamental de la cavité. C'est ainsi que des structures ont été conçues en remplaçant un des deux miroirs de Bragg par un miroir concave placé à l'extérieur de la structure. On parle alors de laser à cavité verticale étendue émettant par la surface (VECSEL : *Vertical-Extended-Cavity Surface-Emitting Laser*). Novalux propose des VECSEL émettant une puissance de 500 mW en faisceau monomode transverse et 1 W en faisceau multimode à 980 nm [Novalux].

En utilisant un VECSEL émettant 550 mW à 980 nm et en insérant un cristal de PPKTP dans la cavité (cf. Figure I.5), des chercheurs ont mesuré plus de 42 mW à 489 nm [Rafailov 03]. Une autre configuration utilise une structure réalisant un affinement du spectre et un cristal non linéaire en $KNbO_3$ [McInerney 03]. La puissance disponible est alors de 40 mW à 488 nm [Novalux].

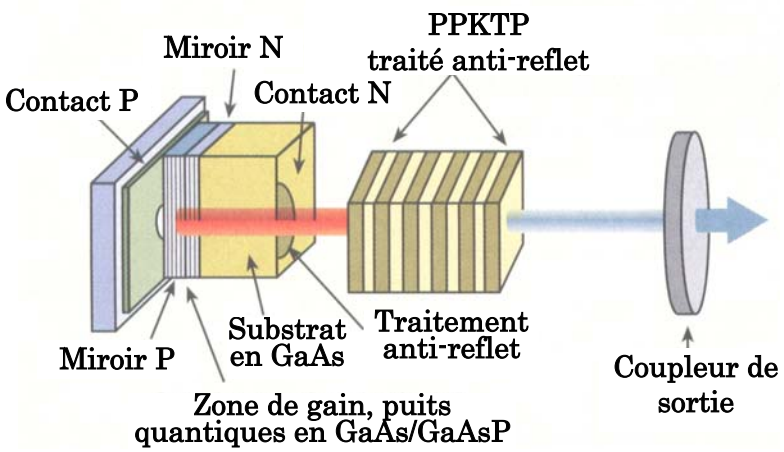
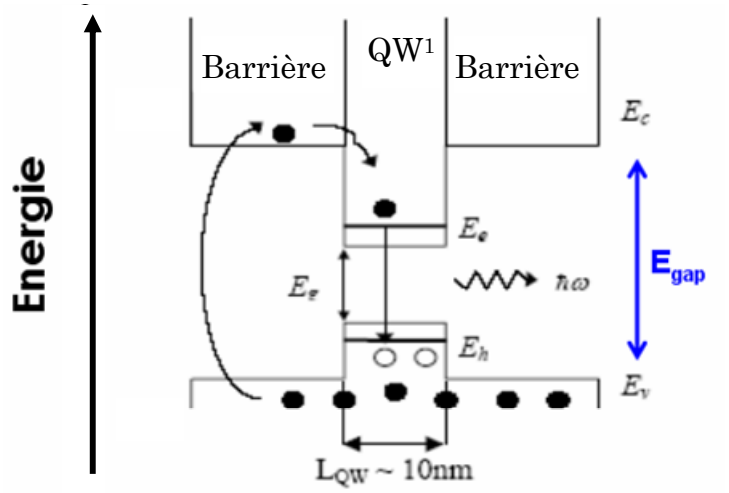


Figure I-5. Source à 489 nm à base de VECSEL doublé intracavité [Rafailov 03].

Le pompage électrique ne permettant pas aisément une montée en puissance, un nouveau type de source à base de semiconducteurs a été imaginé : les semiconducteurs pompés optiquement.

Sources à base de semiconducteurs pompés optiquement

Les semiconducteurs pompés optiquement (OPSL : *Optically Pumped Semiconductor Laser*) sont des demi-VECSEL pompés en général par diode laser. La zone active est une superposition de puits quantiques réalisant le rôle de milieu à gain et de barrières permettant d'absorber les photons de pompe (Figure I-6).



[1] *Quantum Well : Puits quantiques*

Figure I-6. Principe de fonctionnement de puits quantiques pompés optiquement [Garnache 99].

De la même manière que les structures sont conçues pour être amplificatrice à la longueur d'onde d'émission voulue, elles peuvent être réalisées pour être absorbantes à une longueur d'onde de pompe où il existe des diodes laser de puissance. La longueur de la zone gain est de quelques micromètres seulement. Il est donc possible d'utiliser une diode laser de pompe multimode tout en concevant

la cavité laser de façon à obtenir un faisceau laser monomode transverse (cf. Figure I-7).

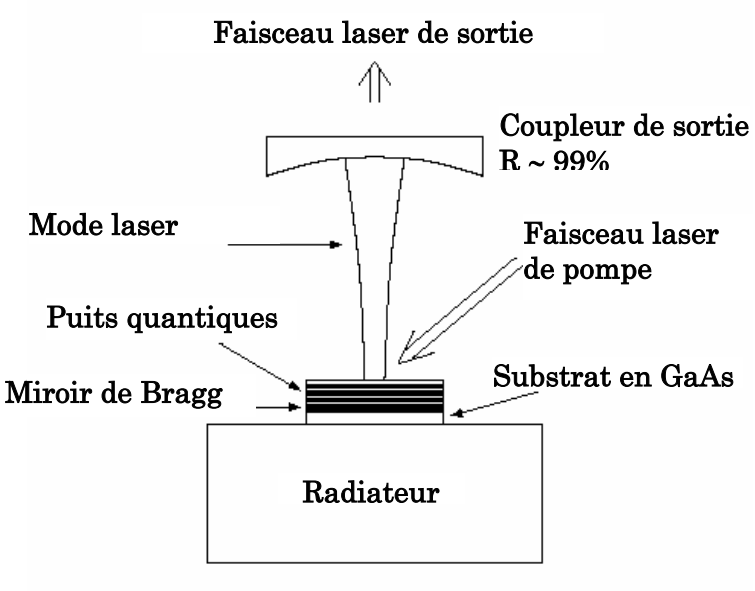


Figure I-7. Schéma d'un semiconducteur pompé optiquement.

Le pompage optique permet d'utiliser une intensité de pompe importante. Il est ainsi possible d'augmenter la puissance extractible d'un VECSEL. Celle-ci est tout de même limitée par les effets thermiques dans la structure. De plus, la longueur d'onde varie en fonction de la température. Il est donc nécessaire d'introduire un élément sélectif en longueur d'onde, tel qu'un étalon Fabry-Pérot, dans la cavité.

La société Coherent est incontestablement la spécialiste des lasers à base de semiconducteurs pompés optiquement et doublés intracavité afin d'obtenir une émission à 488 nm. En 2004, un tel laser à base de semiconducteur pompé par une puissance de 80 W à 808 nm a permis d'obtenir une puissance de 30 W à 976 nm. En introduisant un cristal de LBO intracavité (figure I-8), Chilla et al. ont obtenu une puissance de 15 W à 488 nm [Chilla 04]. La structure devait être refroidie à 10°C.

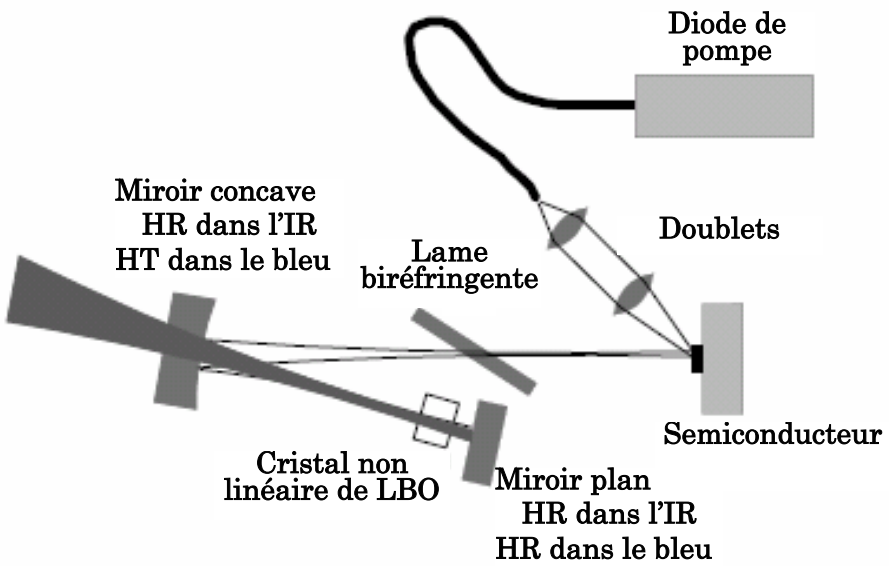
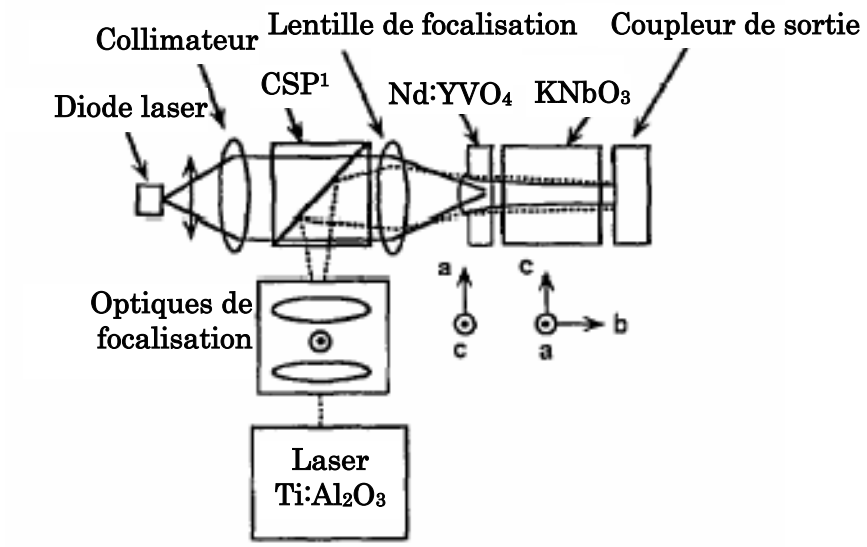


Figure I-8. Dispositif expérimental proposé par Coherent pour une source à 488 nm à base de semiconducteur pompé optiquement et doublé intracavité [Chilla 04].

La version de ce dispositif disponible commercialement offre 500 mW à 488 nm, ce qui reste la puissance la plus grande proposée aujourd'hui [Coherent].

I.2.c. Sources à base de somme de fréquence

Le doublement de fréquence n'est pas la seule conversion non linéaire envisageable. Shichijyo et al. ont les premiers imaginé atteindre le bleu par somme de fréquence [Shichijyo 94]. Le dispositif expérimental utilisé est présenté sur la Figure I-9.



[1] Cube Séparateur de Polarisation

Figure I-9. Dispositif expérimental proposé par Shichijyo et al. pour atteindre le bleu par somme de fréquence [Shichijyo 94].

Un premier laser à base de Nd:YVO_4 émettant à 1064 nm est pompé par diode. Un second laser à Ti:saphir à 910 nm est injecté dans la cavité du premier laser via un cube séparateur de polarisation. La somme de fréquence est réalisée dans un cristal de $KNbO_3$ placé dans la cavité du laser à base de Nd:YVO_4. 20 mW à 490 nm ont ainsi été obtenus.
Une variante de cette configuration consiste à remplacer le laser à Ti:saphir par une diode laser émettant à 915.7 nm et offrant une puissance de 400 mW dans un faisceau monomode transverse [Johansson 04]. La somme de fréquence est réalisée extracavité dans un cristal de PPKTP.
La société Cobolt commercialise depuis 2004 un système basé sur le même principe (cf. Figure I-10).

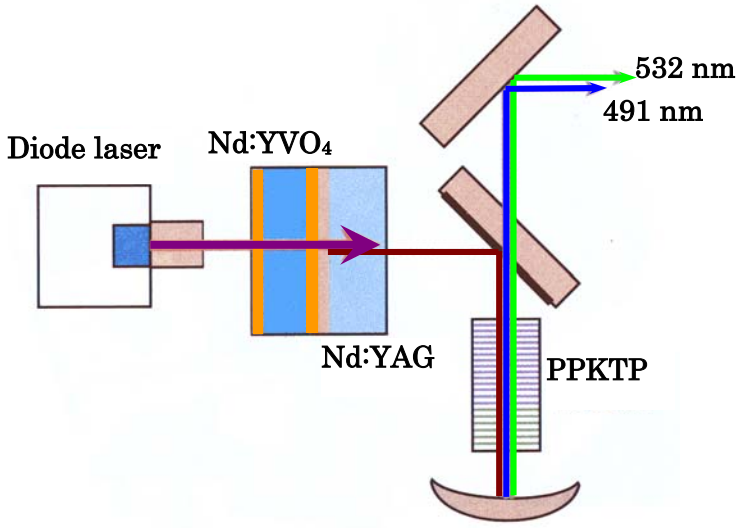


Figure I-10. Dispositif expérimental proposé par Cobolt pour réaliser une source à 491 nm par somme de fréquence.

Une seule diode laser pompe à la fois un cristal de Nd:YVO_4 émettant à 914 nm et un cristal de Nd:YAG émettant à 1064 nm. Les deux faisceaux sont superposés dans un cristal de PPKTP placé dans la cavité du laser à base de Nd:YAG. Le cristal de PPKTP possède deux pas successifs. Le premier pas permet de doubler en fréquence l'émission à 1064 nm pour atteindre le vert à 532 nm alors que le deuxième pas est utilisé pour réaliser la somme de fréquence et obtenir une émission bleue à 491 nm. Ainsi le système permet de disposer de deux faisceaux simultanément, un à 532 nm offrant une puissance de 50 mW et un à 491 nm de puissance 20 mW. Il existe également une version ne proposant qu'une sortie à 491 nm produisant une puissance de 50 mW [Cobolt].

Récapitulatif
Les solutions imaginées comme alternative au laser à Argon autour de 488 nm sont nombreuses et variées. Nous avons dressé un tableau afin de récapituler les performances de chacune.

Type de source solide	Type de pompage (λ_{pompe}[1])	Longueur d'onde d'émission	Puissance	Commercialisée?
Emission directe dans le bleu				
Laser à upconversion dans une fibre de Tm:ZBLAN	Laser à fibre dopée Yb^{3+} (1108 nm)	480 nm	240 mW	Non
Laser à upconversion dans une fibre de Pr:Yb:ZBLAN	Laser Ti:saphir (840 nm)	491 nm	165 mW	Oui Unique mode (10 mW), Linos (10 mW)
Emission dans l'IR + doublement de fréquence				
Laser à fibre dopée Yb^{3+} + PPLN	Laser $Nd:YVO_4$ (914 nm)	489 nm	83 mW	Non
Laser à fibre dopée Yb^{3+} + amplificateur + PPKTP	Diode laser (915 nm)	488.7 nm	18 mW	Non
Diode laser + PPKTP [2]	Electrique	488 nm	40 mW	Oui Picarro (50 mW)
VECSEL + PPKTP	Electrique	489 nm	42 mW	Oui Novalux (50 mW)
OPSL + LBO	Diode laser (808 nm)	488 nm	15000 mW	Oui Coherent (500 mW)
Emissions dans l'IR + somme de fréquence				
Laser Ti:saphir @ 910 nm + laser $Nd:YVO_4$ @ 1064 nm + $KNbO_3$	Diode laser (808 nm)	490 nm	20 mW	Non
Laser $NdYVO_4$ @ 914 nm + laser Nd:YAG @ 1064 nm + PPKTP	Diode laser (808 nm)	491 nm	50 mW	Oui Cobolt (50 mW)

Tableau I-1. Récapitulatif des différentes sources continues émettant autour de 488 nm.

[1] λ_{pompe} : longueur d'onde de pompe

[2] La société Picarro n'a pas communiqué le type de cristal non linéaire utilisé, ne rapportant à son sujet que le fait qu'il est très efficace. Nous pouvons supposé, comme le fait Marshall que c'est un cristal de PPKTP [Marshall 04].

Le développement de sources à 980 nm à base de matériaux dopés Ytterbium en pompage par diode semble pour l'instant freiné par la brillance insuffisante des diodes lasers autour de 915 nm.
Les lasers à base de semiconducteurs offrent le meilleur compromis simplicité/puissance de sortie. Ils nécessitent cependant un effort important de développement technologique.
Avant le début de cette thèse, le concept le moins exploité était celui à base de somme de fréquence. Il n'avait en effet été étudié qu'à travers l'expérience de Shichijyo et al. en 1994. Les avancées technologiques de ces dix dernières années au niveau des diodes de pompes devenues plus puissantes et brillantes et des cristaux lasers à présent plus performants que ceux utilisés à l'époque, permettant d'envisager de nouvelles configurations.

I.3. Solution proposée

I.3.a. Concept

Nous avons décidé d'explorer les possibilités offertes par une configuration basée sur la somme de fréquence. La figure I-11 présente les couples de longueurs d'onde dont la somme de fréquence permet d'obtenir 488 nm. Nous avons également placé les longueurs d'onde permettant d'atteindre 493 nm et 483 nm, limites pour rester dans une gamme de longueurs d'onde acceptable pour remplacer la raie du laser à Argon.

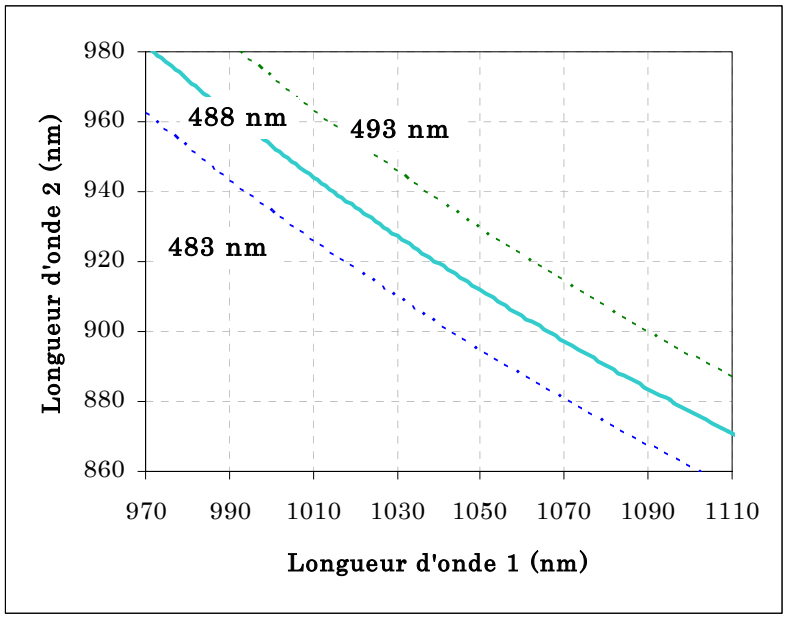


Figure I-11. Longueurs d'onde des signaux dont la somme de fréquence permet d'atteindre 488 nm.

Si on observe les longueurs d'onde d'émission des différents ions terre rare (cf. Figure I-12), on remarque que les longueurs d'onde de la zone rose de la figure I-11 correspondent aux raies d'émission $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ et $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ de l'ion Néodyme.

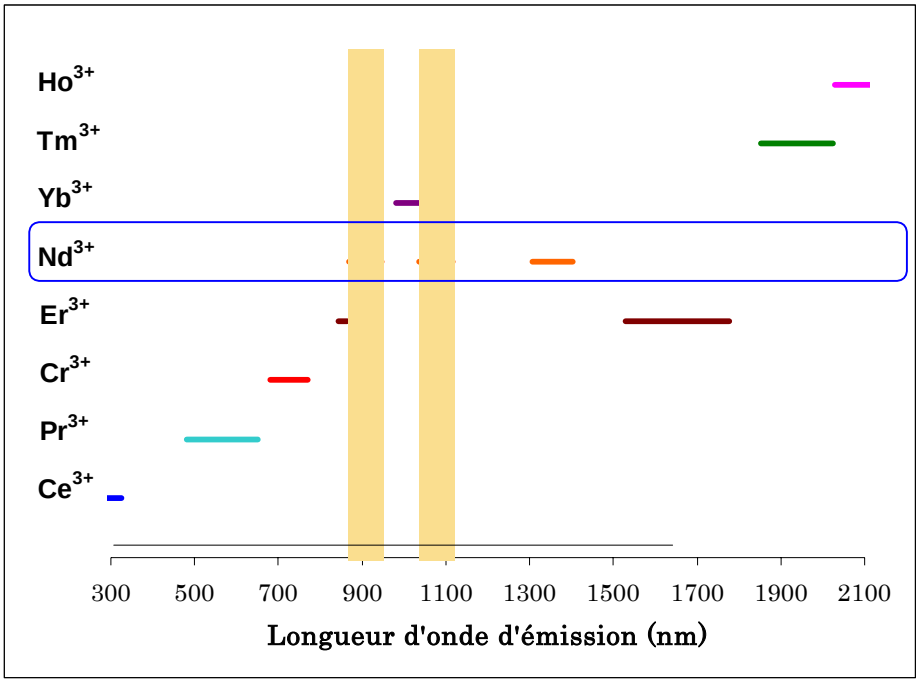


Figure I-12. Longueurs d'onde d'émission pour différents ions terre rare.

Toutes les configurations étudiées dans les chapitres III et IV sont basées sur le même principe : réaliser la somme de fréquence de deux ondes provenant de deux raies d'émission du Néodyme, une autour de 910 nm, l'autre autour de 1060 nm. Le choix des cristaux laser fait l'objet du chapitre suivant. Intéressons nous tout d'abord à la somme de fréquence et au choix du cristal non linéaire.

I.3.b. Somme de fréquence et choix du cristal non linéaire

La somme de fréquence est une conversion non linéaire très largement utilisée pour convertir une onde de l'infrarouge au visible. L'exemple le plus courant est certainement le doublement en fréquence, cas particulier de la somme de fréquence, d'une onde à 1064 nm dans le vert à 532 nm. Kretschmann et al. ont réalisé la somme de fréquence entre une source à 1080 nm et une source à 1444 nm afin d'atteindre le rouge à 618 nm [Kretschmann 99a]. Chen et al ont atteint le jaune à 538 nm grâce à une somme de fréquence entre une onde à 1342 nm et une onde à 1064 nm [Chen 02].

Il existe de nombreux cristaux non linéaires. Le rendement de conversion non linéaire étant directement relié aux qualités du cristal employé, il est ainsi très important de choisir le cristal le plus adapté à notre configuration. Déterminons tout d'abord les critères de ce choix.

Quelques points théoriques sur la somme de fréquence

L'objectif ici est d'extraire les paramètres essentiels influant sur l'efficacité de la conversion non linéaire lors d'une somme de fréquence. Cet effet non linéaire ayant été pour la première fois mis en évidence en 1962 [Miller 62], les bases

théoriques exploitées ici sont connues et assimilées par tous depuis longtemps. Il est possible de trouver une explication rigoureuse et tout à fait claire de ces phénomènes dans de nombreux ouvrages [Shen 84] [Boyd 92]. Nous nous attacherons donc directement à des expressions valables sous certaines approximations qui peuvent paraître fortes, mais qui restent, dans notre cas, tout à fait acceptables.

La somme de fréquence est une interaction de second ordre dite « à trois ondes », que nous identifierons par les indices 1, 2 ou 3. Le principe de base peut être décrit très simplement : si deux ondes de fréquence ω_1 et ω_2 interagissent dans un milieu non linéaire quadratique, elle peuvent produire une troisième onde de fréquence ω_3, telle que $\omega_3=\omega_1+\omega_2$. Dans le cas particulier où $\omega_1=\omega_2$, on parle de génération de second harmonique ou encore de doublement de fréquence.
On suppose que le milieu est homogène, non chargé, non magnétique, et purement quadratique (pas d'interaction non linéaire d'ordre supérieur à 2). On se place dans le cas d'ondes monochromatiques et planes. Pour des faisceaux gaussiens, cette dernière hypothèse signifie que l'on néglige la diffraction des ondes lors de leur propagation, ce qui n'est vrai que dans le plan du rayon de col. Cette approximation reste toutefois justifiée si l'on travaille autour de ce plan et si la longueur d'interaction est bien plus faible que le paramètre confocal des faisceaux laser $b_i = \frac{2\cdot\pi\cdot n_i\cdot w_i^{\,2}}{\lambda_i}$ [Boyd 68] où w_i est le rayon de col du faisceau de l'onde i. Dans ces conditions, la propagation de ces trois ondes dans le milieu non linéaire suivant l'axe z se décrit alors par les équations dites « de propagation » dérivées des équations de Maxwell [Maxwell 1864] :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_1}{\partial z} = -\frac{\alpha_1}{2}\cdot E_1 - \frac{i\cdot\omega_1^{\,2}}{k_1\cdot c^2\cdot\cos^2(\rho)}\cdot d_{eff}\cdot E_3\cdot E_2^{\,*}\cdot e^{(-i\cdot\Delta k\cdot z)} \\ \frac{\partial E_2}{\partial z} = -\frac{\alpha_2}{2}\cdot E_2 - \frac{i\cdot\omega_2^{\,2}}{k_2\cdot c^2\cdot\cos^2(\rho)}\cdot d_{eff}\cdot E_3\cdot E_1^{\,*}\cdot e^{(-i\cdot\Delta k\cdot z)} \\ \frac{\partial E_3}{\partial z} = -\frac{\alpha_3}{2}\cdot E_3 - \frac{i\cdot\omega_3^{\,2}}{k_3\cdot c^2\cdot\cos^2(\rho)}\cdot d_{eff}\cdot E_1\cdot E_2\cdot e^{(i\cdot\Delta k\cdot z)} \end{cases} \qquad \textit{(Equation I-1)}$$

Pour chaque onde i, E_i représente le vecteur électromagnétique, α_i l'absorption du milieu, k_i le vecteur d'onde tel que $k_i = n_i\cdot\omega_i/c$ avec n_i l'indice du milieu. d_{eff} est le coefficient non linéaire effectif d'ordre 2 du milieu et est relié à sa susceptibilité diélectrique non linéaire d'ordre 2, $\chi_{eff}^{(2)}$, par la relation $\chi_{eff}^{\,(2)} = 2\cdot d_{eff}$. $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$ représente le désaccord de phase. ρ est l'angle de double réfraction (également désigné par *walk off* en anglais).
On se place dans le cas où le milieu est transparent aux trois longueurs d'onde ($\alpha_i = 0$) et on suppose un taux de conversion suffisamment faible pour que les intensités des ondes 1 et 2 restent constantes tout au long de la propagation dans le cristal non linéaire. Les équations de propagation deviennent alors :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial E_1}{\partial z} = 0 \\ \dfrac{\partial E_2}{\partial z} = 0 \\ \dfrac{\partial E_3}{\partial z} = -\dfrac{i \cdot \omega_3}{n_3 \cdot c \cdot \cos^2(\rho)} \cdot d_{eff} \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot e^{(i \cdot \Delta k \cdot z)} \end{cases} \quad \textit{(Equation I-2)}$$

En intégrant la dernière équation sur la longueur du cristal non linéaire L, on obtient l'expression de l'intensité à ω_3 en fonction de l'intensité des deux autres ondes :

$$I_3 = \frac{{\omega_3}^2}{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot c \cdot n_1 \cdot n_2 \cdot n_3 \cdot \cos^4(\rho)} \cdot {d_{eff}}^2 \cdot L^2 \cdot \sin c^2\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2}\right) \cdot I_1 \cdot I_2 \quad \textit{(Equation I-3)}$$

où $I = \frac{1}{2} \cdot \varepsilon_0 \cdot c \cdot n \cdot E^2$ et $\sin c(x) = \frac{\sin(x)}{x}$

Si tous les faisceaux possèdent le même rayon de col w et que la répartition de l'intensité est uniforme, on peut réécrire l'équation I-3 en substituant les puissances, plus parlantes, aux intensités :

$$P_3 = \frac{{\omega_3}^2}{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot c \cdot n_1 \cdot n_2 \cdot n_3 \cdot \cos^4(\rho) \cdot \pi \cdot w} \cdot {d_{eff}}^2 \cdot L^2 \cdot \sin c^2\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2}\right) \cdot P_1 \cdot P_2 \quad \textit{(Equation I-4)}$$

On voit se distinguer six paramètres principaux. Tout d'abord, comme on pouvait s'y attendre, plus les puissances des deux ondes fondamentales sont grandes, plus l'intensité de l'onde résultante sera élevée. En régime continu, les puissances sont relativement faibles. Il est ainsi préférable de travailler à l'intérieur de la cavité laser. Les autres paramètres sont caractéristiques du cristal non linéaire : sa longueur L, son coefficient non linéaire d_{eff}, l'angle de double réfraction ρ, et le désaccord de phase Δk. La puissance de l'onde produite est également inversement proportionnelle au rayon de col des faisceaux w. Rappelons-nous que celui-ci est directement lié à la longueur du cristal si l'on veut rester dans l'approximation des ondes planes $\left(L < \frac{2 \cdot \pi \cdot n_i \cdot w_i^2}{\lambda_i}\right)$. Il existe un critère supplémentaire qui peut limiter le nombre de candidats possibles : il faut évidemment que le cristal non linéaire soit transparent aux trois longueurs d'onde en jeu.

Le désaccord de phase est certainement le paramètre le plus important. Il représente la différence de vitesse de propagation de la phase des ondes dans le milieu. D'après l'équation I-4, pour que la conversion non linéaire soit efficace, il est nécessaire que le désaccord de phase soit nul, c'est-à-dire que l'on soit dans une configuration d'accord de phase. Rappelons-nous l'expression de Δk :

$$\Delta k = \frac{1}{c} \cdot (n_3 \cdot \omega_3 - n_1 \cdot \omega_1 - n_2 \cdot \omega_2) \quad \textit{(Equation I-5)}$$

Le moyen le plus couramment utilisé pour réaliser la condition $\Delta k = 0$ est l'accord de phase par biréfringence. Il s'agit d'utiliser le fait que dans les cristaux biréfringents, la vitesse de propagation dépend de la polarisation du faisceau qui s'y propage. Ainsi en choisissant judicieusement l'orientation des axes du cristal par rapport à l'axe de propagation, on peut parvenir à annuler le désaccord de phase. Si les deux ondes fondamentales se propagent suivant la même polarisation, l'onde résultante se propage selon la polarisation orthogonale. On a alors un accord de phase de type I. Si les deux ondes fondamentales, au contraire, se propagent selon des polarisations orthogonales, on dit que l'accord de phase est de type II. La tolérance autour de ces conditions optimales donne lieu à plusieurs acceptances. Tout d'abord l'acceptance angulaire indique l'angle limite autorisé pour les faisceaux afin de respecter la condition d'accord de phase. Celle-ci limite la focalisation des faisceaux. Les indices variant avec la température, il existe également une acceptance thermique. Certains cristaux ont ainsi besoin d'être régulés précisément en température. Enfin, il existe une acceptance spectrale, que nous avons déjà évoquée dans le paragraphe sur les diodes laser doublées en fréquence.
Dans le cas d'un accord de phase critique, l'onde (ou les ondes) polarisée(s) selon l'axe extraordinaire est réfractée avec l'angle ρ par rapport aux ondes (ou à l'onde) polarisée(s) selon l'axe ordinaire, et le recouvrement des faisceaux est de moins en moins bon au cours de la propagation, ce qui limite la longueur utile du cristal. La longueur effective L_e d'interaction dans le cristal est décrite par l'expression [Peltz 05]:

$$L_e = \frac{\sqrt{\pi} \cdot w}{\tan(\rho)} \qquad \textit{Equation I-6}$$

En plus d'être de type I ou II, un accord de phase peut être non critique en angle. Dans ce cas là, l'orientation des axes du cristal est telle que non seulement les ondes se propagent à la même vitesse, mais en plus le vecteur d'onde de l'onde polarisée selon l'axe extraordinaire est colinéaire au vecteur de Poynting qui définit la direction de propagation de l'énergie. On se propage alors dans un des plans principaux du cristal. L'angle de double réfraction ρ est donc nul.

En résumé, pour se situer dans les conditions optimales, on doit rechercher le désaccord de phase nul et si possible l'accord de phase non critique.

Candidats possibles
Le logiciel SNLO, développé par le Sandia National Laboratory aux Etats-Unis et en utilisation libre pour les universités, recense la plupart des cristaux non linéaires connus et présente leurs caractéristiques principales [SNLO]. Nous avons ainsi identifié six cristaux massifs transparents autour de 910 nm, de 1060 nm et de 488 nm et présentant un accord de phase pour la conversion non linéaire que nous souhaitons effectuer. Leurs principales caractéristiques sont présentées dans le tableau I-2.

	BBO	BiBO	KDP	KTP	$KNbO_3$	LBO
d_{eff} (pm/V)	2.01	3.22	0.7	2.76	9.24	0.82
ρ (mrad)	58.64	35.95	28.40	6.41	0	9.86
Acceptance angulaire (mrad.cm)	0.94	1.41	2.14	7.75	∞[1]	5.75
Acceptance thermique (K.cm)	33.75	n.c.[3]	10.5	1.81	0.55	7.08

[1] L'accord de phase est non critique, l'acceptance angulaire est donc infinie au premier ordre. On peut cependant calculer une à partir de la dérivée au second ordre de l'expression de l'indice du cristal en fonction de l'angle. La valeur attendue étant beaucoup plus élevée que celles calculées pour les autres cristaux, nous nous n'avons toutefois pas jugé nécessaire d'effectuer ce calcul.

Tableau I-2. Comparaison des propriétés non linéaires de différents cristaux pour une somme de fréquence entre une onde à 912 nm et une onde à 1064 nm.

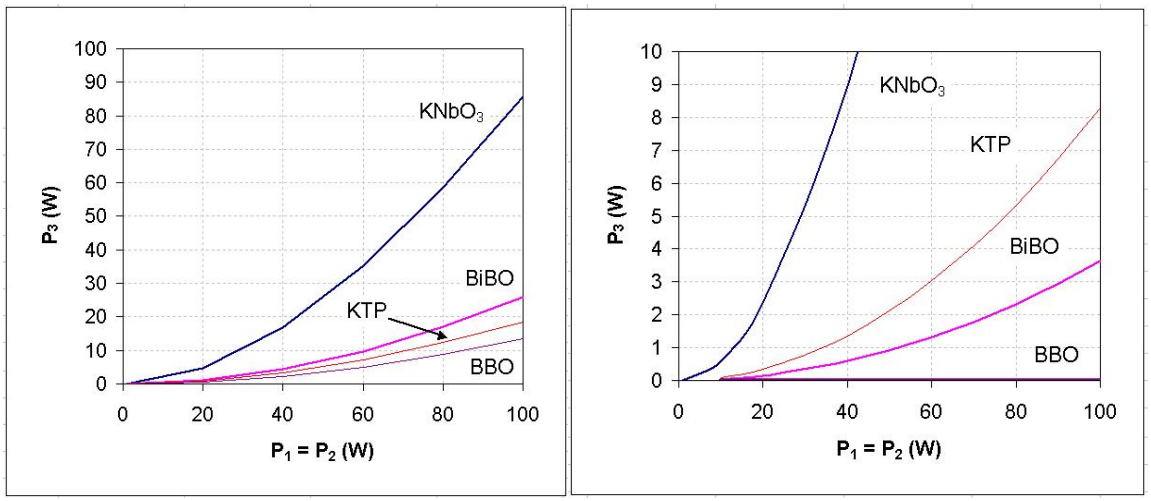
On peut remarquer que l'acceptance spectrale des cristaux ne fait pas partie des critères retenus pour sélectionner notre cristal non linéaire. Contrairement aux diodes lasers, les sources que nous utilisons possèdent en effet un spectre suffisamment étroit pour nous assurer le respect des conditions optimales.

Le KDP (KH_2PO_4) [Choy 76] [Craxton 81] est un cristal souvent utilisé pour réaliser des conversions non linéaires pour des expériences de forte énergie car il peut être fabriqué en très grande taille [Zaitseva 97]. Son faible coefficient non linéaire est alors compensé par les fortes puissances crêtes en jeu. Dans notre cas, c'est-à-dire en régime continu, les puissances restent relativement peu élevées. Le faible coefficient non linéaire est donc rédhibitoire.

Le LBO (LiB_3O_5) [Chen 89] [Velsko 91] [Zheng 04], comme le KTP, est souvent utilisé dans les systèmes commerciaux basés sur des conversions non linéaires. Son principal avantage est le faible angle de double réfraction qu'il présente. Nous l'avons cependant rayé de notre liste à cause de son coefficient non linéaire trop faible.

Pour départager les autres cristaux nous avons simulé leur comportement à l'aide du logiciel SNLO. Ce logiciel permet en effet de simuler une somme de fréquence en régime continu en configuration d'ondes planes en négligeant l'angle de double réfraction (ρ=0) ou de faisceaux gaussiens prenant en compte les conditions de focalisation dans la cavité laser et l'angle de double réfraction. Dans ce dernier cas l'angle de double réfraction est pris en compte. Nous avons ainsi simulé une somme de fréquence entre une onde à 1064 nm et une onde à 912 nm. Les faisceaux ont tous la même taille dans le cristal (w=70 µm). La longueur des cristaux est fixée à 10 mm. Les résultats sont présentés sur la figure I-13.

[3] Non communiquée. La variation des indices en fonction de la température pour le BiBO n'est pas entrée dans le logiciel SNLO. L'acceptance thermique n'est donc pas calculée.



(a) *(b)*

Figure I-13. Comparaison des performances de plusieurs cristaux non linéaires pour la somme de fréquence d'une onde à 912 nm et d'une onde à 1064 nm dans le cas d'ondes planes (a) et de faisceaux gaussiens (b) (w = 70 µm).

Si le BBO (BaB_2O_4) [Eimerl 87] possède un coefficient non linéaire intéressant [Klein 03] [Kellner 98]. Comme on peut le voir sur la figure I-13 (b), il présente en revanche un angle de double réfraction trop élevé et une acceptance angulaire faible, ce qui limite sévèrement ses performances.

Le niobate de potassium ($KNbO_3$) [Wiesendanger 70] [Fluck 97] présente de loin le coefficient non linéaire le plus grand. Il présente de plus un accord de phase non critique à température quasi-ambiante (T=306 K). Cependant, sa faible acceptance thermique implique une régulation très précise en température [Lutz 95].

Le KTP ($KTiOPO_4$) [Tordjman 74] [Baumert 87] est souvent utilisé dans les systèmes commerciaux lorsque les puissances fondamentales incidentes sont faibles grâce à son coefficient non linéaire relativement élevé, son angle de double réfraction faible et sa grande acceptance angulaire [Bierlein 89]. C'est cependant un cristal sujet au problème dit de « grey track » [Loiacono 92] [Boulanger 99], ce qui le dégrade lorsqu'il est soumis à ces puissances trop élevées.

Le triborate de bismuth BiBO (BiB_3O_6) est un nouveau cristal. C'est pour cette raison que toutes les données ne sont pas encore connues. Il offre le coefficient non linéaire le plus élevé après le $KNbO_3$. Il semble que ce cristal soit moins hygroscopique que les autres cristaux à base de borate. Son principal inconvénient est son angle de double réfraction, qui reste toutefois acceptable.

Il existe un autre type de cristaux : les cristaux à quasi-accord de phase ou cristaux périodiquement polarisés. Dans ces cristaux, le désaccord de phase n'est pas nul ; les ondes se propagent donc à des vitesses différentes. Le déphasage entre les ondes est rattrapé en inversant périodiquement le signe du coefficient non linéaire du matériau dont le nom est alors précédé du sigle PP pour « périodiquement polarisé » (*periodically poled* en anglais) [Armstrong 62]. Le pas

du réseau dépend de la conversion non linéaire souhaitée et des longueurs d'onde en jeu. Le quasi-accord de phase présente d'indéniables avantages. Dans cette configuration, l'angle de double réfraction est compensé, ce qui permet d'utiliser des cristaux longs. De plus, les contraintes sur les directions de polarisation étant levées, il devient possible d'accéder au coefficient non linéaire le plus élevé du cristal (souvent le coefficient d_{33}). L'accord de phase n'étant pas parfait mais seulement « quasi », le coefficient non linéaire effectif n'est pas directement le coefficient non linéaire du matériau mais celui-ci diminuer d'un facteur $2/\pi$. Généralement, ce coefficient non linéaire effectif reste plus élevé que les coefficients accessibles grâce à un accord de phase par biréfringence.
Les cristaux les plus courants ayant subi cette structuration périodique sont le niobate de lithium (PPLN) [Yamada 93] et le phosphate de titane et de potassium (PPKTP) [Karlsson 97]. Le PPLN offre le coefficient non linéaire effectif le plus élevé (16 pm/V) mais est très sensible aux dommages photoréfractifs [Glass 78] et doit être chauffé dans un four à une centaine de degrés [Myers 97]. Le PPKTP offre un coefficient non linéaire effectif un peu plus élevé que le $KNbO_3$ (10 pm/V) et fonctionne à température ambiante. Le principal inconvénient de ce cristal est son prix, beaucoup plus élevé que celui des cristaux massifs, et le manque de fournisseurs[4].

Pour des raisons de coût et de facilité d'approvisionnement, nous avons finalement décidé d'utiliser un cristal massif de BiBO, taillé pour un accord de phase en type I. En plus de l'intérêt d'étudier un cristal nouveau, ce cristal nous a semblé présenter un bon compromis entre un coefficient non linéaire suffisamment important et un angle de réfraction raisonnable. Il offre également l'avantage, contrairement au KTP, de ne pas présenter de dommages photochromiques.

[4] En réalité, seule la société Raicol Crystals [Raicol Crystals] propose encore des cristaux de PPKTP depuis que la société Cobolt a décidé de réserver sa production à ses propres produits.

Encadré I-1 : Le Triborate de Bismuth BiB_3O_6 (BiBO)

Cristal de BiBO [FEE]

Bien que l'idée de créer un cristal de triborate de bismuth soit apparue dès 1962 [Levin 62], ce n'est que 20 ans plus tard que Liebertz et al. parviennent à faire croître le premier cristal de BiBO [Liebertz 82]. Il faut attendre encore 17 ans pour le procédé soit suffisamment bien maîtrisé pour produire des cristaux de bonne qualité optique et de taille raisonnable (20×20×30 mm^3) [Becker 99]. La caractérisation du cristal a alors pu débuter avec la mesure des coefficients non linéaires [Hellwig 99] et des coefficients de Sellmeier [Hellwig 00]. Les premières expériences de conversion non linéaires utilisant un cristal de BiBO ont eu lieu en 2001 pour la génération de second harmonique d'une onde à 1064 nm [Teng 01].
Ce cristal combine les avantages d'une grande transparence dans le visible et l'ultraviolet, d'un seuil de dommage élevé et de coefficients non linéaires plus forts que ceux des autres cristaux à base de borate.

I.3.c. Conclusion

Il existe un besoin de remplacer le laser à Argon par une source solide, en particulier à 488 nm. Dans cette optique, l'objectif des premiers chapitres de cette thèse est de vérifier s'il est possible de concevoir une source à 488 nm ± 5 nm à partir de la somme de fréquence de deux raies du néodyme, une autour de 910 nm, l'autre autour de 1060 nm.

Après avoir étudié les possibilités offertes par différents cristaux non linéaires, nous avons décidé d'utiliser un cristal de BiBO qui offre un bon compromis entre coefficient non linéaire et angle de double réfraction. Afin d'optimiser l'efficacité de la conversion non linéaire, ce cristal sera placé intracavité aux deux longueurs d'onde fondamentales.

Afin que notre solution reste compétitive avec les autres sources solides alternatives au laser à Argon que nous avons recensées au début de ce chapitre, nous avons décidé de nous fixer quelques contraintes. L'architecture de la source doit être simple et, moyennant un développement supplémentaire, pouvoir être intégrée dans une structure de type « micro laser ». Dans cette configuration très compacte, les miroirs sont déposés directement sur les cristaux qui sont montés « en sandwich ». Afin de limiter les coûts, nous tenterons de n'utiliser qu'une seule diode laser de pompe et seulement des éléments optiques standards, c'est-à-dire que l'on peut trouver chez de nombreux fournisseurs.

Le principe de notre source bleue peut ainsi être représenté par le schéma suivant :

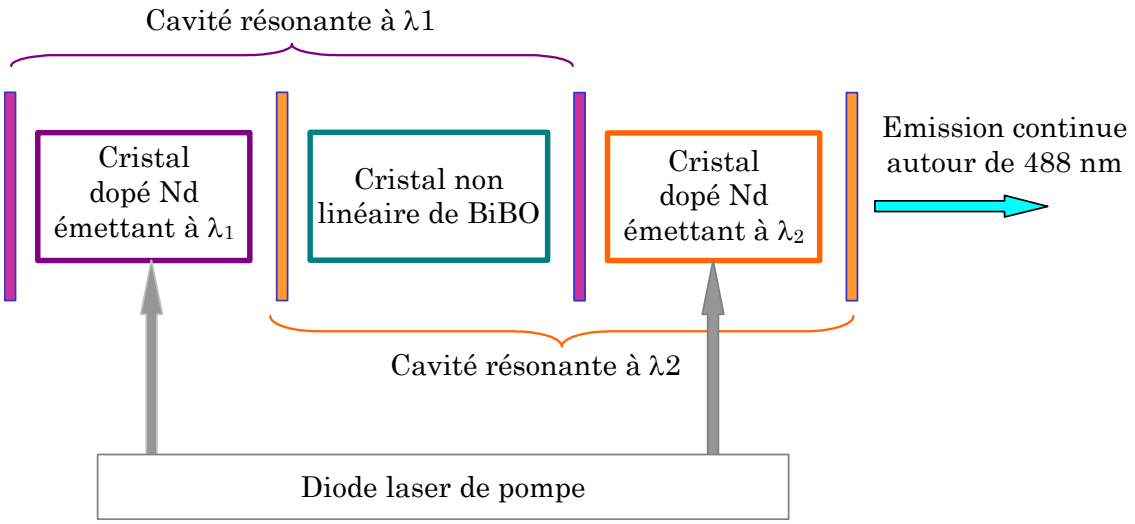


Figure I-14. Schéma de principe de la solution envisagée pour concevoir une source continue autour de 488 nm (λ_1~ 910 nm, λ_2~ 1060 nm).

Nous allons, dans un premier temps, déterminer les cristaux lasers les plus adaptés, notamment en comparant les cristaux de $Nd:YVO_4$ et $Nd:GdVO_4$ (chapitre II). Nous imaginerons ensuite plusieurs nouveaux concepts basés sur le même principe de somme de fréquence intracavité (chapitre III). Nous étudierons ainsi des configurations inédites de lasers bi-longueur d'onde à un ou deux cristaux laser (chapitres III.1 et III.2), ou encore une source à base de deux cavités imbriquées comprenant un recyclage de la pompe (chapitre III.3). Nous examinerons ensuite l'idée de pomper un laser émettant à 1064 nm à la longueur d'onde inhabituelle de 912 nm grâce à une configuration de pompage intracavité (chapitre III.4). Dans le chapitre IV, nous nous changerons de régime afin de vérifier s'il est possible de réaliser la même somme de fréquence en mode impulsionnel. Pour cela, nous étudierons un système original d'extraction de puissance de la cavité par interaction non linéaire, basé une sur conversion non linéaire quasi-intracavité.

CHAPITRE II : CHOIX DES CRISTAUX LASER

II. Choix des cristaux laser

Nous avons décidé de concevoir une source bleue basée sur la somme de fréquence de deux ondes issues de deux raies d'émission de l'ion Néodyme. Après avoir étudié les caractéristiques de ces deux raies d'émission, afin de faire notre choix, nous passerons en revue les différents cristaux lasers pouvant correspondre à notre configuration. Nous mènerons notamment une étude comparative sur certaines propriétés (absorption, conductivité thermique, amplification d'émission spontanée) de deux cristaux de vanadate, le $Nd:YVO_4$ et le $Nd:GdVO_4$, et leur influence sur les performances laser de ces cristaux sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$. Finalement, nous comparerons expérimentalement les puissances à 912 nm et 914 nm qu'il est possible d'obtenir, en régime continu et en régime déclenché, grâce à ces cristaux.

II.1. Spectroscopie de l'ion Néodyme

Les niveaux d'énergie de l'ion Néodyme sont représentés sur la figure II-1 ci-dessous.

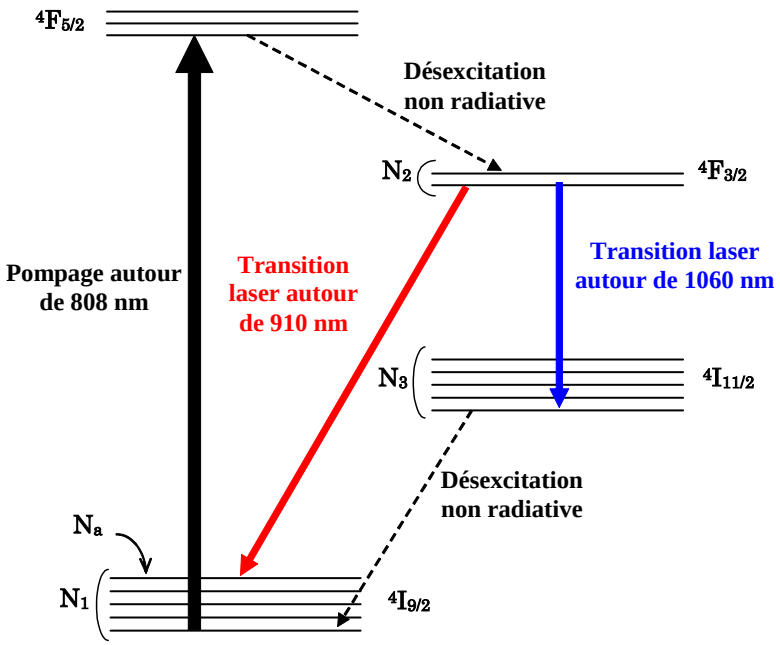


Figure II-1. Diagramme d'énergie de l'ion Néodyme.

II.1.a. Emission autour de 1060 nm

L'émission autour de 1060 nm provient de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$. Comme on peut le voir le diagramme d'énergie, cette transition est de type quatre niveaux.
Le niveau $^4I_{9/2}$ est le niveau fondamental, seul niveau peuplé au repos. Par absorption des photons de pompe vers 808 nm, les ions peuvent peupler le niveau $^4F_{5/2}$. La durée de vie de ce niveau étant très faible, les ions se désexcitent quasiment instantanément, de façon non radiative, vers le niveau métastable

$^4F_{3/2}$. En se désexcitant de ce niveau vers le niveau $^4I_{11/2}$, les ions produisent une émission autour de 1060 nm. La longueur d'onde exacte d'émission dépend évidemment de la matrice d'accueil de l'ion dopant. Le niveau $^4I_{11/2}$, tout comme le niveau $^4F_{5/2}$, a une durée de vie extrêmement brève. Une deuxième désexcitation non radiative a alors lieu immédiatement vers le niveau fondamental. On considère généralement que seulement deux des quatre niveaux sont peuplés : le niveau fondamental et le niveau émetteur.
Le gain linéique d'une transition laser, $g_{4\ niv}$ (en m^{-1}), s'exprime par :

$$g_{4niv}=\sigma_e \cdot N_2 - \sigma_a \cdot N_3 \qquad \textit{(Equation II-1)}$$

où σ_e est la section efficace effective d'émission à la longueur d'onde laser et σ_a la section efficace effective d'absorption à cette même longueur d'onde. N_2 et N_3 représentent la densité de population des niveaux respectivement haut et bas de la transition laser. Dans le cas d'un système à quatre niveaux, le niveau bas de la transition laser n'est pas peuplé ($N_3 = 0$).

L'expression du gain, $g_{4\ niv}$, devient alors :

$$g_{4\,niv} = \sigma_e^{4\,niv} \cdot N_2 \qquad \textit{(Equation II-2)}$$

Dès les premiers photons de pompe absorbés, le milieu devient amplificateur ($g_{4niv}>0$). Cette transition est donc particulièrement efficace.

II.1.b. Emission autour de 910 nm

L'émission autour de 910 nm dans le Néodyme provient de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$. Le diagramme d'énergie, Figure II-1, nous montre que cette transition n'est ni à quatre niveaux, ni tout à fait à trois niveaux, le niveau bas de la transition laser étant le sous-niveau le plus énergétique du niveau fondamental $^4I_{9/2}$. On dit que c'est une transition à « quasi-trois niveaux ».
Les sous-niveaux sont peuplés thermiquement en suivant la statistique de Boltzmann. Le niveau fondamental étant toujours peuplé, ses sous-niveaux le sont donc aussi. Il y a donc réabsorption de l'onde laser. Appelons N_1 la densité de population du niveau fondamental. Celle du sous-niveau le plus énergétique N_a s'exprime alors par :

$$N_a = f_a(T) \cdot N_1 \qquad \textit{(Equation II-3)}$$

avec

$$f_a(T) = \frac{\gamma_b \cdot e^{-E_a/k \cdot T}}{\sum_i \gamma_i \cdot e^{-E_i/k \cdot T}} \qquad \textit{(Equation II-4)}$$

γ_i représente la dégénérescence du sous-niveau i et E_i l'énergie de ce sous-niveau. T est la température locale dans le cristal et k la constante de Boltzmann. La somme au dénominateur se fait sur l'ensemble des sous-niveaux.

Le gain linéique, $g_{quasi\ 3\ niv}$, s'exprime par :

$$g_{quasi3niv}=\sigma_e^{quasi3niv} \cdot N_2 - \sigma_a^{quasi3niv} \cdot N_1 \qquad \textit{(Equation II-5)}$$

Lorsqu'il n'y a pas de pompe incidente sur le cristal (N_2=0), le milieu est absorbant à la longueur d'onde laser ($g_{quasi\ 3\ niv} < 0$).
Pour une intensité de pompe dite « de transparence », le gain s'annule et le cristal devient transparent à la longueur d'onde laser.
Si l'intensité de pompe est supérieure à l'intensité de transparence, le cristal est amplificateur ($g_{quasi\ 3\ niv} > 0$).
On remarque que cette transition est moins efficace que celle à quatre niveaux puisque le cristal ne devient amplificateur qu'à partir d'une intensité de pompe suffisante.

Ceci nous fixe donc des critères dans le choix de la diode laser de pompe : elle doit être suffisamment brillante pour que l'intensité de pompe soit supérieure à l'intensité de transparence tout au long du cristal. Pour la même raison, nous sommes limités dans le choix de la longueur du cristal et de son dopage. Si l'absorption du faisceau de pompe dans le cristal est trop grande, l'intensité de transparence ne sera plus atteinte à l'extrémité du cristal. Nous avons également vu que le niveau bas de la transition laser est peuplé thermiquement. Plus la température est élevée, plus ce niveau se peuple et plus la réabsorption à la longueur d'onde laser est grande. Pour la même absorption, nous privilégierons donc un cristal faiblement dopé et long à un cristal court mais très dopé donnant lieu à des températures plus élevées, tout en restant vigilants quant au problème de recouvrement des faisceaux laser et pompe. Il est également important de soigner le refroidissement du cristal.

II.2. Candidats possibles

Le tableau II-1 présente les principaux cristaux dopés Néodyme dans lesquels l'émission sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ a déjà été démontrée. Ce sont évidemment des cristaux offrant une émission efficace autour de 1060 nm sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$.

	Matrice d'accueil de l'ion Nd^{3+}	YAG	GGG	$YAlO_3$	YLF	YVO_4	$GdVO_4$
	Longueur d'onde de pompe (nm)	808	807	806	798	808	808
	Emission polarisée	Non	Non	Oui	Oui	Oui	Oui
Transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$	Longueur d'onde d'émission (nm)	946	937	930	908	914	912
	Section efficace effective d'émission (10^{-23} m²)	0.23	0.47	0.41	0.12	0.48	0.66
	Deuxième longueur d'onde nécessaire pour atteindre 488 nm (nm)	1008	1018	1027	1055	1047	1050
Transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$	Longueur d'onde d'émission (nm)	1064	1061	1079	1047	1064	1063
	Section efficace effective d'émission (10^{-23} m²)	1.9	1.7	4.6	1.8	14.1	10.1

Tableau II-1. Comparaison de cristaux dopés Nd^{3+} émettant sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$. En cas d'émission polarisée, les données correspondent à la polarisation π [Sun 05] [Sulc 05] [Lin 99] [Fornasiero 99] [Czeranowsky 02] [Sato 04].

On remarque que les sections efficaces d'émission sont plus élevées pour la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$. La transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$, qui, de plus, présente de la réabsorption à la longueur d'onde laser, est ainsi beaucoup moins efficace. Nous nous sommes donc tout d'abord attachés à choisir un cristal optimisé pour l'émission lui correspondant.

Notre objectif étant de réaliser une conversion non linéaire, l'émission laser doit être polarisée. Nous avons, de plus, reporté la longueur d'onde que doit avoir la deuxième émission infrarouge pour que la somme produise une onde bleue à 488 nm.
Sur ces critères, nous avons éliminé le Nd:YAG, le Nd:GGG et le Nd:$YAlO_3$. En effet, il n'existe pas de cristaux dopés Néodyme présentant d'émission entre 1000 nm et 1037 nm. Le Nd:YLF possède un pic d'absorption à 798 nm. Malheureusement les diodes laser à cette longueur d'onde sont plus rares et moins faciles à approvisionner que les diodes à 808 nm. De plus, ces diodes laser sont généralement moins brillantes. Ce point est particulièrement critique puisque nous avons décidé de n'utiliser qu'une diode laser pour pomper les deux sources infrarouges.
Finalement, il ne reste que deux candidats, pour l'émission sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$, deux cristaux de vanadate : le Nd:YVO_4, émettant à 914 nm, et le Nd:$GdVO_4$, émettant à 912 nm.

Une fois choisie le premier cristal, le deuxième oit donc posséder une émission autour de 1050 nm. Nous pouvons encore une fois éliminer le Nd:$YAlO_3$, sa

longueur d'onde d'émission étant trop éloignée. Le Nd:YLF présente l'avantage d'offrir la longueur d'onde permettant d'obtenir exactement 488 nm par somme de fréquence. Il reste cependant le problème de la longueur de pompe qui ne correspond pas à l'absorption maximale des cristaux de vanadate sélectionnés pour la première source.
Il y a encore une dizaine d'année, les laser commerciaux émettant à 1064 nm étaient généralement à base de Nd:YAG. Par la suite, des études ont démontré que les cristaux de Nd:YVO_4 et de Nd:$GdVO_4$ permettaient une émission plus efficace, notamment grâce à une absorption et à une section efficace effective d'émission à 1064 nm plus élevées. Les cristaux de vanadate offrent également l'avantage de produire une émission polarisée. On peut, toutefois, noter que leur conductivité thermique est moins élevée que celle du cristal de Nd:YAG. Ce sont néanmoins de bons candidats pour l'émission sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$.

Finalement, les deux cristaux semblant les plus adaptés pour notre configuration sont les cristaux de vanadate Nd:YVO_4 et Nd:$GdVO_4$. Ces deux cristaux, du même groupe cristallographique, offrent des caractéristiques proches. Plusieurs études ont été menées afin de les comparer sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$, concluant à des performances semblables, le cristal légèrement meilleur que l'autre dépendant de l'article [Chai 94] [Wang 00] [Zhang 03] [Sato 04]. Aucune étude comparative, au contraire, n'est publiée sur leurs performances sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$. Nous nous proposons donc de la mener dans la partie suivante.

II.3. Comparaison des performances laser des cristaux de Nd:YVO_4 et de Nd:$GdVO_4$ sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$

II.3.a. Cadre de l'étude

L'objectif est de comparer les propriétés et le comportement laser des cristaux de Nd:YVO_4 et Nd:$GdVO_4$ dans les mêmes conditions expérimentales. Nous avons ainsi mesuré leur absorption à 808 nm, étudié l'influence de l'amplification d'émission spontanée, évalué leur élévation de température lors du pompage et finalement comparé leurs performances laser sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ en régime continu et déclenché.
Pour mener à bien ces différentes études, nous avons utilisé des cristaux provenant du même fournisseur [Castech]. Ceux-ci sont dopés à 0.1 % et longs de 5 mm. Leurs faces sont traitées anti-reflet à la longueur d'onde de pompe, 808 nm, ainsi qu'aux trois principales longueurs d'onde du Néodyme, 1064 nm, 1340 nm et 914 nm.
Nous avons utilisé le même banc de pompage pour les deux cristaux (figure II-2).

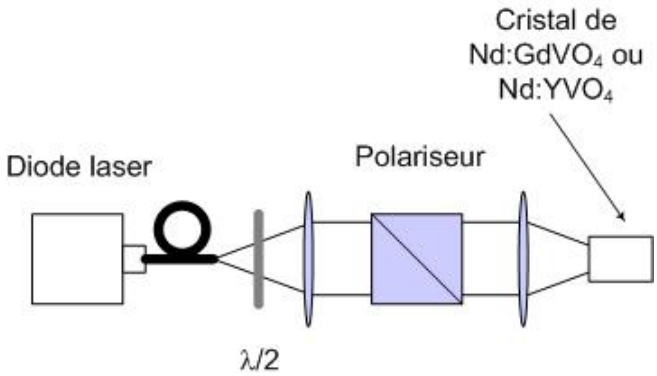


Figure II-2. Banc de pompage pour la caractérisation des cristaux de Nd:YVO_4 et Nd:$GdVO_4$

La diode laser de pompe, émettant à 808 nm, est couplée dans une fibre optique de 200 µm de diamètre et d'ouverture numérique 0.22. La fibre est suffisamment courte pour que la polarisation du faisceau de pompe soit conservée. Une lame demi-onde et un cube séparateur de polarisation permettent d'ajuster la puissance de pompe incidente sur les cristaux de 0 W à 22 W. Le faisceau de pompe est imagé dans le cristal étudié via deux doublets. Le rayon dans le cristal est alors de 100 µm au point de focalisation.

Avant de comparer leurs performances laser, nous avons étudié certaines des propriétés optiques et thermomécaniques des cristaux de Nd:YVO_4 et de Nd:$GdVO_4$.

II.3.b. Absorption de la pompe

Les figures II-3 et II-4 présentent les spectres d'absorption du Nd:YVO_4 [Mc Donagh 06] et du Nd:$GdVO_4$ [Czeranowsky 02] selon les polarisation π et σ.

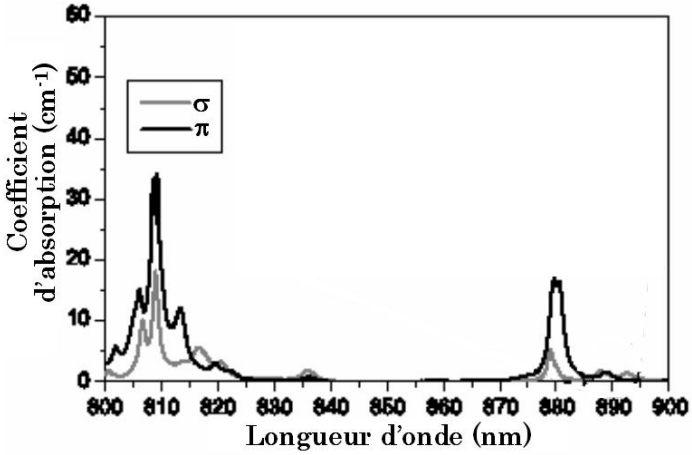


Figure II-3. Spectre d'absorption d'un cristal de Nd:YVO_4 selon les polarisations π et σ.

15

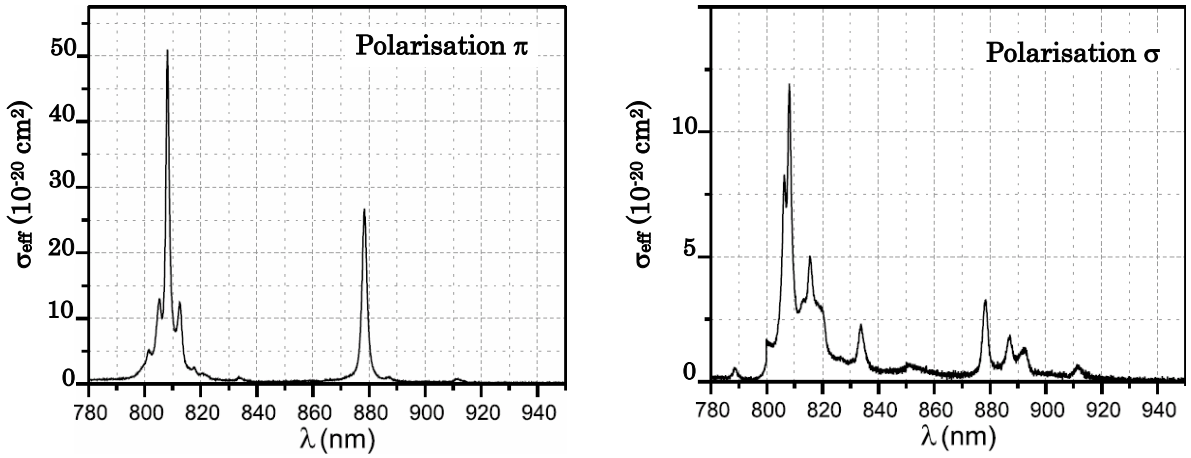


Figure II-4. Spectre d'absorption d'un cristal de Nd:GdVO4 selon les polarisations π et σ.

Le pic d'absorption vers 808 nm est légèrement décalé entre les cristaux. Pour le Nd:YVO_4, il se situe à 808.9 nm alors que le maximum d'absorption pour le Nd:$GdVO_4$ est plutôt à 808.5 nm. Le pic d'absorption des deux cristaux est suffisamment large (~ 4 nm) pour envisager un pompage par diode laser de puissance. Dans la suite des expériences, nous choisirons la polarisation du faisceau de pompe de façon à ce qu'elle corresponde à l'axe des cristaux offrant la plus grande absorption, c'est-à-dire l'axe π.
Les articles publiés au moment de la conception des premiers cristaux de Nd:$GdVO_4$ présentaient ce cristal comme étant le plus absorbant [Jensen 94]. Des articles plus récents, cependant, prétendent que le Nd:YVO_4 offre une section efficace effective d'absorption plus élevée [Czeranowsky 02]. Afin de nous faire notre propre opinion, nous avons comparé l'absorption dans les deux cristaux en pompage par diode. La diode laser utilisée fonctionne à des températures différentes pour chaque cristal afin de fournir la longueur d'onde correspondant à l'absorption maximale pour chacun. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure II-5.

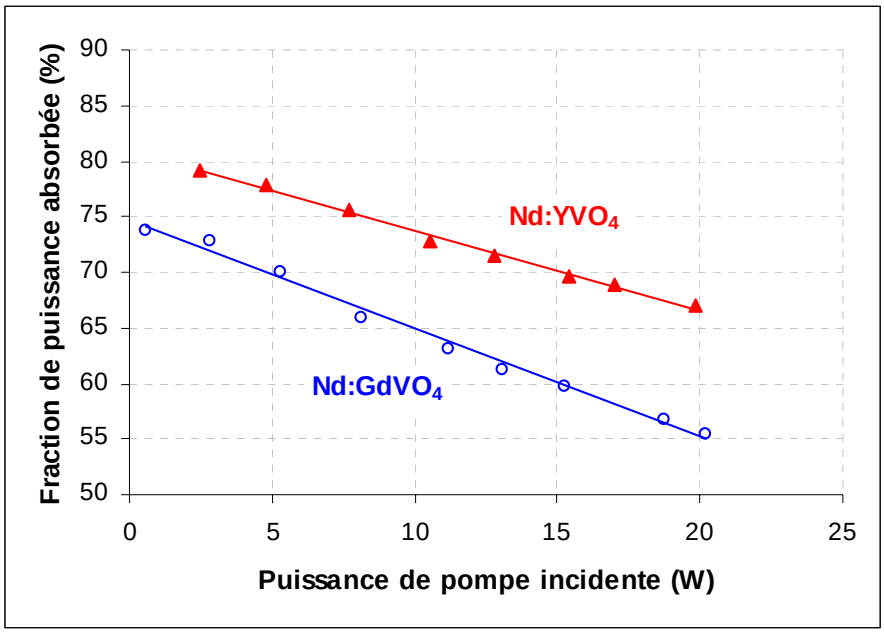


Figure II-5. Mesure d'absorption dans des cristaux de Nd:YVO4 et Nd:GdVO4 selon la polarisation π.

Nos mesures semblent corroborer les résultats présentés dans les articles les plus récents qui démontrent que la section efficace effective d'absorption est plus élevée pour le Nd:YVO_4.
On remarque également que l'absorption, au lieu d'être constante en fonction de la puissance de pompe incidente, décroît. C'est ce que l'on appelle le phénomène de « saturation de l'absorption ». L'absorption dans un cristal est proportionnelle à la section efficace d'absorption, à la longueur du cristal, mais également au nombre d'ions dopants dans l'état fondamental. La longueur du cristal et la section efficace d'absorption étant des données constantes[5], la saturation peut s'expliquer physiquement par une variation de la population de l'état fondamental : le cristal absorbe énormément de photons de pompe, de nombreux ions sont alors excités et l'état fondamental se dépeuple.

Ce phénomène s'explique en étudiant l'évolution de l'intensité de pompe I_p dans le cristal le long de l'axe de propagation z. Celle-ci peut s'exprimer par :

$$\frac{dI_p}{dz} = -\alpha_p \cdot I_p \qquad \textit{(Equation II-6)}$$

L'absorption linéique α_p s'exprime par :

$$\alpha_p = \sigma_p \cdot N_1 - \sigma_{e_p} \cdot N_2 \qquad \textit{(Equation II-7)}$$

où σ_{e_p} et σ_p sont respectivement les sections efficaces effectives d'émission et d'absorption à la longueur d'onde de pompe. Dans notre cas, σ_{e_p} est nulle.

[5] Pour être tout à fait exact, la section efficace d'absorption peut varier avec la température du cristal. Cette variation, cependant, est loin d'être suffisante pour expliquer une telle évolution de l'absorption.

En considérant que seuls les niveaux de la transition laser sont peuplés, et ainsi que $N=N_1+N_2$, l'équation d'évolution temporelle de la densité de population du niveau fondamental N_1 s'écrit :

$$\frac{dN_1}{dt}=\left(\frac{1}{\tau}+\sigma_e^{quasi3niv}\cdot I_{quasi3niv}\right)\cdot N-\left[\sigma_p\cdot I_p+\frac{1}{\tau}+\left(\sigma_a^{quasi3niv}+\sigma_e^{quasi3niv}\right)\cdot I_{quasi3niv}\right]N_1$$

(Equation II-8)

où $I_{quasi3niv}$ est l'intensité laser intracavité

A l'état stationnaire, on obtient pour N_1 l'expression :

$$N_1=N\cdot\frac{\frac{1}{\tau}+\sigma_e^{quasi3niv}\cdot I_{quasi3niv}}{\sigma_p\cdot I_p+\frac{1}{\tau}+\left(\sigma_a^{quasi3niv}+\sigma_e^{quasi3niv}\right)\cdot I_{quasi3niv}}$$

(Equation II-9)

En absence d'effet laser (Iquasi3niv=0), l'expression de l'absorption s'écrit donc :

$$\alpha_p=\sigma_p\cdot N\cdot\frac{\frac{1}{\tau}}{\sigma_p\cdot I_p+\frac{1}{\tau}}$$

(Equation II-10)

Lorsque l'intensité de pompe est faible, l'absorption peut être considérée comme une constante égale à $\sigma_p\cdot N$ que l'on appelle « absorption non saturée ». Si, au contraire, l'intensité de pompe est élevée, plus elle augmente, plus l'absorption diminue.

Lorsqu'il y a saturation d'absorption, si le niveau fondamental se dépeuple, le niveau métastable, lui, devient au contraire fortement peuplé. Estimons la densité de population moyenne dans chacun de ces niveaux. Appelons les fractions de pompe absorbée à faible puissance de pompe et à puissance de pompe maximale respectivement A_0 et A_M. Nous supposons que l'absorption varie exponentiellement le long du cristal, même lorsque la puissance de pompe est maximale. Cette hypothèse est valable pour des puissances de pompe faibles mais devient approximative dès qu'il y a saturation de l'absorption, comme nous le montre les équations II-6 et II-10. Nous supposons également que seule l'émission spontanée est responsable du dépeuplement du niveau excité, négligeant ainsi certains processus tels que l'upconversion, l'amplification d'émission spontanée ou l'absorption par l'état excité. Les résultats du calcul que nous allons mener ne seront donc qu'approximatifs. L'objectif ici étant de comparer l'influence de la saturation d'absorption sur le comportement de chacun des cristaux, les tendances déduites de notre calcul seront suffisantes.
Les fractions de pompe absorbée A_0 et A_M s'expriment donc :

$$\begin{cases}1-A_0=\exp(-\sigma_p\cdot N\cdot L)\\ 1-A_M=\exp(-\sigma_p\cdot N_{1M}\cdot L)\end{cases}$$

(Equation II-11)

où L est la longueur du cristal et N_{1M} la densité de population moyenne du niveau fondamental lorsque la puissance de pompe est maximale.

A puissance maximale, le rapport entre la densité de population moyenne du niveau fondamental et la densité de population totale peut donc s'écrire :

$$\frac{N_{1M}}{N} = \frac{Ln(1-A_M)}{Ln(1-A_0)} \qquad \textit{(Equation II-12)}$$

En supposant que seuls les niveaux haut et bas de la transition sont peuplés, on obtient la relation suivante pour la densité de population moyenne N_{2M} dans le niveau métastable :

$$N_{2M} = N - N_{1M} \qquad \textit{(Equation II-13)}$$

On en déduit donc

$$\frac{N_{2M}}{N} = 1 - \frac{Ln(1-A_M)}{Ln(1-A_0)} \qquad \textit{(Equation II-14)}$$

Les résultats obtenus pour les cristaux de $Nd:GdVO_4$ et $Nd:YVO_4$ sont présentés dans le tableau II-2.

	$Nd:GdVO_4$	**$Nd:YVO_4$**
Peuplement du niveau fondamental $\left(\frac{N_{1M}}{N}\right)$	59 %	67 %
Peuplement du niveau excité $\left(\frac{N_{2M}}{N}\right)$	41 %	33 %

Tableau II-2. Estimation grossière des populations moyennes des niveaux fondamental et métastable dans les cristaux de $Nd:GdVO_4$ et $Nd:YVO_4$ (Puissance de pompe incidente = 20 W).

Si la saturation d'absorption s'observe sur la Figure II-6 pour les deux cristaux, elle est plus marquée pour le cristal de $Nd:GdVO_4$ que pour le cristal de $Nd:YVO_4$. Le niveau émetteur est ainsi plus peuplé dans le $Nd:GdVO_4$. Ce cristal présente un meilleur stockage d'énergie et ainsi un plus grand potentiel pour un fonctionnement en régime déclenché.

Afin de caractériser la saturation d'absorption, on définit un paramètre appelé « intensité de saturation » I_s, s'exprimant par :

$$I_s = \frac{1}{\sigma_p \cdot \tau} \qquad \textit{(Equation II-15)}$$

tel que

$$\alpha_p = \sigma_p \cdot N \cdot \frac{1}{I_p / I_s + 1} \qquad \textit{(Equation II-16)}$$

Les temps de vie du niveau $^4F_{3/2}$ rapportés dans la littérature sont de 100 µs pour les deux cristaux (Encadré II-1). La section efficace d'absorption étant plus élevée dans le cristal de $Nd:YVO_4$ que dans le cristal de $Nd:GdVO_4$, nous devrions observer une saturation d'absorption plus importante dans le cristal de $Nd:YVO_4$.

Puisque nos mesures démontrent le contraire, on peut supposer que, pour de fortes puissances de pompe, des phénomènes parasites influent sur le la population du niveau $^4F_{3/2}$, notamment dans le cristal de $Nd:YVO_4$. La réduction de la population du niveau excité peut être due, en particulier, à trois phénomènes que nous avons négligé jusqu'à présent : l'upconversion [Reddy 83], l'amplification d'émission spontanée [Barnes 99] et l'absorption par l'état excité [Morkel 88] [Guyot 95]. Le paramètre d'upconversion étant très proche dans les deux cristaux (Encadré II-1) et ne disposant pas du matériel nécessaire pour quantifier proprement l'absorption par l'état excité, nous avons choisi d'étudier le phénomène d'amplification d'émission spontanée.

Encadré II-1 : Données caractéristiques des cristaux de $Nd:YVO_4$ et $Nd:GdVO_4$.

	$Nd:YVO_4$	$Nd:GdVO_4$
Temps de vie du niveau émetteur $^4F_{3/2}$ (µs)	100 [Chai 94]	100 [Czeranowsky 02]
Paramètre d'upconversion (10^{-21} $m^3.s^{-1}$)	1.5 ± 0.5 [Chen 00]	1-1.4 [Ostroumov 98]
Section efficace effective d'absorption à 808 nm (10^{-24} m^2)	60.1 (π) [Czeranowsky 02]	53.6 (π) [Czeranowsky 02]
Energie du niveau bas de la transition laser (cm^{-1})	433 [Bagdasarov 68]	409 [Jensen 94]
Section efficace effective d'émission autour de 900 nm (π) (10^{-24} m^2)	4.8 (914 nm) [Czeranowsky 02]	6.6 (912 nm) [Czeranowsky 02]
Section efficace effective d'émission autour de 1060 nm (π) (10^{-23} m^2)	14.4 (1064 nm) [Sato 04]	10.1 (1063 nm) [Sato 04]

II.3.c. Etude de l'amplification d'émission spontanée

L'émission autour de 910 nm subissant une réabsorption par le cristal, seule l'émission spontanée amplifiée autour de 1060 nm peut être à l'origine de la réduction de la population du niveau excité. Afin de la caractériser, nous avons utilisé le dispositif expérimental décrit sur la figure II-6.

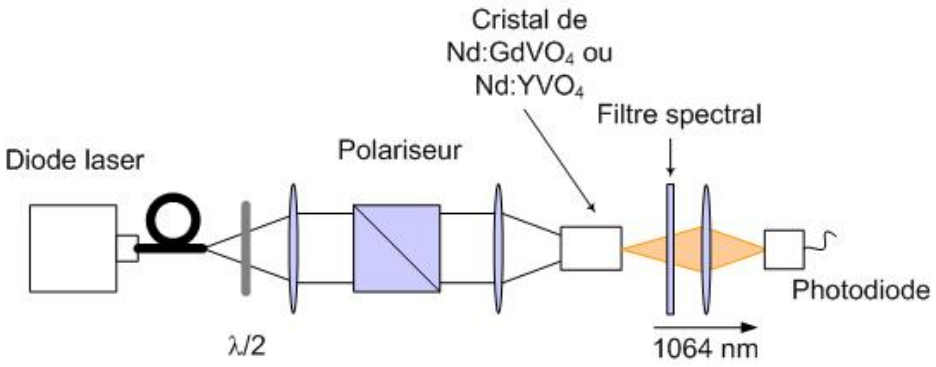


Figure II-6. Dispositif expérimental de caractérisation de l'amplification d'émission spontanée.

Nous avons donc utilisé le même banc de pompage que celui utilisé pour caractériser l'absorption (Figure II-2). La lame demi-onde et le cube séparateur de polarisation permettent d'ajuster la puissance de pompe à 808 nm incidente sur les cristaux de 0 W à 22 W. Le signal, sélectionné autour de 1060 nm grâce à un filtre spectral composé de plusieurs miroirs dichroïques, est collecté sur une photodiode dans l'axe de propagation des faisceaux. Il est tracé en fonction de la puissance de pompe incidente sur le cristal (Figure II-7).

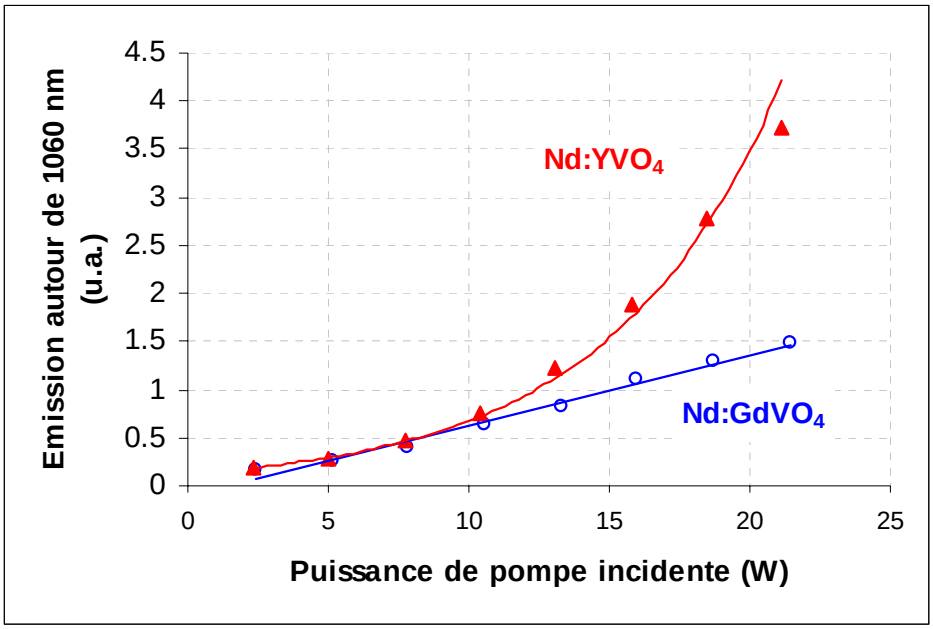


Figure II-7. Signal de fluorescence collecté autour de 1060 nm en fonction de la puissance de pompe incidente pour les cristaux de $Nd:YVO_4$ et de $Nd:GdVO_4$.

La courbe obtenue avec le cristal de $Nd:GdVO_4$ montre une dépendance linéaire entre le signal atour de 1060 nm et la puissance de pompe. L'émission spontanée n'est donc pas amplifiée dans ce cristal. Elle l'est en revanche pour le cristal de $Nd:YVO_4$ où la dépendance est exponentielle [Barnes 99].

Finalement, la section efficace effective d'émission étant plus élevée dans le cristal de $Nd:YVO_4$ [Sato 04], le processus d'émission spontanée amplifiée est plus fort dans ce cristal. Cet effet permet une diminution de la population du

niveau métastable $^4F_{3/2}$, qui vient contrebalancer le dépeuplement du niveau fondamental. La saturation d'absorption est donc plus faible dans ce cristal que dans le Nd:$GdVO_4$.

II.3.d. Mesure de l'élévation de température dans les cristaux

Le niveau bas de la transition laser étant peuplé thermiquement dans une transition à quasi-trois niveaux, il est important d'étudier l'élévation en température dans le cristal laser. Celle-ci, lorsque le cristal est pompé, dépend du système de refroidissement, mais également d'un paramètre intrinsèque au cristal : sa conductivité thermique.

Les premiers articles publiés sur le cristal de Nd:$GdVO_4$ prétendaient que la conductivité thermique de ce cristal était plus de deux fois plus élevée que celle du Nd:YVO_4 (11.7 $W.m^{-1}.K^{-1}$ [Zhang 02] ou 10.7 $W.m^{-1}.K^{-1}$ [Qin 03] pour le Nd:$GdVO_4$ contre 5.1 $W.m^{-1}.K^{-1}$ pour le Nd:YVO_4 [Peng 01]). Ces dernières années, une polémique est née sur la réelle valeur de la conductivité thermique du Nd:$GdVO_4$. Nous avons donc décidé de comparer le comportement thermique des cristaux en utilisant un dispositif de cartographie en température par caméra thermique développé au sein de notre équipe [Forget 04].
Le principe (Figure II-8) est d'imager la face d'entrée du cristal pompé sur une caméra thermique (AGEMA 570, *Flir Systems Inc.*) sensible dans la gamme 8-12 µm à travers un objectif en germanium ne présentant pas d'aberrations (longueur focale 50 mm, ouverture numérique 0.7). La caméra est composée d'une matrice de 240×320 microbolomètres fonctionnant à température ambiante. Le cristal n'étant pas transparent dans la gamme 8-12 µm, on considère que le signal collecté par l'objectif ne provient que de la face d'entrée. Afin de séparer le signal thermique du signal de pompe, le pompage du cristal se fait via une lame dichroïque en ZnSe transparente à 8-12 µm mais hautement réfléchissante à 808 nm.

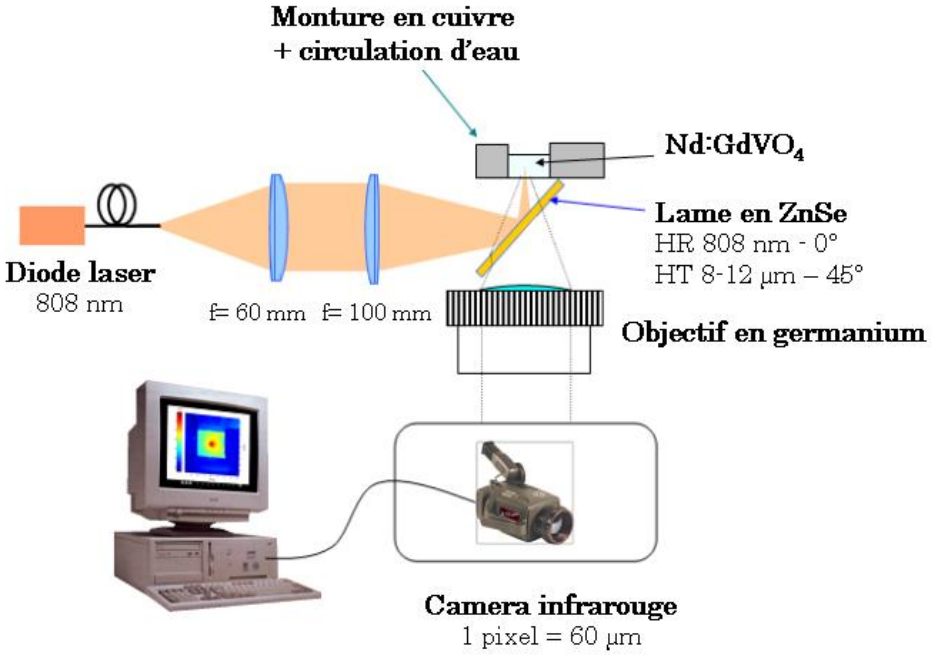


Figure II-8. Dispositif expérimental de mesure thermique.

Grâce à ce dispositif, on peut obtenir une cartographie en température telle que celle présentée sur la figure II-9.

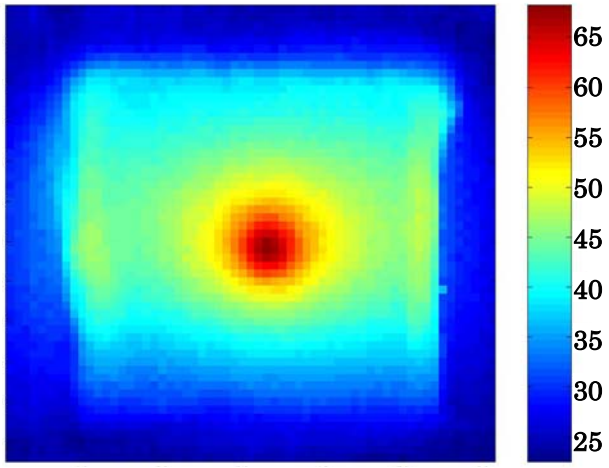


Figure II-9. Carte de température de la face d'entrée d'un cristal de Nd:YVO_4 dopé à 0.1 % pour une puissance de pompe incidente de 16 W.

Le paramètre que l'on cherche à comparer les deux cristaux est la différence de température dans la zone pompée du cristal. En effet, dans le cas où on considère

que l'évacuation de la chaleur se produit radialement, celle-ci est reliée en un point (r,z) à

- la fraction thermique η_h qui représente le rapport entre la puissance thermique dissipée dans le cristal et la puissance de pompe absorbée totale
- la densité de puissance de pompe absorbée $\frac{dP}{dz}$
- la conductivité thermique K_c

par la formule [Chen 97] :

$$\Delta T(r,z) = T(r,z) - T(r_0,z) = -\frac{\eta_h}{4\pi K_c}.\frac{dP}{dz}(z).f(r,z) \qquad \textit{(Equation II-17)}$$

où

$$\begin{cases} f(r,z) = \ln\left(\frac{r_0^2}{w_p^2(z)}\right) + 1 - \frac{r^2}{w_p^2(z)} & si\ r < w_p(z) \\ f(r,z) = \ln\left(\frac{r_0^2}{r^2}\right) & si\ r > w_p(z) \end{cases} \qquad \textit{(Equation II-18)}$$

Le cristal est ici considéré comme étant cylindrique de rayon r_0 pour faciliter les écriture. Les conclusions serait cependant les même si la forme du cristal était parallélépipédique.
Si les conditions expérimentales sont identiques et que la puissance de pompe absorbée est la même dans la première tranche du cristal, le rapport des différences de température entre le centre et le bord du cristal ΔT pour les cristaux de $Nd:YVO_4$ et $Nd:GdVO_4$ s'exprime donc par :

$$\frac{\Delta T_{Nd:YVO_4}}{\Delta T_{Nd:GdVO_4}} = \frac{Kc_{Nd:GdVO_4}}{Kc_{Nd:YVO_4}} \qquad \textit{(Equation II-19)}$$

En mesurant ΔT pour chaque cristal dans des conditions expérimentales strictement identiques, nous pourrons déduire le rapport de leur conductivité thermique. Nous pourrons alors vérifier si ce rapport est de 2.29, comme indiqué dans certains articles de la littérature.

Nous avons comparé les deux cristaux de $Nd:YVO_4$ et $Nd:GdVO_4$ déjà étudiés en absorption. Le banc de pompage utilisé est également le même (faisceau de pompe polarisée, w_p = 100 µm). Les cristaux sont orientés de façon à absorber sur la polarisation π. Nous cherchons à nous mettre dans les conditions pour lesquelles le paramètre $\mathbf{dP}/\mathbf{dz}$ est identique pour les cristaux. Ces derniers possédant la même longueur, nous avons ajusté la puissance de pompe pour que la puissance absorbée pour les deux cristaux soit de 11.2 W. Les profils en température obtenus sont présentés sur la figure II-10.

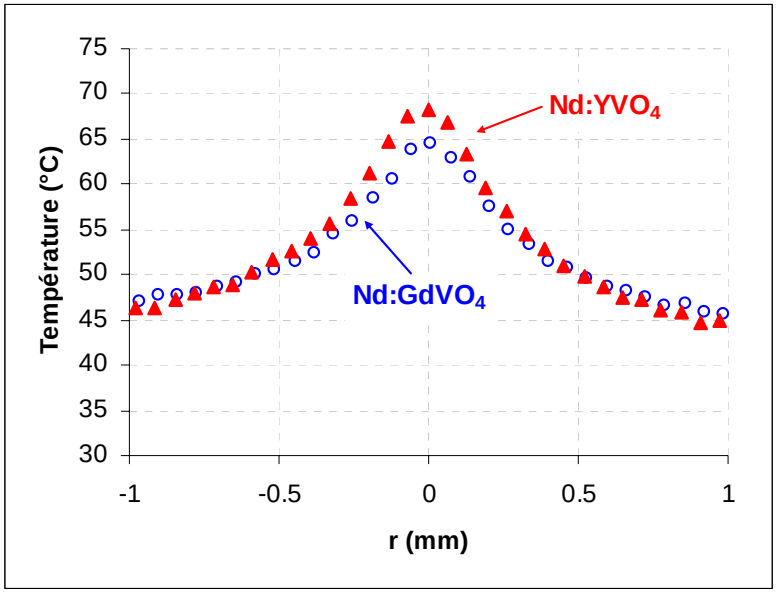


Figure II-10. Profils de température dans des cristaux de Nd:YVO_4 et de Nd:$GdVO_4$ pour la même puissance de pompe absorbée (11.2 W).

La différence de température entre le bord et le centre du cristal mesurée dans le cristal de Nd:YVO_4 est de 24 °C, celle dans le cristal de Nd:$GdVO_4$ est de 19.6 °C. Nous obtenons donc un rapport de 1.22.
Lors de sa thèse, R. Gaumé a mesuré la conductivité thermique de plusieurs cristaux dont le Nd:YVO_4 et le Nd:$GdVO_4$ [Gaumé 02]. Il a obtenu respectivement des valeurs de 6 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ et de 7.8 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$, ce qui correspond à un rapport de 1.3. Les résultats que nous avons obtenus sont en accord avec ces mesures.
En conclusion, la conductivité du cristal de Nd:$GdVO_4$ est effectivement plus élevée que celle du cristal de Nd:YVO_4, mais dans une moins grande mesure que ce qui avait été initialement annoncé [Didierjean 06].

Afin de comparer les conséquences de l'élévation de la température sur le peuplement du niveau bas de la transition laser autour de 910 nm dans les deux cristaux, nous avons enregistré les profils de température, cette fois-ci avec la même de puissance de pompe incidente (20 W). Les résultats sont présentés sur la Figure II-11.

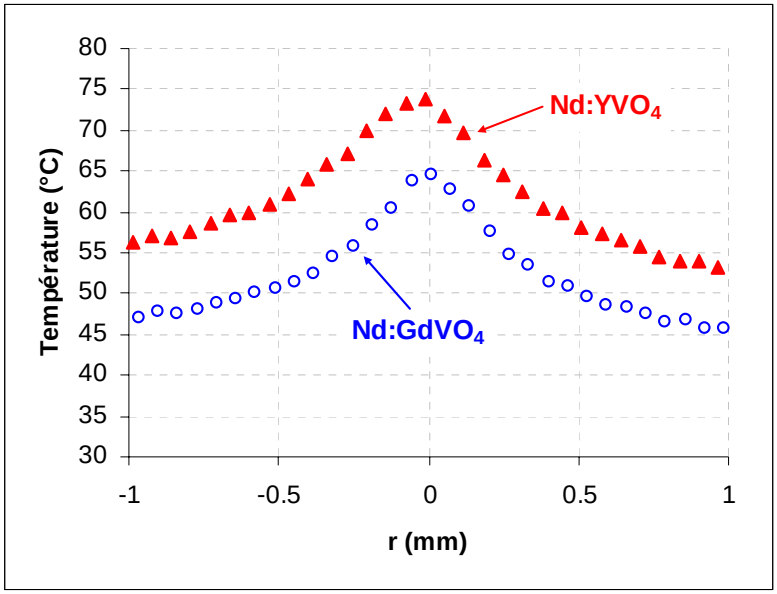


Figure II-11. Profils de température dans des cristaux de Nd:YVO_4 et de Nd:$GdVO_4$ pour la même puissance de pompe incidente (20 W).

L'absorption étant plus grande dans le cristal de Nd:YVO_4, nous mesurons logiquement une température plus élevée (73.7 °C) dans ce cristal, la température dans le Nd:$GdVO_4$ n'étant que de 64.6 °C. On pourrait donc conclure hâtivement que, la température étant plus élevée, le niveau bas de la transition laser est plus peuplé dans le Nd:YVO_4. La réabsorption à la longueur d'onde laser serait alors plus grande et la transition laser moins efficace.
Cependant, l'équation II-4 du paragraphe II.1.b, nous indique que la population du niveau du bas de la transition dépend non seulement de la température mais également de l'énergie des sous-niveaux. La Figure II-12 représente l'évolution de la fraction de population dans le niveau bas en fonction de la température pour les deux cristaux.

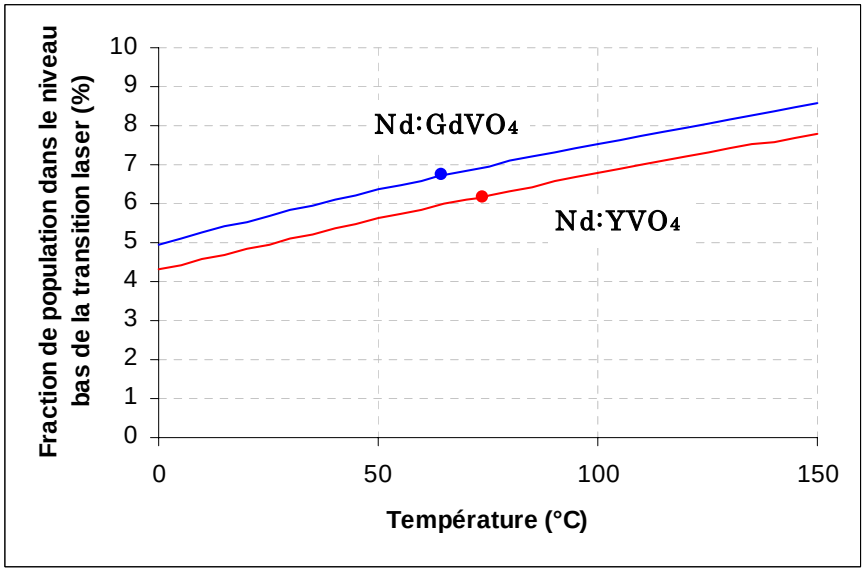


Figure II-12. Comparaison de la fraction de population dans le niveau bas de la transition laser pour des cristaux de Nd:YVO_4 et Nd:$GdVO_4$.

Les deux points correspondent à la température mesurée dans chaque cristal pour 20 W de puissance de pompe incidente. On remarque que même si la température est plus élevée dans le cristal de Nd:YVO_4, l'énergie du niveau bas de la transition laser étant plus grande, son peuplement reste légèrement plus faible (6.1 % pour le cristal de Nd:YVO_4 et 6.7 % pour le cristal de Nd:$GdVO_4$).

En conclusion, même si la conductivité thermique est plus élevée et la température plus faible dans le cristal de Nd:$GdVO_4$, le peuplement du niveau bas de la transition laser est proche pour les deux cristaux. On ne peut donc pas utiliser la conductivité thermique comme argument permettant de choisir le cristal de Nd:$GdVO_4$ pour une émission sur la transition quasi-trois niveau, contrairement à l'habitude prise pour vanter les mérites de ce cristal[6] [Czeranowsky 02].

Après avoir menée une étude comparative des propriétés des cristaux de Nd:YVO_4 et Nd:$GdVO_4$, nous avons décidé de comparer leurs performances laser proprement dites sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$.

II.3.e. Comparaison des performances laser des cristaux de YVO_4 et $GdVO_4$ dopés néodyme en régime continu vers 912 nm - 914 nm

II.3.e.i. Etude expérimentale

Tout comme l'absorption, les longueurs d'onde d'émission sont légèrement décalées entre les deux cristaux : si le Nd:YVO_4 émet à 914 nm, l'émission dans le Nd:$GdVO_4$ se situe plutôt à 912 nm. On peut également remarquer que sur les trois transitions principales dans le Néodyme (1064 nm, 1342 nm et 914 nm), les sections efficaces d'émission correspondant à la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ vers 914 nm sont les plus faibles, vingt fois plus faibles même que celles correspondant à la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ vers 1064 nm. Il est donc nécessaire de prendre des précautions pour obtenir une émission à 912 nm ou 914 nm et éviter une émission laser à 1063 nm ou 1064 nm.

Nous avons utilisé le même banc de pompage et les mêmes cristaux que précédemment. Le dispositif expérimental est illustré par la Figure II-13.

[6] Dans notre cas, les puissances de pompe utilisées restent sous le seuil de fracture des cristaux. La plus forte conductivité du Nd:$GdVO_4$ reste un argument solide pour la conception de lasers de puissance pompés plus fortement et pour lesquels la température dans les cristaux est plus élevée.

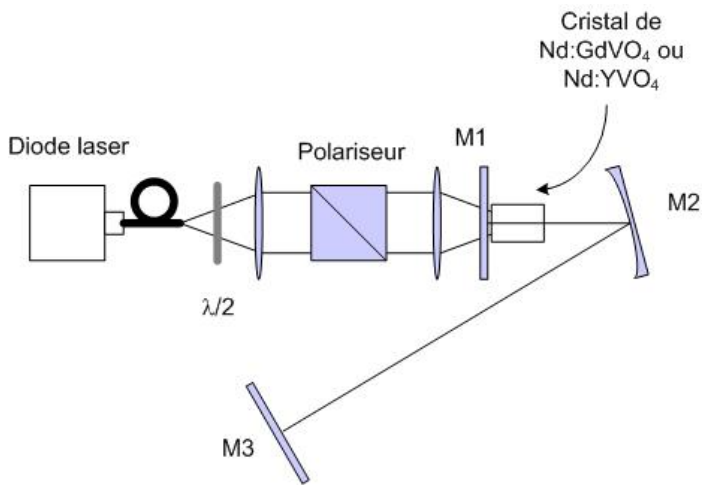


Figure II-13. Dispositif expérimental utilisé pour comparer les performances laser en régime continu de cristaux de Nd:YVO_4 et Nd:$GdVO_4$.

Nous avons choisi une cavité composée de trois miroirs ayant un bras collimaté, car nous ne disposions que de coupleurs de sortie plans. De plus, une telle cavité permet d'ajuster précisément la taille du faisceau laser dans le cristal. Zeller et al. ont démontré que pour limiter la réabsorption du faisceau laser, sa taille doit être légèrement inférieure à celle du faisceau de pompe [Zeller 00]. Nous avons donc ajusté la distance entre les miroirs de la cavité de façon à obtenir un rayon de col de 95 µm.
Les miroirs M1 et M2 possèdent des traitements hautement réfléchissants autour de 914 nm. Le miroir M1 est de plus transparent à la longueur d'onde de pompe 808 nm. Tous les miroirs sont transparents autour de 1064 nm afin d'éviter une oscillation laser à ces longueur d'onde.
La transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ n'est pas très efficace. La transmission du coupleur de sortie ne doit alors pas être trop élevée. Nous avons donc choisi un coupleur de sortie ayant une transmission de 5 % à 912 nm-914 nm.
Nous avons obtenu les résultats présentés sur la Figure II-14.

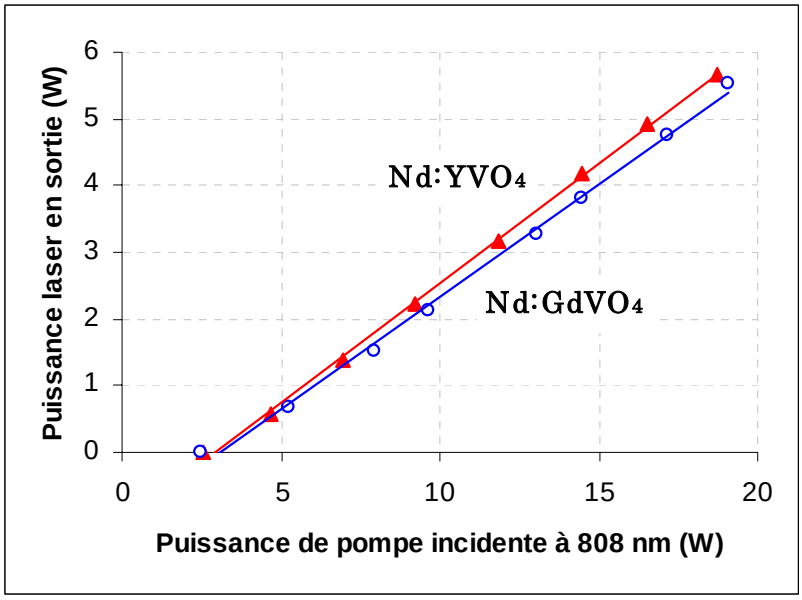


Figure II-14. Performances laser en régime continu de cristaux de Nd:YVO4 et Nd:GdVO4 en fonction de la puissance de pompe incidente.

Pour le cristal de Nd:YVO_4, on mesure un seuil d'oscillation à 2.5 W de puissance de pompe incidente. L'efficacité laser, déduite à partir de la pente de la droite, est de 36 %. On obtient une puissance maximale en sortie de 5.7 W à 914 nm, ce qui correspond à un rendement optique/optique de 30 %.
Les performances obtenues avec le cristal de Nd:$GdVO_4$ sont très proches avec le même seuil laser à 2.5 W de pompe incidente, une efficacité de 34 % et une puissance maximale de 5.5 W à 912 nm correspondant à un rendement optique/optique de 29 %.

Malgré des différences dans les caractéristiques spectroscopiques des deux cristaux, les résultats obtenus sont trop similaires pour déterminer si un cristal est vraiment plus performant que l'autre sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$.
Afin de comprendre quels sont les principaux paramètres influents sur la puissance laser en sortie, nous avons utilisé un modèle numérique permettant de simuler le comportement d'un laser à quasi-trois niveaux.

II.3.e.ii. Modélisation d'un laser à quasi-trois dans l'ion Néodyme

Introduction
Notre modèle se base sur celui développé au sein de notre équipe par Augé et al. décrivant le comportement d'un laser à quasi trois niveaux, initialement pour un cristal dopé à l'ion Ytterbium, et pompé par diode [Augé 00]. Il présente l'avantage de prendre en compte l'évolution spatiale de la taille des faisceaux dans le cristal laser, et en particulier celle du faisceau de pompe, particulièrement divergent. L'évolution de la température, directement liée à l'efficacité laser d'une transition à quasi-trois niveaux, est également calculée. Afin de simplifier les calculs, puisque nous décrivons le fonctionnement du laser en régime continu et que, dans ce cas, la population du niveau haut de la

transition laser est faible, nous n'avons pas tenu compte de la saturation de l'absorption le long du cristal, et fait l'approximation d'une évolution exponentielle de la puissance de pompe.

Propagation des faisceaux

Les faisceaux sont considérés gaussiens. L'intensité laser $I_{quasi3niv}$ et l'intensité de pompe I_p dépendent ainsi de l'axe de propagation z et de la distance r à l'axe z, selon l'expression ci-dessous :

$$I_i(r,z) = \frac{2 \cdot P_i(z)}{\pi \cdot w_i^{\,2}(z)} \cdot e^{-\frac{2 \cdot r^2}{w_i^{\,2}(z)}} \qquad \textit{(Equation II-20)}$$

P_i représente la puissance intracavité de pompe (i=p) ou de laser sur la transition à quasi-trois niveaux (i=quasi3niv). $w_i(z)$ est le rayon du faisceau de pompe ou de laser à $1/e^2$ au cours de sa propagation le long du cristal et s'exprime par :

$$w_i = w_{i0} \cdot \sqrt{1 + \left(M_i^{\,2} \cdot \frac{\lambda_i}{\pi \cdot n_i \cdot w_{i0}} \cdot (z - z_{i0}) \right)^2} \qquad \textit{(Equation II-21)}$$

où w_{io} représente le rayon du faisceau à $1/e^2$ au col, z_{io} la position du col dans le cristal, n_i l'indice du cristal à la longueur d'onde λ_i et M_i^2 le facteur de qualité spatiale du faisceau. Dans notre cas, nous considérons que les deux faisceaux issus des transitions laser sont monomodes. Nous prenons ainsi $M_{quasi3niv}^2=1$. A l'inverse, le faisceau de pompe est particulièrement divergent et nous avons estimé qu'il présentait un facteur de qualité de $M_p^2=37$.

Prise en compte de la température dans le cristal

Comme nous l'avons vu lors du paragraphe II.3.d, en supposant que le profil de pompe est de type « top hat », c'est-à-dire que la puissance ne dépend pas de la coordonnée radial r, l'évolution de la température dans le cristal se décrit par l'expression [Chen 97]:

$$\Delta T(r,z) = T(r,z) - T(r_0,z) = -\frac{\eta_h}{4\pi K_c} \cdot \frac{dP}{dz}(z) . f(r,z) \qquad \textit{(Equation II-22)}$$

où
$$\begin{cases} f(r,z) = \ln\left(\dfrac{r_0^2}{w_p^2(z)}\right) + 1 - \dfrac{r^2}{w_p^2(z)} & \textit{si } r < w_p(z) \\ f(r,z) = \ln\left(\dfrac{r_0^2}{r^2}\right) & \textit{si } r > w_p(z) \end{cases}$$

Nous faisons l'approximation que l'évolution de la puissance de pompe le long du cristal est exponentielle. Nous pouvons ainsi écrire :

$$T(r,z) = T(r_0,z) + \frac{1}{4\pi K_c} \cdot \left(1 - \frac{\lambda_p}{\lambda}\right) . \alpha_p \cdot P_{pinc} \cdot e^{-\alpha_p \cdot z} . f(r,z) \qquad \textit{(Equation II-23)}$$

où P_{pinc} représente la puissance de pompe incidente sur le cristal.

Afin de vérifier la validité de ce modèle et de déterminer la température sur le bord du cristal $T(r_0)$, nous avons calculé le profil de température d'un cristal de $Nd:GdVO_4$ sur la face d'entrée du cristal (z=0) et comparé les résultats obtenus avec la température mesurée grâce au dispositif de cartographie par caméra thermique (paragraphe II.3.d). Les paramètres utilisés pour le calcul sont répertoriés dans l'encadré II-2.

Encadré II-2 : Paramètres utilisés lors du calcul de profil de température

Cristal de $Nd:GdVO_4$ dopé à 0.1 % et long de 5 mm

Température au bord du cristal	$T(r_0,0) = 42$ °C
Conductivité thermique	$K_c = 7.8$ W.m^{-1}.K^{-1}
Longueur d'onde de pompe	$\lambda_p = 808$ nm
Longueur d'onde laser	$\lambda = 912$ nm
Coefficient d'absorption	$\alpha_p = 162$ m^{-1}
Puissance de pompe incidente	$P_{inc} = 20$ W
Rayon du faisceau de pompe	$w_p(0) = 83$ µm
Rayon du cristal	$r_0 = 1.5$ mm

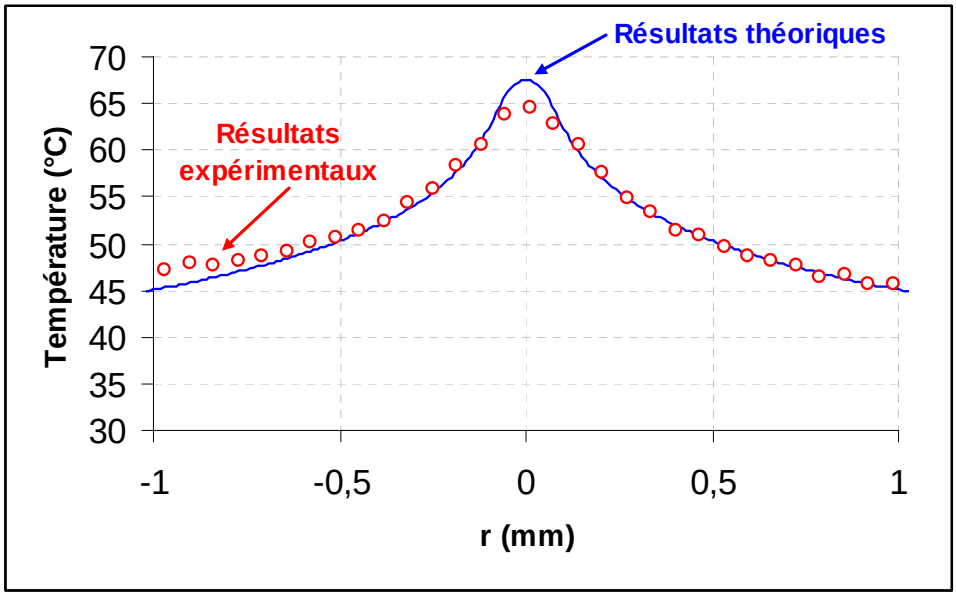


Figure II-15. Profil de température sur la face d'entrée d'un cristal de $Nd:GdVO_4$.

Comme on peut le voir sur la figure ci-dessous, les courbes obtenues sont très proches. La légère différence de température en r=0 provient probablement de la taille des microbolomètres de la caméra thermique (60 µm). Compte tenu de la taille du faisceau de pompe (83 µm de rayon), seuls trois pixels de la caméra couvrent cette zone, ce qui limite la précision de la mesure à cet endroit. On peut toutefois considéré que notre modèle est validé.

Calcul du gain

La répartition de l'intensité des faisceaux dépendant des coordonnées r et z, les densités de population N_1 et N_2, ainsi que le gain linéique en dépendent également. Afin de simplifier l'écriture des calculs, nous indiquerons cette dépendance uniquement sur l'expression finale du gain linéique. Rappelons que celui-ci se définit par (Equation II-5):

$$g=\sigma_e^{quasi3niv}\cdot N_2-\sigma_a^{quasi3niv}\cdot N_1 \qquad \textit{(Equation II-24)}$$

avec (Equation II-9)

$$N_1=N\cdot\frac{1/\tau+\sigma_e^{quasi3niv}\cdot I_{quasi3niv}}{\sigma_p\cdot I_p+1/\tau+(\sigma_a^{quasi3niv}+\sigma_e^{quasi3niv})\cdot I_{quasi3niv}} \qquad \textit{(Equation II-25)}$$

En considérant que $N=N_1+N_2$, on en déduit :

$$N_2=N\cdot\frac{\sigma_p\cdot I_p+\sigma_a^{quasi3niv}\cdot I_{quasi3niv}}{\sigma_p\cdot I_p+1/\tau+(\sigma_a^{quasi3niv}+\sigma_e^{quasi3niv})\cdot I_{quasi3niv}} \qquad \textit{(Equation II-26)}$$

Le gain linéique s'écrit donc :

$$g_{quasi3niv}=N\cdot\frac{\sigma_e^{quasi3niv}\cdot\sigma_p\cdot I_p-\left(\frac{\sigma_a^{quasi3niv}}{\tau}\right)}{\sigma_p\cdot I_p+1/\tau+(\sigma_a^{quasi3niv}+\sigma_e^{quasi3niv})\cdot I_{quasi3niv}} \qquad \textit{(Equation II-27)}$$

ou encore, en prenant en compte la remarque de l'encadré II-3 :

$$g_{quasi3niv}=N\cdot\frac{\sigma_e^{quasi3niv}\cdot\sigma_p\cdot I_p-\left(\frac{f_a\cdot\sigma_{quasi3niv}}{\tau}\right)}{\sigma_p\cdot I_p+1/\tau+(f_a\cdot\sigma_{quasi3niv}+\sigma_e^{quasi3niv})\cdot I_{quasi3niv}} \qquad \textit{(Equation II-28)}$$

Encadré II-3 : Remarque sur les sections efficaces effectives

Les sections efficaces effectives d'absorption σ_a et d'émission σ_e à la même longueur d'onde s'expriment par :

$$\sigma_a = f_a(T) \cdot \sigma_{a \to b} \qquad \textit{(Equation 1)}$$

$$\sigma_e = f_b(T) \cdot \sigma_{b \to a} \qquad \textit{(Equation 2)}$$

avec

$$\sigma_{b \to a} = \frac{\gamma_a}{\gamma_b} \cdot \sigma_{a \to b} \qquad \textit{(Equation 3)}$$

La section efficace d'absorption $\sigma_{a \to b}$ est donc égale à la section efficace d'émission $\sigma_{b \to a}$ à la même longueur d'onde aux facteurs de dégénérescence γ_a et γ_a des niveaux haut et bas de la transition près. Expérimentalement, seules les sections efficaces effectives σ_e et σ_a sont accessibles.

On considère que le cristal est un cylindre de longueur L_c et de rayon R_c. Pour obtenir le gain par double passage G, il suffit d'intégrer g(r,z) :

$$G = Exp\left(2 \cdot \int_0^{L_c} \int_0^{R_c} \left(\frac{g_{quasi3niv}(r,z)}{w_{quasi3niv}^2(z)} \cdot r \cdot e^{-\frac{2 \cdot r^2}{w_{quasi3niv}^2(z)}} \cdot dr \cdot dz \right) \right) \qquad \textit{(Equation II-29)}$$

Lorsque le laser oscille, on peut écrire :

$$G = \frac{1}{R_{quasi3niv} \cdot (1 - L)} \qquad \textit{(Equation II-30)}$$

où R représente le coefficient de réflexion global des miroirs de la cavité à la longueur d'onde de l'émission issue de la transition à quasi-trois niveaux et L les pertes passives de la cavité sur un aller et retour.
On recherche donc l'intensité laser $I_{quasi3niv}$ pour laquelle le gain G vérifie cette relation.

Etude du comportement d'un laser à quasi-trois niveaux en régime continu
Afin de valider notre modèle, nous avons dans un premier temps, en utilisant les paramètres présentés dans l'encadré II-4, comparer les résultats de nos calculs avec les résultats expérimentaux que nous avions obtenus pour le cristal de $Nd:GdVO_4$ (figure II-15).

Encadré III-4 : Paramètres utilisés lors de la simulation numérique

Cristal de Nd:$GdVO_4$ dopé à 0.1 %

Paramètres	Transition à quasi-trois niveaux	Diode laser de pompe
Longueur d'onde d'émission	$\lambda_{quasi3niv}$ = 912 nm	λ_p = 808 nm
Rayon de col	$w_{quasi3niv0} = 95.10^{-6}$ m	$w_{p0} = 100.10^{-6}$ m
Qualité spatiale du faisceau	$M_{quasi3niv}^2 = 1$	$M_p^2 = 37$
Indice du cristal	$n_{quasi3niv} = 2$	$n_p = 2$

Réflexion de réflexion global à $\lambda_{quasi3niv}$	$R_{quasi3niv}$ = 95 %
Pertes passives de la cavité	L = 1.25 %
Temps de vie du niveau émetteur	τ = 100 µs
Longueur du cristal	L_c = 5 mm
Rayon du cristal	R_c = 1.5 mm
Conductivité thermique	$K_c = 7.8\ W.m^{-1}.K^{-1}$
Température au bord du cristal	T_0 = 42 °C

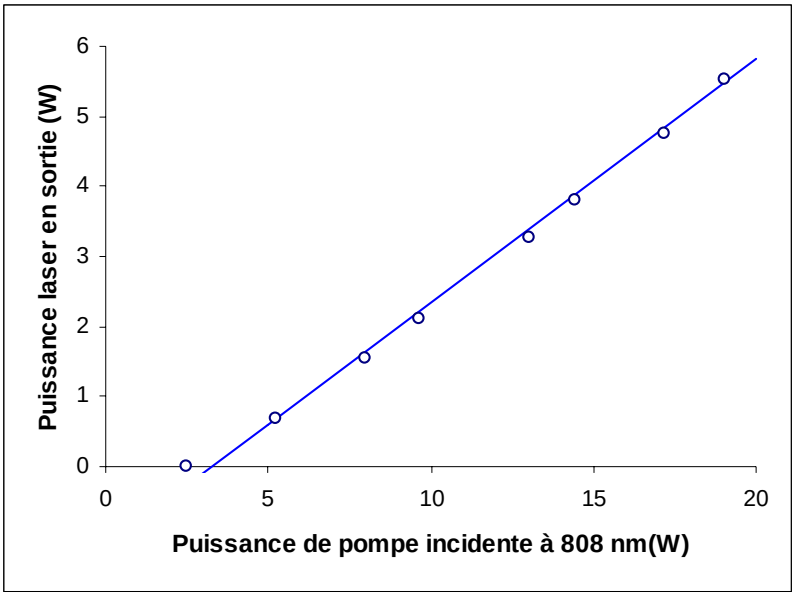


Figure II-16. Comparaison des performances laser calculées en régime continu d'un cristal de Nd:$GdVO_4$ (ligne) avec celles mesurées (points).

On peut constater que les résultats obtenus sont très proches. Notre modèle est ainsi validé. Puisque, lors de nos expériences comparatives, nous avons utilisé le

même système de pompe, la même cavité laser et des cristaux de même dopage et de même longueur, les paramètres différant entre la mesure des performances des cristaux de Nd:$GdVO_4$ et Nd:YVO_4, ne sont que les caractéristiques spectroscopiques des cristaux : leur sections efficaces effectives d'émission et d'absorption et le peuplement f_a du niveaux bas de la transition laser. Afin de déterminer l'influence de chacun de ces paramètres, nous avons simulé le comportement de cristaux fictifs. Pour chacun de ces cristaux, nous avons remplacé une caractéristique spectroscopique du cristal de Nd:$GdVO_4$ par une du cristal de Nd:YVO_4 (figure II-17).

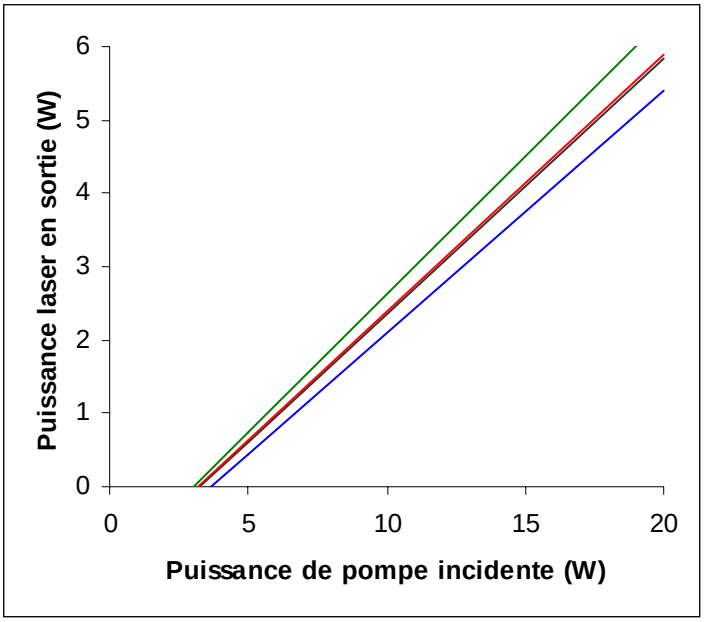


Figure II-17. Comparaison des performances laser calculées en régime continu d'un cristal de Nd:$GdVO_4$ (courbe noire) avec celle de cristaux possédant la section efficace d'émission (courbe bleue), sa section efficace d'absorption (courbe bleue) ou la répartition de population de son niveau fondamental (courbe rouge) du Nd:YVO_4.

Les courbes noire et rouge étant pratiquement confondues, on peut en déduire que la différence entre le peuplement du niveau bas de la transition laser des cristaux de Nd:$GdVO_4$ et Nd:YVO_4 est trop faible pour que ces cristaux aient une différence de comportement. En revanche, les valeurs des sections efficaces effectives d'émission et d'absorption ont une influence certaine. Mais il semble que l'absorption plus forte dans le cristal de Nd:YVO_4 soit compensée par une section efficace effective d'émission plus élevée dans le cristal de Nd:$GdVO_4$. Dans ces conditions, il est difficile de prétendre qu'un cristal est plus performant que l'autre en régime continu.

Afin de compléter l'étude comparative entre les cristaux, nous les avons également comparés en régime déclenché.

II.3.f. Performances laser en régime déclenché

En régime déclenché, les performances laser sont beaucoup plus sensibles au peuplement du niveau émetteur qu'en régime continu. Compte tenu des observations que nous avons faites lors des études de caractérisations précédentes, nous nous attendons à ce que les cristaux de $Nd:GdVO_4$ et $Nd:YVO_4$ montrent des différences de comportement plus marquées que ce que l'on a pu observer en régime continu.

Nous avons conservé le même dispositif expérimental que celui utilisé lors de l'étude en régime continu, et nous avons inséré dans la cavité, entre les miroirs M2 et M3, un modulateur acousto-optique servant d'élément déclencheur. Les deux faces de celui-ci sont traitées anti-reflet autour de 912 nm-914 nm. Le modulateur est piloté électriquement. Nous avons ajusté la cadence autour de 10 kHz (10.4 kHz précisément).

Ce dispositif expérimental nous a permis d'obtenir des impulsions à 912 nm avec le cristal de $Nd:GdVO_4$. Ce ne fut pas le cas avec le cristal de $Nd:YVO_4$: malgré les précautions prises sur le choix du traitement des miroirs, nous avons observé des impulsions non pas à 914 nm mais uniquement à 1064 nm. Ceci peut s'expliquer par une compétition de gain entre les transitions $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ et $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ de l'ion néodyme plus forte dans ce cristal. Nous avons donc décidé d'insérer d'avantage de pertes à 1064 nm dans notre cavité en ajoutant un miroir transparent à cette longueur d'onde et hautement réfléchissant à 914 nm (Figure II-18).

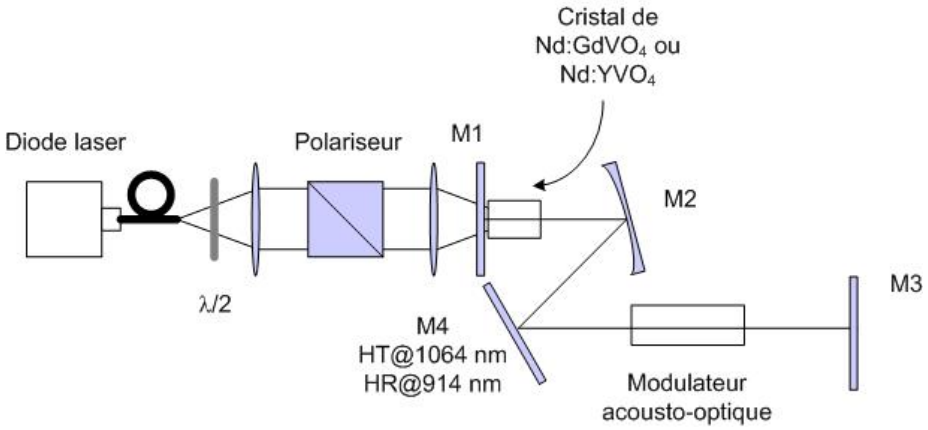


Figure II-18. Dispositif expérimental utilisé pour comparer les performances laser des cristaux de $Nd:YVO_4$ et $Nd:GdVO_4$ en régime déclenché.

Grâce à ce nouveau montage, nous avons obtenu pour les deux cristaux des impulsions laser provenant uniquement de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$. La durée des impulsions est la même pour les deux cristaux : 20 ns. La Figure II-19 présente la puissance moyenne mesurée pour chaque cristal en fonction de la puissance de pompe incidente.

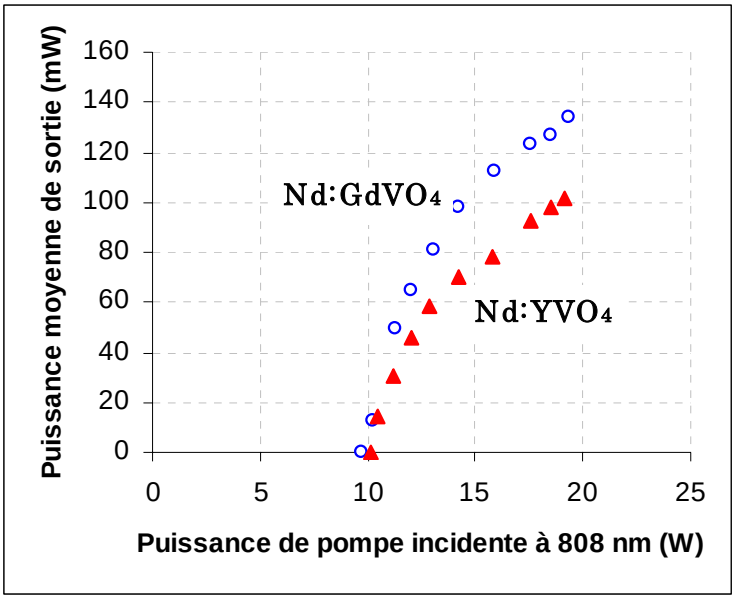


Figure II-19. Performances laser en régime déclenché de cristaux de Nd:YVO4 et Nd:GdVO4.

Contrairement aux observations effectuées en régime continu, on peut noter une nette différence de comportement entre les deux cristaux : le cristal de Nd:$GdVO_4$ nous a permis d'obtenir une puissance moyenne plus élevée, avec 134 mW à 912 nm, ce qui correspond à une énergie de 13 µJ par impulsion. Tandis qu'avec le cristal de Nd:YVO_4 nous avons mesuré une puissance moyenne en sortie de 102 mW, ce qui correspond à une énergie de 10 µJ par impulsion.

Essayons d'expliquer ces résultats par une modélisation du régime déclenché. La puissance moyenne P_m s'exprime par :

$$P_m = f \cdot E \qquad \textit{(Equation II-31)}$$

où f est la cadence des impulsions et E l'énergie par impulsion.
L'énergie E s'écrit [Siegman 86]:

$$E = \eta \cdot \left(\Delta N_i \cdot V \cdot h \cdot c/\lambda \right) \qquad \textit{(Equation II-32)}$$

où ΔNi est l'inversion de population juste avant le déclenchement de l'impulsion, V le volume du faisceau laser dans le cristal, h la constante de Planck et c la vitesse de la lumière. Le terme entre parenthèses représente l'énergie stockée juste avant le déclenchement de l'impulsion. L'efficacité d'extraction de l'énergie η est liée au rapport r des inversions de population juste avant l'impulsion et au seuil par la relation :

$$r = \frac{\Delta N_i}{\Delta N_{seuil}} = \frac{1}{2 \cdot \eta} \cdot Ln\left(\frac{1}{1 - 2\eta} \right) \qquad \textit{(Equation II-33)}$$

En utilisant les valeurs calculées dans le tableau II-2[7], et en utilisant la même méthode pour déterminer l'inversion de population au seuil, c'est-à-dire pour une

[7] Rappelons que pour réaliser ce calcul nous avions accepté de faire une approximation grossière sur les inversions de population et que les résultats obtenus étaient plus qualitatifs que quantitatifs.

puissance de pompe incidente de 9.7 W ($Nd:GdVO_4$) ou 10 W ($Nd:YVO_4$), nous avons calculé la puissance moyenne des impulsions pour les deux cristaux (tableau II-3).

	$Nd:GdVO_4$	**$Nd:YVO_4$**
ΔN_i	1.77×10^{24} m^{-3}	1.3×10^{24} m^{-3}
ΔN_{seuil}	0.83×10^{24} m^{-3}	0.57×10^{24} m^{-3}
r	2.12	2.26
η	0.41	0.43
P_m	203 mW	154 mW

Tableau II-3. Calcul de la puissance moyenne des impulsions à 912 nm ou 914 nm pour des cristaux de $Nd:GdVO_4$ et $Nd:YVO_4$ (Puissance de pompe incidente = 20 W).

Nous calculons des puissances moyennes plus élevées que celles que nous avons mesurées. Ceci s'explique par les calculs grossiers d'inversion de population que nous avons effectués. On note cependant, dans les deux cas, une puissance moyenne plus élevée avec le cristal de $Nd:GdVO_4$, et le rapport entre les puissances moyennes obtenues avec les cristaux est conforme aux expériences.
L'extraction de l'énergie η est légèrement meilleure dans le cas du cristal de $Nd:YVO_4$, l'inversion de population au seuil étant plus basse. Toutefois, comme nous l'avons vu dans le paragraphe II.3.c, le niveau $^4F_{3/2}$ des ions néodyme dans le $Nd:YVO_4$ est dépeuplé par l'amplification d'émission spontanée. L'énergie stockée juste avant le déclenchement de l'impulsion est ainsi plus grande dans le cristal de $Nd:GdVO_4$, rendant l'énergie par impulsion, et ainsi la puissance moyenne, plus élevées avec ce cristal.

II.3.g. Conclusion

Nous avons comparé les performances des cristaux de $Nd:YVO_4$ et $Nd:GdVO_4$ sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$. Comme on pouvait s'y attendre de la part de deux cristaux issus de la même famille cristallographique, leurs caractéristiques sont proches (Encadré II-1). Le temps de vie du niveau émetteur $^4F_{3/2}$ de la transition laser est ainsi identique pour les deux cristaux et les valeurs du paramètre d'upconversion trouvées dans la littérature sont semblables.
Certains paramètres, toutefois, diffèrent selon le cristal étudié. Ainsi, le cristal de $Nd:GdVO_4$ possède une conductivité thermique plus importante. Même si la différence entre les conductivités thermiques des deux cristaux est moins grande que ce qu'il est possible de lire dans la littérature, l'élévation de température est donc moins élevée dans ce cristal. L'énergie du niveau bas de la transition laser étant toutefois plus faible, le peuplement de ce niveau est semblable pour les deux cristaux.
Le cristal de $Nd:YVO_4$ présente une absorption à la longueur d'onde de pompe plus élevée. Nous avons également remarqué que, de part sa section efficace effective d'émission à 1064 nm plus grande, ce cristal est plus sensible à l'amplification d'émission spontanée à cette longueur d'onde, ce qui dépeuple le

niveau émetteur. La forte section efficace effective d'émission à 1064 nm implique une compétition de gain entre les émissions à 1064 nm et 912 nm plus importante.
Nous avons ensuite menée une étude comparative des performances laser des cristaux. En régime continu, les résultats obtenus sont très proches. Les puissances mesurées en sortie sont ainsi de 5.52 W et 5.66 W pour une puissance de pompe incidente de 20 W, en utilisant le cristal de $Nd:GdVO_4$ et le cristal de $Nd:YVO_4$ respectivement.
En régime déclenché, nous avons obtenu des impulsions de 20 ns pour les deux cristaux. Pour une puissance de pompe incidente de 19 W, le cristal de $Nd:GdVO_4$ nous a permis d'obtenir la puissance moyenne de sortie la plus élevée avec 134 mW, correspondant à une énergie de 13 µJ.
Finalement, en conclusion, nous proposons dans le Tableau II-4 une comparaison qualitative des propriétés laser des deux cristaux.

	$Nd:YVO_4$	**$Nd:GdVO_4$**
Forte absorption	++	+
Faible élévation de température sous pompage	0	+
Faible peuplement du niveau bas de la transition laser	+	0
Peuplement élevé du niveau émetteur	0	+
Pas d'amplification significative d'émission spontanée autour de 1060 nm	–	0
Faible compétition de gain entre les émissions à 1064 nm et 914 nm	–	0
Performances laser en régime continu	+	+
Performances laser en régime déclenché	0	+

Tableau II-4. Comparaison qualitative de propriétés laser des cristaux de $Nd:YVO_4$ et $Nd:GdVO_4$ (+ : avantage, - : inconvénient).

II.4. Conclusion

L'objectif de ce chapitre était de choisir les cristaux laser que nous allons utiliser pour les expériences décrites dans les chapitres suivants. Nous cherchons à obtenir deux émissions laser : une autour de 900 nm, issue de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ à quasi-trois niveaux de l'ion Néodyme, et l'autre autour de 1060 nm, provenant de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ à quatre niveaux, également de l'ion Néodyme.

Parmi les cristaux émettant aux longueurs d'onde recherchées, nous avons retenu deux cristaux de vanadate : le $Nd:GdVO_4$ émettant à 912 nm et 1063 nm et le $Nd:YVO_4$ offrant des émissions à 914 nm et 1064 nm. Plusieurs études

comparatives ont démontré que les résultats obtenus à 1064 nm ou 1063 nm avec ces cristaux sont semblables [Chai 94] [Wang 00] [Zhang 03] [Sato 04]. Nous avons alors comparé leurs performances sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ autour de 910 nm. Les performances des deux cristaux se sont montrées très proches en régime continu. Le Nd:YVO_4 est toutefois sensible à l'amplification d'émission spontanée à 1064 nm. De plus, la section efficace effective d'émission à 1064 nm est plus élevée dans ce cristal que le cristal de Nd:$GdVO_4$ alors que celle à 914 nm est plus faible. Nous avons finalement choisi d'utiliser un cristal de Nd:$GdVO_4$ pour nos sources à 912 nm. Le choix du cristal émettant vers 1060 nm dépend des sources développées, comme il sera montré dans le chapitre suivant.

CHAPITRE III : SOURCES CONTINUES A 491 NM

III. Sources continues à 491 nm

Dans ce chapitre nous explorons différentes configurations pour réaliser une source continue autour de 488 nm. Toutes ces configurations sont basées sur le même principe : effectuer une somme de fréquence entre deux émissions laser provenant de cristaux dopés à l'ion Néodyme. La somme de fréquence doit être réalisée intracavité aux deux longueurs d'onde. Nous nous sommes également lancé le défi de n'utiliser qu'une seule diode laser de pompe.
Compte tenu de notre cahier des charges, la première solution semblant adaptée est de concevoir un laser bi-longueur d'onde. Dans cette configuration, les deux ondes laser fondamentales sont produites dans le même cristal laser (paragraphe III.1). Nous étudierons, à ce propos, théoriquement et expérimentalement la compétition de gain entre les transitions $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ et $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ du néodyme qui a lieu dans le cristal laser. Nous imaginerons ensuite un laser bi-longueur d'onde à partir de deux cristaux laser, chacun émettant une longueur d'onde (paragraphe III.2). Le principe de la troisième source étudiée sera de réaliser deux lasers à cavités imbriquées, en concevant un système judicieux de recyclage de la puissance de pompe (paragraphe III.3). Enfin, toujours dans le but de réaliser une source bleue à 491 nm, nous étudierons théoriquement puis concevrons un laser émettant à 1064 nm pompé à la longueur d'onde inhabituelle de 912 nm (paragraphe III.4).

III.1. Laser bi-longueur d'onde avec un seul cristal laser

Pour comprendre le principe de la source que nous allons tenter de réaliser, commençons par voir ce qu'est un laser bi-longueur et par passer en revue les différentes configurations de laser bi-longueur d'onde qui existent.

III.1.a. Lasers bi-longueur d'onde

Dès les années 1980, les lasers bi-longueur d'onde ont montré un intérêt pour des applications très variées telles que la détection d'espèces chimiques dans l'atmosphère, l'ionisation multi-photons d'atomes et de molécules, la séparation d'isotopes ou encore la conception de sources visibles [Bagratashvili 80] [Owens 71] [Jeys 89] [Shen 92]. On pourrait résumer le principe de tels lasers très simplement : concevoir un laser « deux en un », c'est-à-dire obtenir deux émissions laser dans un seul cristal, comme on peut le voir sur le schéma de principe ci-dessous (figure III-1).

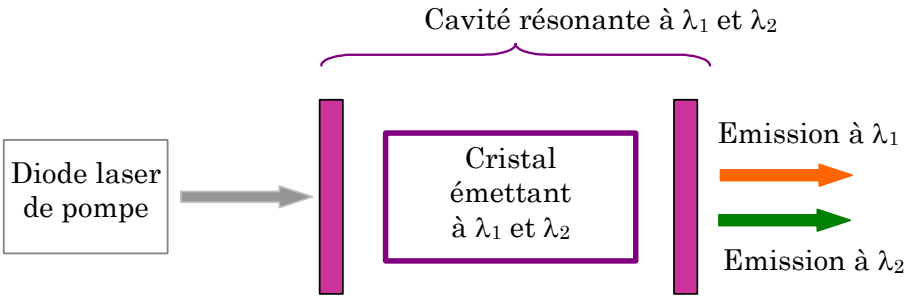


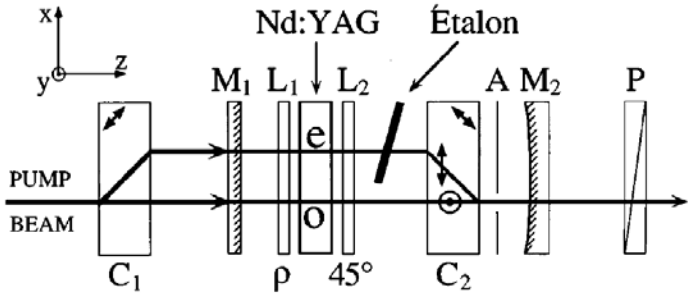
Figure III-1. Schéma de principe d'un laser bi-longueur à un cristal laser.

Les deux longueurs d'onde que nous cherchons à obtenir provenant toutes les deux de transitions de l'ion Néodyme, nous ne parlons pas ici d'émission bi-longueur d'onde obtenue à partir d'un matériau co-dopé, chaque oscillation laser correspondant dans ce cas à un ion terre rare différent. On peut obtenir une telle émission en utilisant, par exemple, une fibre codopée aux ions erbium et ytterbium [Boullet 06]. Nous ne distinguerons donc que trois types de laser bi-longueur d'onde : ceux fonctionnant sur la même transition laser, ceux opérant sur deux transitions à quatre niveaux différentes et ceux fonctionnant sur une transition à quatre niveaux et une transition à quasi-trois niveaux.

III.1.a.i. Laser bi-longueur d'onde fonctionnant sur la même transition laser

Pour ce type de laser bi-longueur d'onde, les deux émissions proviennent de la même transition laser, généralement la plus efficace de l'ion terre rare utilisé. Les longueurs d'onde obtenues sont ainsi très proches. On parle généralement de laser bi-fréquence. De tels lasers sont utilisés par exemple pour produire un signal micro-onde dans la gamme de fréquence 1-100 GHz par battement de deux modes longitudinaux du laser. Le principe consiste à faire battre deux modes d'une cavité laser.

Pour parvenir à faire cohabiter deux modes dans la même cavité, Brunel et al. proposent de les séparer spatialement [Brunel 97]. En effet, en insérant dans la cavité un élément biréfringent, type prisme de Wollaston, il est possible de séparer l'onde polarisée ordinairement de celle polarisée extraordinairement (figure III-2).



C_1, C_2 : cristaux de calcite biréfringents ; M_1, M_2 : miroirs de la cavité ; L_1, L_2 : lames quart d'onde ; A : diaphragme ; P : polariseur.

Figure III-2. Source micro-onde basée sur un laser bi-longueur d'onde utilisant un élément biréfringent [Brunel 97].

Les deux ondes ne voyant pas la même longueur de cavité, leurs longueurs d'onde sont légèrement décalées. En plaçant un étalon sur le chemin de l'onde extraordinaire, il est possible d'ajuster sa longueur d'onde et ainsi la fréquence du battement entre les ondes. Les deux modes sont spatialement séparés dans le cristal laser. Il n'y a donc pas de compétition de gain entre eux.
Une autre solution consiste à utiliser la limitation de compétition de gain entre les modes transverses de la cavité due au creusement spatial du gain (« *spatial hole burning* »). En utilisant un filtre spectral composé de deux miroirs, Grossard et al. ont ainsi conçu une source micro-onde accordable (figure III-3) [Grossard 01]. La fréquence de la source micro-onde s'accorde en ajustant les distances L_1 et L_2.

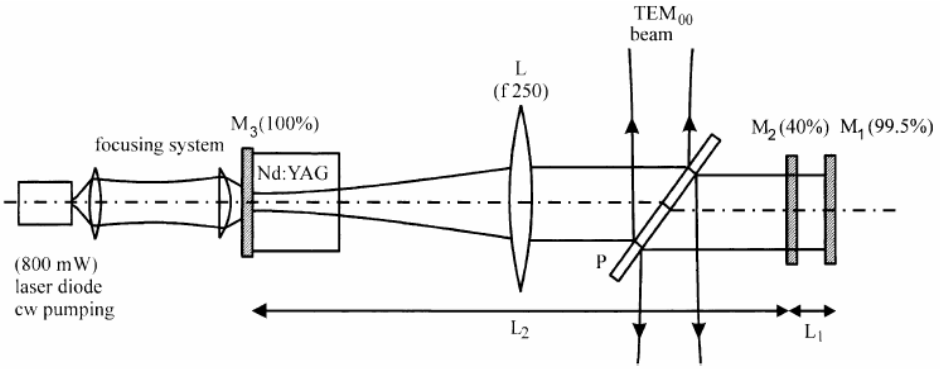


Figure III-3. Source micro-onde basée sur un laser bi-longueur d'onde accordable [Grossard 01].

Un laser bi-longueur d'onde comprenant un cristal de saphir dopé au titane a également été conçu sur un principe similaire [Song 01]. Dans ce cas, un prisme joue le rôle de filtre spectral.

III.1.a.ii. Laser bi-longueur d'onde fonctionnant sur deux transitions laser à quatre niveaux

Ces lasers permettent d'obtenir des émissions provenant deux transitions différentes du même ion dopant. Dans le cas de l'ion néodyme par exemple, on utilise généralement les deux transitions les plus efficaces : la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ émettant autour de 1060 nm et la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{13/2}$ produisant une émission autour de 1340 nm. De tels lasers permettent de concevoir des sources émettant simultanément dans le vert (532 nm) et dans le rouge (670 nm), grâce à la génération intracavité de second harmonique des deux ondes fondamentales ou, par somme de fréquence intracavité, de réaliser des sources dans le jaune orangé (593 nm). Les premiers lasers de ce type, à base de cristaux de Nd:YAG, Nd:YLF ou Nd:$YAlO_3$ ne fonctionnaient qu'en régime impulsionnel. Ce n'est qu'en 1999 que Shen et al. ont proposé le premier modèle théorique permettant de déterminer les conditions de fonctionnement d'un laser bi-longueur d'onde en régime continu [Shen 99]. L'année suivante, Chen réalisait le premier laser bi-longueur à 1064 nm et 1342 nm fonctionnant en continu grâce à un cristal de Nd:YVO_4 [Chen 00]. Le premier laser jaune conçu sur ce principe a été publié en 2002 [Chen 02]. La somme de fréquence est alors réalisée dans un cristal de PPLN placé extracavité.

L'analyse de Shen et al. montre que le point clé pour obtenir une émission bi-longueur d'onde en régime continu est la gestion de la compétition de gain entre les deux transitions. En particulier, le rapport entre leurs sections efficaces effectives doit être proche de 1. En effet, rappelons-nous l'expression du gain linéique pour une transition à quatre niveaux :

$$g_{4niv} = \sigma_e^{4niv} \cdot N_2 \qquad \textit{(Equation III-1)}$$

Les deux transitions étudiées étant à quatre niveaux, le rapport de leur gain g_A et g_B est donc égale au rapport de leur section efficace σ_e^A et σ_e^B :

$$\frac{g_A}{g_B} = \frac{\sigma_e^A}{\sigma_e^B} \qquad \textit{(Equation III-2)}$$

Plus ce rapport est proche de 1, plus la compétition de gain est facile à gérer, puisque aucune raie ne l'emporte sur l'autre. Il est ainsi plus facile de réaliser un laser bi-longueur d'onde à 1064 nm et 1340 nm avec par exemple un cristal de $Nd:YVO_4$, qui présente un rapport de 0.3, qu'avec un cristal de Nd:YAG, dans lequel le rapport est de 0.2.

Les paramètres clés pour obtenir un bon équilibre entre les intensités intracavités de chaque longueur d'onde sont, d'une part la taille de chacun des faisceaux dans le cristal, et d'autre part la transmission du coupleur de sortie à chaque longueur d'onde. La solution généralement adoptée est d'utiliser un coupleur de sortie différent pour chaque émission. De cette manière, la longueur de la cavité résonnante à la première longueur d'onde n'est pas la même que celle résonnante à la deuxième longueur d'onde, et les tailles des faisceaux dans le cristal peuvent être ajustées indépendamment l'une de l'autre (figure III-4).

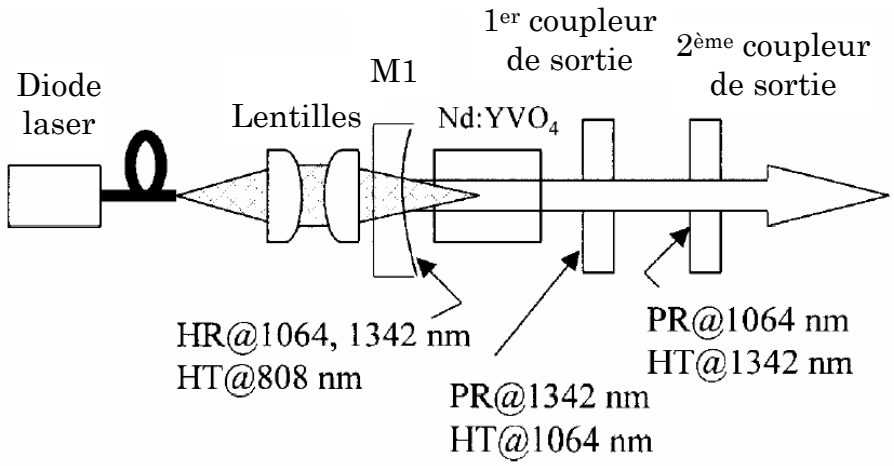


Figure III-4. Schéma d'un laser bi-longueur d'onde à 1064 nm et 1342 nm utilisant un cristal de $Nd:YVO_4$ [Chen 00].

III.1.a.iii. Laser bi-longueur d'onde fonctionnant sur une transition laser à quatre niveaux et une transition laser à quasi-trois niveaux

Il existe un troisième type de laser bi-longueur d'onde. Les deux émissions laser proviennent de transitions différentes du même ion terre rare, mais cette fois, une des transitions est de type quasi-trois niveaux. Le fonctionnement de ce laser étant proche de celui d'un laser bi-longueur d'onde opérant sur deux transitions à quatre niveaux, les paramètres clés sont identiques. Il est toutefois nécessaire de tenir compte en plus de la population du niveau bas de la transition à quasi-trois niveaux. Ainsi, il est important de déterminer le rapport des gains linéiques des deux transitions. Pour une transition à quasi-trois niveaux, celui-ci, comme nous l'avons déjà vu lors du chapitre II, paragraphe II.1.b, s'exprime par :

$$g_{quasi3niv}=\sigma_e^{quasi3niv}\cdot N_2-\sigma_a^{quasi3niv}\cdot N_1 \qquad \textit{(Equation III-3)}$$

Le rapport des gains entre les transitions peut donc s'écrire :

$$\frac{g_{quasi3niv}}{g_{4niv}}=\frac{\sigma_e^{quasi3niv}}{\sigma_e^{4niv}}-\frac{\sigma_a^{quasi3niv}}{\sigma_e^{4niv}}\cdot\frac{N_1}{N_2} \qquad \textit{(Equation III-4)}$$

ou encore, en utilisant les relations de l'encadré II-3 du chapitre précédent,

$$\frac{g_{quasi3niv}}{g_{4niv}}=\frac{\sigma_{quasi3niv}}{\sigma_{4niv}}\cdot\left(1-\frac{f_a}{f_b}\cdot\frac{\gamma_b}{\gamma_a}\cdot\frac{N_1}{N_2}\right) \qquad \textit{(Equation III-5)}$$

où $\sigma_{quasi\ 3\ niv}$ et $\sigma_{4\ niv}$ sont les sections efficaces d'émission des transitions à quasi-trois et quatre niveaux, f_a et f_b sont les taux de peuplement des niveaux laser bas et haut respectivement et N_1 et N_2 les densités de population du niveau fondamental $^4I_{9/11}$ et du niveau métastable $^4F_{3/2}$.

On remarque que le rapport des gains linéiques n'est plus seulement le rapport des sections efficaces d'émission : il est diminué par un facteur dû à la réabsorption du cristal à la longueur d'onde de la transition à quasi-trois niveaux. Ce facteur dépend des densités de population des niveaux de la transition laser, et ainsi des conditions de fonctionnement du laser. Nous pouvons tout de même calculer le rapport maximal des gains en calculant le rapport des sections efficaces d'émission. Le tableau III-1 ci-dessous présente le résultat pour le cristal de Nd:$GdVO_4$. A titre de comparaison, nous avons également calculé ce rapport pour les autres cristaux dopés néodyme ayant démontré une émission autour de 900 nm.

Cristal	Nd:$GdVO_4$	Nd:YVO_4	Nd:YLF	Nd:YAG	Nd:GGG	Nd:$YAlO_3$
λ_1 (nm)	1063	1064	1047	1064	1062	1079
λ_2 (nm)	912	914	908	946	937	930
$\lambda_1 + \lambda_2$ (nm)	491	492	486	501	498	499
$\frac{\sigma_2}{\sigma_1}$	0.06	0.03	0.06	0.12	0.28	0.09

Tableau III-1. Rapport des sections efficaces d'émission des transitions $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ et $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ pour différents cristaux dopés néodyme. Les indices 1 et 2 correspondent respectivement aux transitions à quasi-trois niveaux et à quatre niveaux.

Le rapport des sections efficaces d'émission des transitions $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ et $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ dans le Nd:$GdVO_4$ (0.06) est quatre fois plus faible que celui des transitions $^4F_{3/2}$-$^4I_{13/2}$ et $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ (0.24), toutes deux à quatre niveaux. Le rapport des gains linéiques étant encore plus faible, la compétition de gain est beaucoup plus délicate à gérer entre des émissions provenant de transitions à quasi-trois et quatre niveaux. Comme notre étude comparative entre les deux cristaux le laisser présager, cette compétition de gain est encore plus critique dans le cas du cristal de Nd:YVO_4.
On peut, de plus, remarquer que si le choix du Nd:$GdVO_4$ reste justifié pour les raisons exposées chapitre II, ce n'est pas le cristal dopé à l'ion néodyme présentant les conditions les plus favorables. Il semble notamment plus aisé, par cette méthode, de concevoir une source laser verte autour de 500 nm basée sur un laser bi-longueur d'onde dans un cristal de Nd:GGG, Nd:YAG ou Nd:$YAlO_3$. Evidemment, cette source ne répondrait pas au besoin d'une source émettant à 488 nm ± 5 nm.

Afin de mieux comprendre le comportement d'un laser bi-longueur d'onde fonctionnant sur des transitions à quasi-trois et quatre niveaux et de dimensionner les paramètres déterminants, nous avons mené une étude théorique à partir d'un modèle de simulation numérique.

III.1.b. Modélisation d'un laser bi-longueur d'onde fonctionnant sur des transitions à quasi-trois et quatre niveaux

III.1.b.i. Introduction

Plusieurs modèles décrivant le fonctionnement d'un laser bi-longueur d'onde fonctionnant en continu sur deux transitions à quatre niveaux ont été publiés [Henderson 90] [Shen 91] [Chen 00] [Song 01]. Seuls Li et al en ont proposé un sur un laser fonctionnant sur des transitions à quasi-trois et quatre niveaux dans un cristal de Nd:YAG [Li 04].
L'objectif des expériences simulées par ces modèles était de produire des puissances en sortie de laser semblables aux deux longueurs d'onde. Tous ces

modèles sont ainsi basés sur le même principe : obtenir la même puissance de pompe au seuil pour les deux longueurs d'onde.

Notre configuration est différente. Nous souhaitons réaliser une conversion non linéaire intracavité. Comme nous l'avons vu lors du chapitre I, l'efficacité de la conversion est directement proportionnelle au produit des intensités dans le cristal non linéaire, placé intracavité, des ondes fondamentales. Le point de vue que nous avons adopté pour notre modèle ne se place donc plus en sortie de cavité laser, comme c'est le cas pour les modèles précédemment développés, mais intracavité. Nous nous sommes, de plus, intéressés à la compétition de gain en étudiant l'influence de l'intensité de l'émission à une longueur d'onde sur le comportement de la transition à la deuxième longueur d'onde.

La structure de ce modèle est la même que pour le modèle de simulation utilisé lors du chapitre précédent pour simuler le comportement d'un laser à quasi-trois niveaux (chapitre II, paragraphe II.3.e.2). Rappelons que celui-ci prend en compte l'évolution spatiale de la taille des faisceaux et l'évolution de la température dans le cristal laser. Afin de simplifier les calculs, nous avons décidé d'étudier la compétition de gain pour une puissance de pompe donnée. Puisque, de plus, nous décrivons le fonctionnement du laser en régime continu et que, dans ce cas, la population du niveau haut de la transition laser est faible, nous n'avons pas tenu compte de la saturation de l'absorption le long du cristal, et fait l'approximation d'une évolution exponentielle de la puissance de pompe.

III.1.b.ii. Equations de base

Nous ne rappelons pas ici toutes les équations utilisées pour les calculs, celles-ci étant déjà détaillées dans le chapitre précédent. Nous ne nous attacherons qu'aux particularités d'un laser bi-longueur d'onde, et en particulier au calcul du gain.

Calcul du gain

La répartition de l'intensité des faisceaux dépendant des coordonnées r et z, les densités de population N_1 et N_2, ainsi que le gain linéique en dépendent également. Afin de simplifier l'écriture des calculs, nous indiquerons cette dépendance uniquement sur l'expression finale du gain linéique.

Pour un laser bi-longueur d'onde, l'évolution temporelle de la densité de population du niveau fondamental s'exprime par :

$$\frac{dN_1}{dt}=-(\sigma_p\cdot I_p+\sigma_a^{quasi3niv}\cdot I_{quasi3niv})\cdot N_1+\left[\frac{1}{\tau}+\sigma_e^{quasi3niv}\cdot I_{quasi3niv}+\sigma_e^{4niv}\cdot I_{4niv}\right]N_2$$

(Equation III-6)

ou encore, en utilisant le fait que $N = N_1 + N_2$,

$$\frac{dN_1}{dt}=-\left[\sigma_p\cdot I_p+\frac{1}{\tau}+(\sigma_a^{quasi3niv}+\sigma_e^{quasi3niv})\cdot I_{quasi3niv}+\sigma_e^{4niv}\cdot I_{4niv}\right]N_1$$

$$+\left(\frac{1}{\tau}+\sigma_e^{quasi3niv}\cdot I_{quasi3niv}+\sigma_e^{4niv}\cdot I_{4niv}\right)N$$

(Equation III-7)

A l'état stationnaire, on obtient l'expression :

$$N_1 = N \cdot \frac{1/\tau + \sigma_e^{quasi3niv} \cdot I_{quasi3niv} + \sigma_e^{4niv} \cdot I_{4niv}}{\sigma_p \cdot I_p + 1/\tau + (\sigma_d^{quasi3niv} + \sigma_e^{quasi3niv}) \cdot I_{quasi3niv} + \sigma_e^{4niv} \cdot I_{4niv}} \quad \textit{(Equation III-8)}$$

de même pour la densité de population de l'état métastable :

$$N_2 = N \cdot \frac{\sigma_d^{quasi3niv} \cdot I_{quasi3niv} + \sigma_p \cdot I_p}{\sigma_p \cdot I_p + 1/\tau + (\sigma_d^{quasi3niv} + \sigma_e^{quasi3niv}) \cdot I_{quasi3niv} + \sigma_e^{4niv} \cdot I_{4niv}} \quad \textit{(Equation III-9)}$$

Nous avons décidé d'étudier l'émission de la transition à quasi-trois niveaux en fonction de celle à quatre niveaux. D'après les équations III-3 III-8 et III-9, le gain linéique s'écrit :

$$g_{quasi3niv}(r,z) = N \cdot \frac{\sigma_p \cdot I_p(r,z) \cdot \sigma_e^{quasi3niv} - \left(\frac{\sigma_d^{quasi3niv}}{\tau}\right) - \sigma_d^{quasi3niv} \cdot \sigma_e^{4niv} \cdot I_{4niv}(r,z)}{\sigma_p \cdot I_p(r,z) + 1/\tau + (\sigma_e^{quasi3niv} + \sigma_d^{quasi3niv}) \cdot I_{quasi3niv}(r,z) + \sigma_e^{4niv} \cdot I_{4niv}(r,z)}$$

(Equation III-10)

On considère que le cristal est un cylindre de longueur L_c et de rayon R_c. Pour obtenir le gain par double passage G, il suffit d'intégrer g(r,z) :

$$G = Exp\left(2 \cdot \int_0^{L_c} \int_0^{R_c} \left(\frac{g_{quasi3niv}(r,z)}{w_{quasi3niv}^2(z)} \cdot r \cdot e^{-\frac{2 \cdot r^2}{w_{quasi3niv}^2(z)}} \cdot dr \cdot dz \right)\right) \quad \textit{(Equation III-11)}$$

Lorsque le laser oscille, on peut écrire :

$$G = \frac{1}{R_{quasi3niv} \cdot (1 - L_{quasi3niv})} \quad \textit{(Equation III-12)}$$

où R représente le coefficient de réflexion global des miroirs de la cavité à la longueur d'onde de l'émission issue de la transition à quasi-trois niveaux et $L_{quasi\ 3\ niv}$ les pertes passives de la cavité sur un aller et retour.
On recherche donc l'intensité laser $I_{quasi\ 3\ niv}$ pour laquelle le gain G vérifie cette relation.

Etude de la compétition de gain
Nous avons utilisé notre modèle afin d'étudier la compétition de gain entre les émissions issues des deux transitions à quatre et quasi-trois niveaux dans un cristal de Nd:$GdVO_4$. Nous avons, en particulier, évalué l'influence de l'intensité intracavité à 1063 nm sur l'intensité intracavité à 912 nm en utilisant les paramètres listés dans l'encadré III-1.

Encadré III-1 : Paramètres utilisés lors de la simulation numérique
Cristal de $Nd:GdVO_4$ dopé à 0.2 %

Paramètres	Transition à quasi-trois niveaux	Transition à quatre niveaux	Diode laser de pompe
Longueur d'onde d'émission	$\lambda_{quasi3niv}$ = 912 nm	λ_{4niv} = 1063 nm	λ_p = 808 nm
Rayon de col	$w_{quasi3niv0}$ = 70 µm	w_{4niv0} = 70 µm	w_{p0} = 83 µm
Qualité spatiale du faisceau	$M_{quasi3niv}^2 = 1$	$M_{4niv}^2 = 1$	$M_p^2 = 37$
Indice du cristal	$n_{quasi3niv} = 2$	$n_{4niv} = 2$	$n_p = 2$

Réflexion de réflexion global à $\lambda_{quasi3niv}$	$R_{quasi3niv}$ = 99,98 %
Pertes passives de la cavité	L = 1.25 %
Puissance de pompe	P_p = 10 W
Temps de vie du niveau émetteur	τ = 100 µs
Longueur du cristal	L_c = 4 mm
Rayon du cristal	R_c = 1.5 mm
Conductivité thermique	$K_c = 7.8\ W.m^{-1}.K^{-1}$
Température au bord du cristal	T_0 = 42 °C

Nous avons ainsi obtenu la courbe présentée sur la figure III-5.

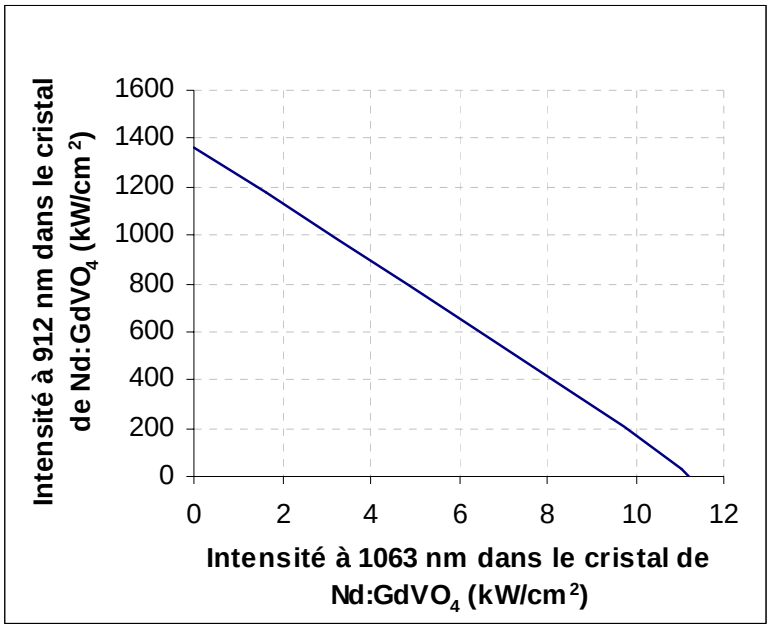


Figure III-5. Etude de la compétition de gain entre les ondes à 1063 nm et 912 nm.

On remarque une dépendance linéaire entre les deux intensités. Ceci se vérifie théoriquement en combinant les équations III-5, III-8 et III-9. On obtient en effet la relation :

$$I_{quasi3niv} = -\left(\frac{g_{quasi3niv}}{g_{4niv}}\right)^{-1} \cdot I_{4niv} + K \qquad \textit{(Equation III-13)}$$

$$\text{où } K = \frac{\sigma_p \cdot I_p \cdot (\sigma_e^{quasi3niv} \cdot g_{quasi3niv} - \sigma_e^{4niv} \cdot g_{4niv}) - \frac{\sigma_d^{quasi3niv} \cdot g_{4niv}}{\tau}}{g_{quasi3niv} \cdot \sigma_d^{quasi3niv} \cdot \sigma_e^{4niv}} \qquad \textit{(Equation III-14)}$$

Le coefficient directeur de la droite étant l'inverse du rapport des gains aux deux longueurs d'onde, il est très élevé. Ainsi, l'intensité à 912 nm chute très rapidement dès que l'intensité augmente à 1063 nm. Elle s'annule pour une intensité à 1063 nm de 11.4 kW/cm², ce qui correspond à une puissance intracavité particulièrement faible de 1.7 W. En augmentant la taille du faisceau à 1063 nm dans le cristal laser, tout en conservant un rayon de col de 70 µm pour le faisceau à 912 nm, il est possible d'adoucir la pente, comme on peut le voir sur la figure III-6, et ainsi augmenter la puissance à 1063 nm pour une puissance à 912 nm donnée. La puissance gagnée reste toutefois assez faible dans l'absolu. Afin de faciliter la lecture des courbes, nous avons converti les intensités en puissances.

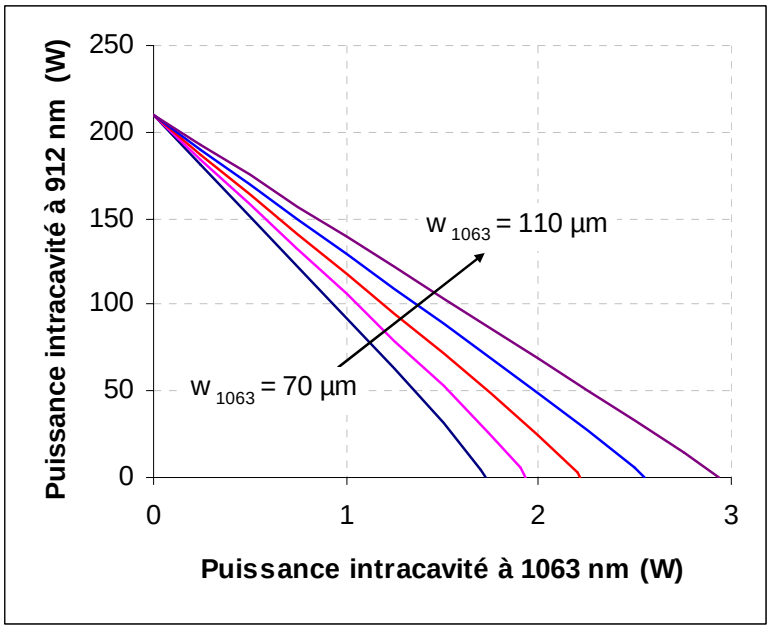


Figure III-6. Influence de la taille du faisceau à 1063 nm dans le cristal laser sur la compétition de gain.

Cet effet peut s'expliquer par un recouvrement moins bon entre le faisceau de pompe et le faisceau à 1063 nm lorsque la taille de celui augmente. Il y a ainsi diminution du gain à cette longueur d'onde.

Rappelons que l'objectif final est de réaliser une somme de fréquence intracavité. Comme nous l'avons vu lors du chapitre I, l'efficacité de cette conversion non linéaire est directement proportionnelle au produit des intensités dans le cristal non linéaire de chaque longueur d'onde fondamentale. La figure III-7 présente ce produit en fonction de la puissance intracavité à 1063 nm pour plusieurs dimensions du faisceau à 1063 nm dans le cristal laser. En revanche, le rayon de col dans le cristal non linéaire est fixé à 70 µm pour les deux faisceaux.

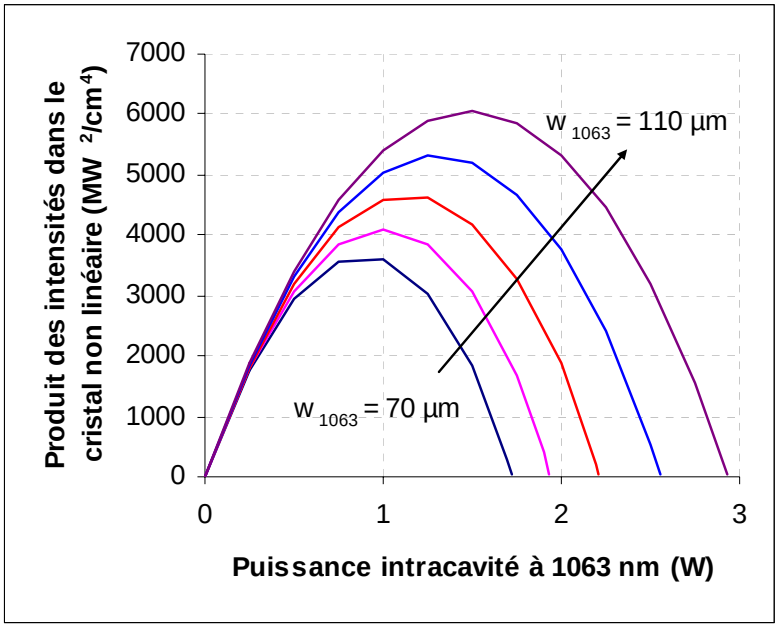


Figure III-7. Influence de la taille du faisceau à 1063 nm sur le produit des intensités des ondes fondamentales dans le cristal non linéaire.

En augmentant la taille du faisceau à 1063 nm à 110 µm, il est donc théoriquement possible de multiplier par 1.5 le produit des intensités. Ceci n'est évidemment valable que si la taille dans le cristal non linéaire est toujours de 70 µm. Réaliser cette condition pose certaines contraintes dans la conception de la cavité laser.

Les conditions optimales de fonctionnement étant à présent déterminées, nous nous sommes attachés, dans un premier temps à l'étude expérimental de la compétition de gain, puis à la réalisation expérimentale d'une source bleue basée sur un laser bi-longueur d'onde.

III.1.c. Réalisations expérimentales

III.1.c.i. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est illustré sur la figure III-8.

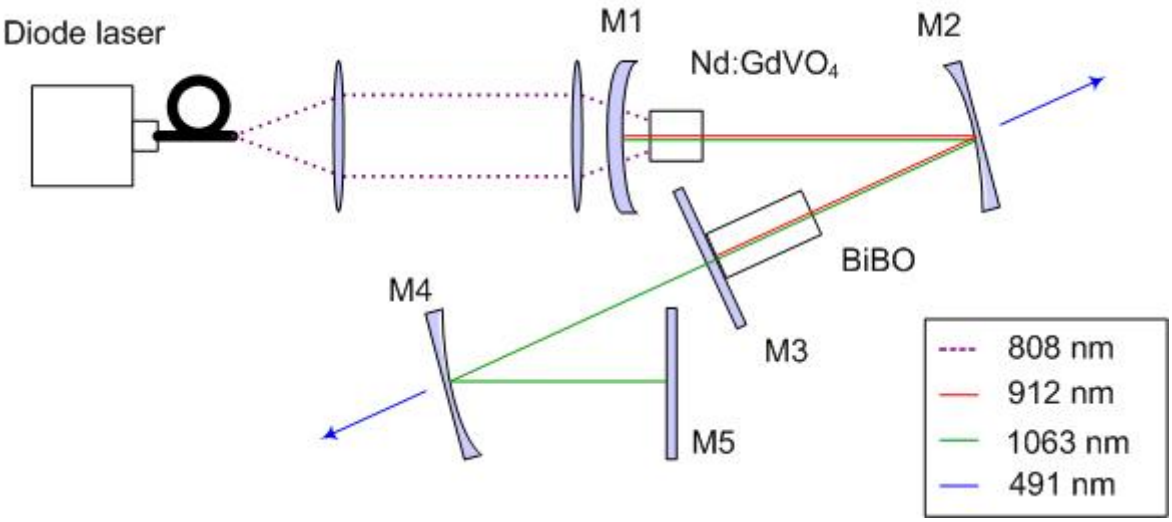


Figure III-8. Dispositif expérimental utilisé pour étudier la compétition de gain.

Nous avons vu que si l'intensité de pompe n'est pas suffisante, le cristal laser est absorbant à 912 nm. Nous avons donc choisi d'utiliser une diode laser de pompe brillante délivrant une puissance de 10 W vers 808 nm. Elle est couplée dans une fibre de 100 µm de diamètre et possédant une ouverture numérique de 0.22. Contrairement au système de pompage utilisé lors de l'étude comparative des cristaux de Nd:$GdVO_4$ et Nd:YVO_4 présentée dans le chapitre II, le faisceau de pompe en sortie de fibre n'est pas polarisé. Celui-ci est imagé, via deux doublets de 60 mm et 100 mm de focale, dans le cristal laser afin d'obtenir un rayon de 83 µm.

Le cristal de Nd:$GdVO_4$ est dopé à 0.2 % et est long de 4 mm. Il est placé dans une monture en cuivre posée sur un régulateur de température de type Peltier afin d'assurer une température de 18°C sur les bords de la monture en contact avec le cristal. Les faces de celui-ci sont revêtues de traitements anti-reflet à 808 nm, 912 nm et 1063 nm.

Les miroirs M1 et M2 et M3 constituent une première cavité résonante à 912 nm. Cette cavité à trois miroirs permet de régler précisément la taille du faisceau à 912 nm dans le cristal laser et dans le cristal non linéaire. M1 est concave, ce qui permet d'ajuster l'emplacement du col dans le cristal pour obtenir un recouvrement faisceau de pompe/faisceau laser optimal. Son traitement est transparent à 808 nm, hautement réfléchissant à 912 nm et réfléchi 77 % de la puissance à 1063 nm. Les miroirs M2 et M3 ont un traitement hautement réfléchissant à 912 nm et également transparent à 1063 nm dans le cas du miroir M3. Les miroirs M4 et M5, réfléchissants à 1063 nm, sont utilisés afin d'ajuster la taille et l'intensité du faisceau à cette longueur d'onde dans le cristal de Nd:$GdVO_4$. Le faisceau à 912 nm possède ainsi dans le cristal laser un rayon de 70 µm alors que la taille du faisceau à 1063 nm est de 105 µm. Les contraintes sur les traitements déposés sur les miroirs à 808 nm, 912 nm et 1063 nm étant déjà fortes, nous n'avons pas exigé qu'ils soient de plus réfléchissants à 491 nm. Ainsi, nous obtiendrons deux faisceaux dans le bleu sortant des miroirs M2 et M4.

Le cristal non linéaire utilisé est, selon le choix fait lors du chapitre I, un cristal de BiBO coupé pour un accord de phase critique à température ambiante (θ=164.1°, φ=90°). Ses faces sont revêtues d'un traitement anti-reflet à 912 nm, 1063 nm et 491 nm. Sa longueur est de 10 mm. La taille des faisceaux à 912 et 1063 nm dans ce cristal est respectivement de 69 µm et 70 µm.

III.1.c.ii. Etude de la compétition de gain

Dans un premier temps, nous avons réalisé un laser bi-longueur d'onde fonctionnant sur des transitions à quasi-trois et quatre niveaux afin d'étudier la compétition de gain. Il est alors nécessaire de pouvoir ajuster l'intensité intracavité à 1063 nm. Pour cela, nous avons utilisé un miroir M5 transmettant 6 % de la puissance à 1063 nm. Nous avons ensuite fait varier les pertes intracavité à cette longueur en désalignant le miroir. La puissance intracavité à 1063 nm a ainsi été ajustée entre 0 W et 3 W, nous permettant d'obtenir la courbe présentée sur la figure III-9.

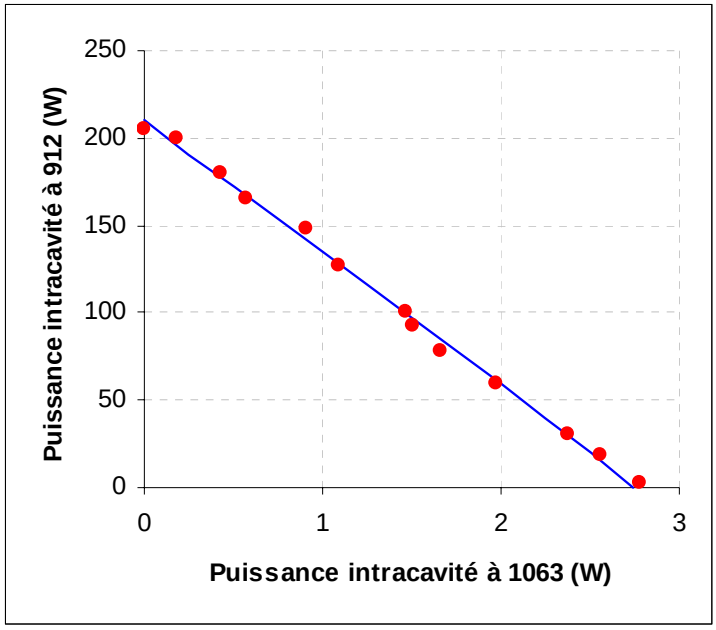


Figure III-9. Etude expérimentale de la compétition de gain entre les ondes à 1063 nm et 912 nm. Les points représentent les résultats expérimentaux ; la courbe est issue des simulations numériques effectuées avec notre modèle ($L_{quasi\ 3\ niv}$ = 1.5 %).

Les résultats obtenus sont conformes avec nos prévisions, notre modèle est ainsi validé. La compétition de gain très inégale entre les deux transitions impose une contrainte très sévère sur la puissance intracavité à 1063 nm. Si celle-ci excède 2.77 W, nous n'observons plus d'émission à 912 nm. En traçant la courbe représentant le produit des intensités aux deux longueurs d'onde dans le cristal non linéaire (figure III-10), nous pouvons déterminer les conditions de fonctionnement optimales.

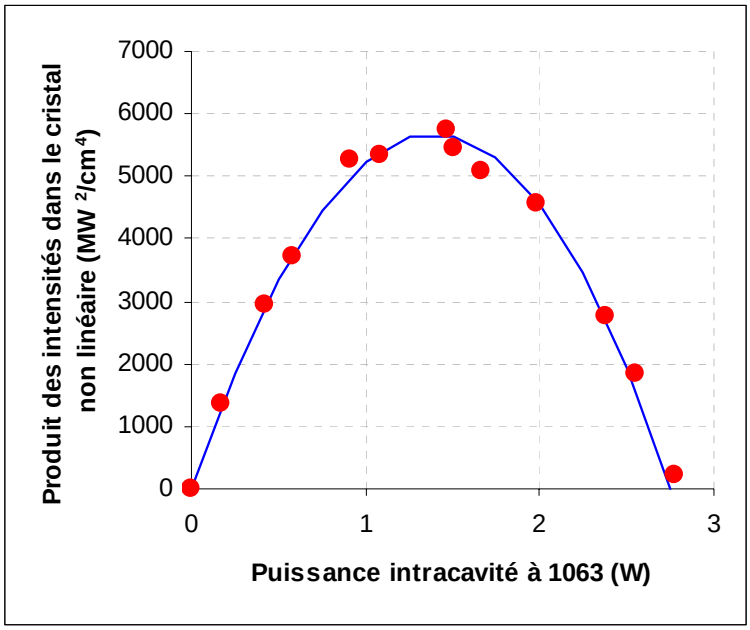


Figure III-10. Conséquences de la compétition de gain sur le produit des intensités dans le cristal non linéaire. Les points représentent les résultats expérimentaux ; la courbe est issue des simulations numériques effectuées avec notre modèle.

Le produit des intensités dans le cristal non linéaire est maximum pour une puissance intracavité à 1064 nm de 1.5 W, ce qui correspond à une puissance intracavité à 912 nm de 101 W.

III.1.c.iii. Réalisation d'un laser bleu basé sur un laser bi-longueur d'onde émettant à 912 nm et 1063 nm

Afin de nous placer dans les conditions optimales déterminées lors de l'étude précédente, nous avons remplacé le miroir M5 par un coupleur transmettant 74 % de la puissance à 1063 nm. Nous avons ainsi obtenu un laser bi-longueur d'onde émettant à 912 nm et 1063 nm, comme le montre le spectre présenté sur la figure III-11. Ce spectre étant mesuré sur une fuite du laser, il ne reflète par les puissances relatives entre les deux longueurs d'onde.

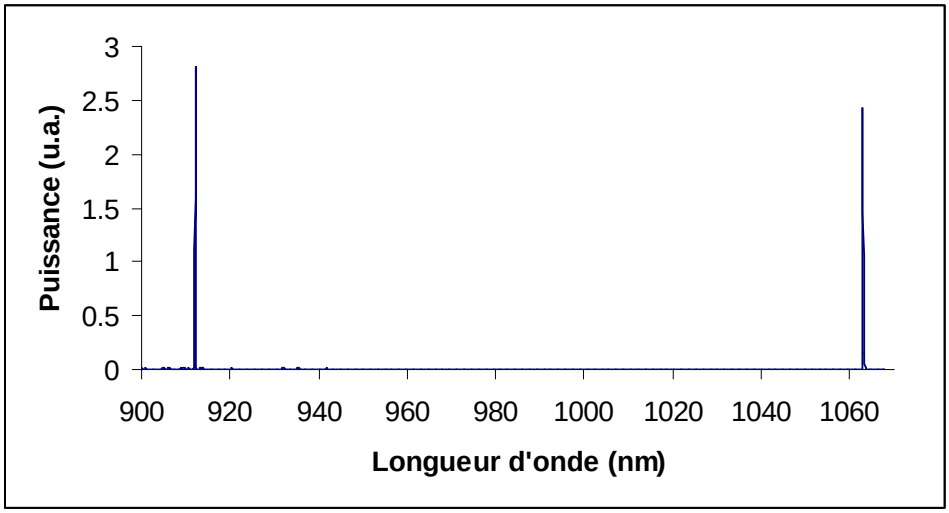


Figure III-11. Spectre d'émission d'un laser bi-longueur d'onde émettant à 912 nm et 1063 nm.

En ajoutant les puissances mesurées sur les deux sorties du laser, nous avons obtenue une puissance totale de 30 mW à 491 nm pour une puissance de pompe à 808 nm de 10 W. Comme nous pouvions le prévoir compte tenu des faibles puissances intracavité, notamment à 1063 nm, la puissance de bleu à 491 nm atteinte est ainsi relativement faible. Le rendement optique/optique[8] de cette source est ainsi de 0.3 %.

Ce rendement pourrait être amélioré en utilisant un cristal non linéaire plus efficace. La limite fixée par la compétition de gain est cependant trop faible pour espérer concevoir une source efficace sur ce principe. Afin de contourner l'obstacle que constitue la compétition de gain, il est donc indispensable d'utiliser deux cristaux laser, chacun produisant une longueur d'onde.

III.2. Source à base de laser bi-longueur d'onde à deux cristaux laser

Le principe de cette source est d'insérer deux cristaux laser dans une même cavité. On obtient ainsi un laser bi-longueur d'onde, mais chaque cristal ne produit qu'une seule longueur d'onde. Il n'y a donc plus de compétition de gain. Nous nous sommes fixé comme contrainte de n'utiliser qu'une seule diode laser de pompe. Les deux cristaux doivent donc être pompés l'un à la suite de l'autre. Le laser à quasi-trois niveaux nécessite une intensité de pompe suffisante pour atteindre la transparence tout au long du cristal. Le cristal émettant sur cette transition est donc placé devant le deuxième cristal laser, comme on peut le voir sur le schéma de principe figure III-12.

[8] On définit le rendement optique comme le rapport entre la puissance de bleu à 491 nm en sortie de laser et la puissance de la diode laser de pompe à 808 nm.

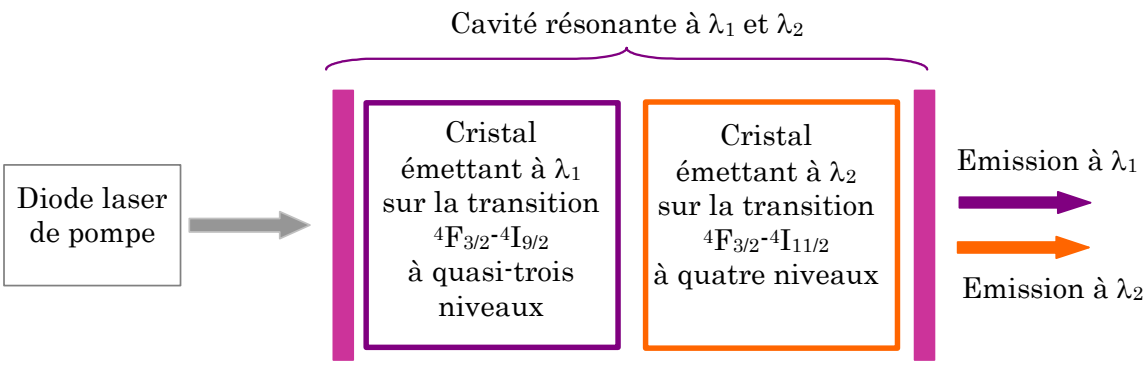


Figure III-12. Schéma de principe d'un laser bi-longueur d'onde à deux cristaux laser.

III.2.a. Choix du second cristal laser pour la transition laser à quatre niveaux

Le second cristal laser doit répondre à certaines contraintes. Les deux cristaux étant placés dans la même cavité, il doit être transparent à 912 nm afin d'éviter d'introduire des pertes supplémentaires sur cette transition à faible gain. Le cristal doit également être absorbant à la même longueur d'onde de pompe que le cristal de Nd:$GdVO_4$, c'est-à-dire 808 nm.

Comme nous l'avons vu, le cristal le plus efficace sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ à quatre niveaux est le Nd:YVO_4. Son pic d'absorption à 808 nm est, de plus, très proche de celui du Nd:$GdVO_4$. Malheureusement, si un des pics d'absorption du cristal de Nd:YVO_4 est à 914 nm, il subsiste une absorption résiduelle à 912 nm. L'insertion dans la cavité de notre laser émettant à 912 nm d'un tel cristal engendrerait l'introduction de pertes. De plus les longueurs d'onde d'émission des deux cristaux sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ sont trop proches. En effet, il n'est pas possible de concevoir une cavité résonnante à 1064 nm qui ne le soit pas à 1063 nm, la bande passante de nos miroirs étant plus large qu'un nanomètre. Si l'on construisait une telle cavité autour de notre cristal laser de Nd:$GdVO_4$, l'émission à 912 nm serait alors remplacée par une émission à 1063 nm, comme nous l'avons constaté dans le paragraphe précédent. En utilisant des cristaux de Nd:$GdVO_4$ et Nd:YVO_4 dans la même cavité laser, il est ainsi possible d'obtenir un laser bi-longueur d'onde émettant à 1064 nm et 1063 nm, mais pas à 1064 nm et 912 nm.

Nous avons choisi d'utiliser un cristal de Nd:YLF émettant à 1047 nm. Il présente l'avantage de produire une émission polarisée permettant, par somme de fréquence avec une onde à 912 nm, d'obtenir un signal à 487 nm. Ses raies d'émission sont, de plus, suffisamment éloignées de celle du cristal de Nd:$GdVO_4$ pour espérer un bon fonctionnement. Si le décalage des niveaux d'énergie est un avantage pour les émissions laser, il devient toutefois un inconvénient pour le pompage. Le pic d'absorption du cristal de Nd:YLF se situe en effet à 792 nm. Pour pallier à ce désavantage, nous avons choisi un cristal plus fortement dopé et plus long afin d'augmenter son absorption vers 808 nm. Le cristal est ainsi dopé à 1 % et a une longueur de 8 mm.

III.2.b. Réalisation expérimentale

Afin de conserver suffisamment de puissance pour pomper le deuxième cristal laser, nous avons décidé de diminuer l'absorption dans le cristal de $Nd:GdVO_4$ en utilisant un cristal dopé à 0.1 % et long de 4 mm. Nous avons estimé l'absorption de ce cristal à 37 %. Pour une puissance de pompe incidente sur le cristal de $Nd:GdVO_4$ de 8.5 W, une puissance de 5.3 W est ainsi transmise et disponible pour pomper le cristal de Nd:YLF.
Le dispositif expérimental utilisé est présenté sur la figure III-13 ci-dessous.

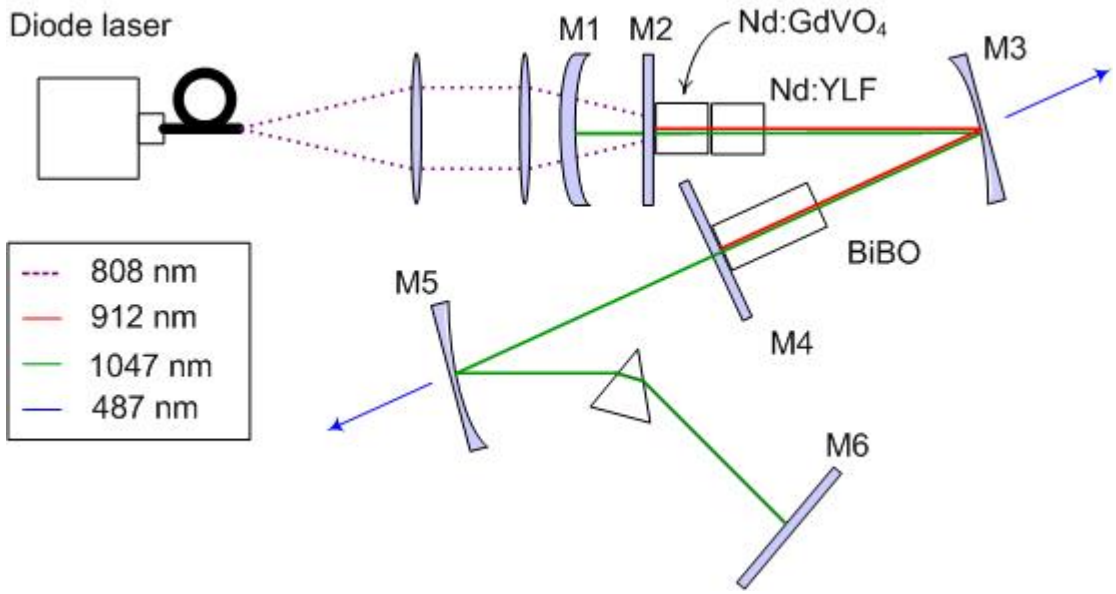


Figure III-13.Laser bi-longueur d'onde à deux cristaux laser.

La configuration choisie est très proche de celle utilisée pour le laser bi-longueur d'onde à un cristal laser (cf. paragraphe précédent). Nous avons ainsi utilisé le même système de pompage. Nous utilisons deux cristaux laser, émettant chacun à une longueur d'onde. Pour optimiser l'efficacité laser dans les deux cristaux, il est nécessaire de pouvoir ajuster la position du col du faisceau à chaque longueur d'onde dans le cristal lui correspondant. Pour cela, nous avons choisi d'utiliser deux miroirs différents possédant un traitement transparent à 808 nm. Le miroir M1, un ménisque hautement réfléchissant à 1047 nm, permet de positionner le col du faisceau à 1047 nm dans le cristal de Nd:YLF. Le col du faisceau à 912 nm se situe sur miroir plan M2, hautement réfléchissant à 912 nm. Le cristal de $Nd:GdVO_4$ est donc placé le près possible de ce miroir. Nous avons également remplacé le miroir M5 par un miroir hautement réfléchissant à 1047 nm.
Afin de pouvoir pomper les cristaux l'un après l'autre, nous les avons placés bout à bout dans la même monture en cuivre.
Les miroirs utilisés étant large bande, la cavité résonante à 1047 nm l'est aussi à 1063 nm. Afin d'éviter une émission à 1063 nm dans le cristal de $Nd:GdVO_4$, ce qui serait néfaste pour l'émission à 912 nm, un filtre spectral est indispensable. Nous avons donc inséré un prisme entre les miroirs M4 et M5.

Pour une puissance de pompe de 10 W, nous avons mesuré une puissance intracavité de 120 W à 912 nm et de 7.5 W à 1047 nm. Le cristal de Nd:$GdVO_4$ étant moins dopé que celui utilisé dans l'expérience de laser bi-longueur d'onde précédente, ce nouveau laser à 912 nm est donc moins efficace. Toutefois, la compétition de gain ayant disparue dans cette nouvelle configuration, on peut noter une augmentation de la puissance intracavité à 912 nm.

La puissance intracavité à 1047 nm, tout en étant plus élevé que celle mesurée dans le laser bi-longueur précédent, reste décevante. L'efficacité de ce laser est diminuée par des pertes introduites notamment par le prisme et les miroirs M2 et M4. La deuxième limitation provient du pompage. Nous avons choisi un cristal de Nd:YLF long (8 mm) pour palier à l'absorption à 808 nm plus faible dans ce cristal. La longueur totale des cristaux placés bout à bout est ainsi de 12 mm, ce qui est plus grand que le paramètre confocal du faisceau de pompe (3 mm). Par soucis de privilégier l'émission moins efficace à 912 nm, le faisceau de la diode laser de pompe a été focalisé dans le cristal de Nd:$GdVO_4$, au détriment de l'émission à 1047 nm. La taille du faisceau de pompe dans le cristal de Nd:YLF varie ainsi de 282 µm à 1154 µm, limitant l'intensité de pompe dans ce cristal.

Même si l'amélioration des puissances intracavité à 912 nm et 1047 nm n'a pas été aussi fulgurante que nous l'espérions, on peut noter une nette augmentation de la puissance de bleu à 487 nm. Nous avons ainsi mesuré une puissance totale de 93 mW sur les deux voies de sortie, ce qui correspond à un rendement optique/optique de 0.93 %.

Les contraintes imposées par cette configuration sur le deuxième cristal laser sont trop fortes pour pouvoir réunir de bonnes conditions de fonctionnement pour les deux émissions laser. Nous avons donc imaginé une autre configuration où cette fois les deux cristaux laser sont placés dans des cavités différentes.

III.3. Source à base de deux lasers à cavités imbriquées

III.3.a. Principe de la source

L'idée est de relâcher les contraintes pesant sur le deuxième cristal laser émettant vers 1060 nm en le plaçant dans une autre cavité. Cette configuration permet d'éviter la compétition de gain entre les deux transitions laser et d'utiliser des miroirs aux traitements plus simples. Il est ainsi possible d'utiliser un cristal très efficace de Nd:YVO_4 émettant à 1064 nm. Rappelons toutefois le cahier des charges que nous nous sommes fixés : réaliser la somme de fréquence intracavité aux deux longueurs d'onde fondamentales. La première contrainte nous impose de placer le cristal non linéaire dans les deux cavités ; elles sont donc imbriquées. Un tel type de source a déjà été utilisé par Kretschmann et al. pour produire une émission rouge à 594 nm, 598 nm, 602 nm et 618 nm [Kretschmann 99b]. Ils avaient alors réalisé la somme de fréquence entre une émission à 1080 nm dans un cristal de Nd:YAP et une émission à 1320 nm, 1339 nm, 1358 nm ou 1444 nm produite dans un cristal de Nd:YAG. Les deux cristaux étaient pompés par des

diodes laser de 10 W émettant à 808 nm ou 797 nm. Les puissances de rouge ainsi obtenues étaient de l'ordre de la centaine de milliwatts.
Le deuxième défi que nous nous sommes fixés est de n'utiliser qu'une diode laser de pompe. Afin d'avoir un pompage plus efficace que dans la précédente configuration, ceci nous oblige à prévoir un système de ré-imagerie du faisceau de pompe après le premier cristal laser pour pomper le deuxième. Le schéma de principe de notre source est présenté ci-dessous.

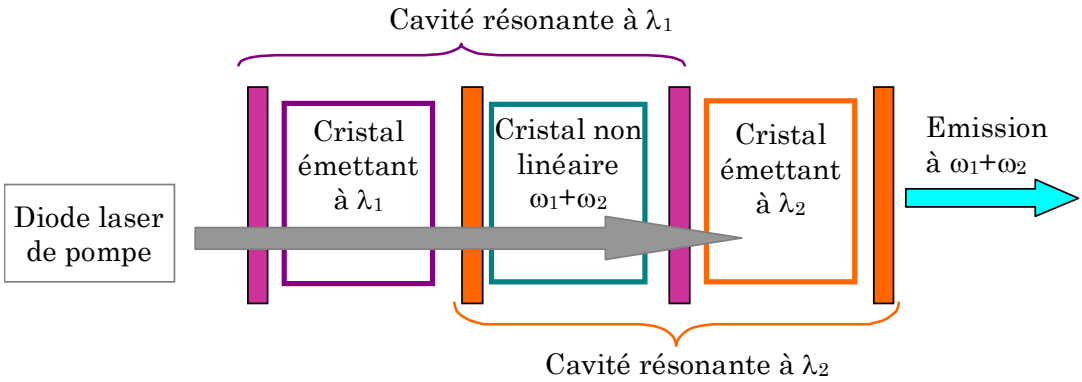


Figure III-14. Schéma de principe de la source à cavités imbriquées.

III.3.b. Réalisation expérimentale

Le premier élément de cette configuration est la ligne de pompage (figure III-15).

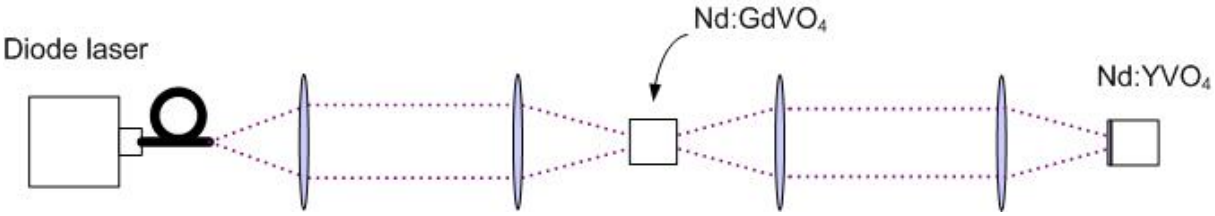


Figure III-15. Ligne de pompage de la source bleue à base de cavités imbriquées.

Nous avons utilisé la même diode laser de pompe délivrant une puissance de 10 W à 808 nm, couplée dans une fibre optique de 100 µm de diamètre. Une première série de doublets permet de focaliser le faisceau de pompe dans le cristal de Nd:GdVO$_4$. Afin de disposer de suffisamment de puissance à 808 nm pour pomper efficacement le cristal de Nd:YVO$_4$, de la même manière que pour le laser bi-longueur d'onde du paragraphe précédent, nous avons choisi un cristal dopé à 0.1 %, long de 4 mm et absorbant ainsi 37 % de la puissance de pompe incidente. En sortie du cristal de Nd:GdVO$_4$, une deuxième série de doublets permet de focaliser le faisceau de pompe dans le deuxième cristal laser. La taille du rayon de col de faisceau de pompe est de 83 µm dans les deux cristaux.
Le schéma du laser émettant à 912 nm est proposé sur la figure III-16.

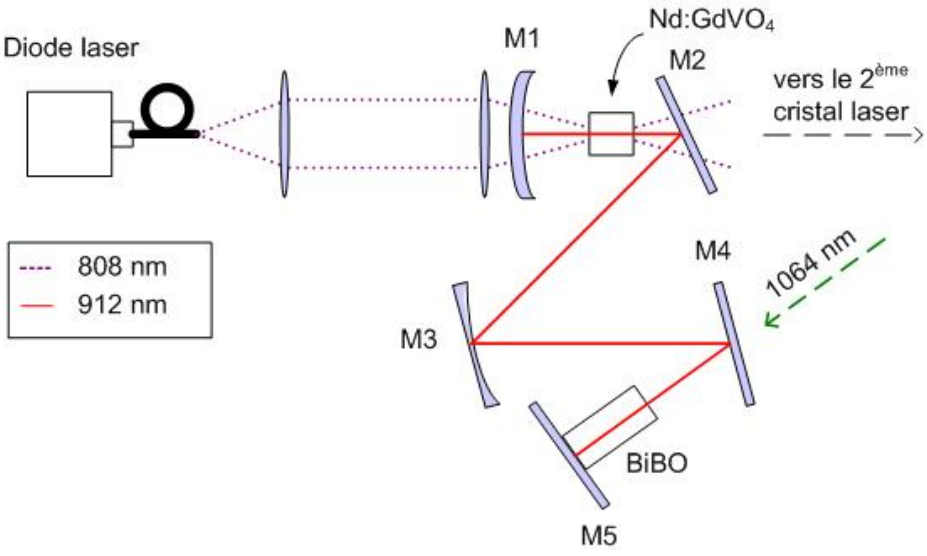


Figure III-16. Schéma de cavité du laser émettant à 912 nm.

La cavité est basée sur celle utilisée pour le laser bi-longueur d'onde (figure III-9). Tous les miroirs possèdent ainsi un traitement hautement réfléchissant à 912 nm. Deux miroirs (M2 et M4) sont ajoutés afin de créer deux bras de repli. Le premier, M2, permet d'extraire efficacement le faisceau de pompe. En effet, pour ne pas gaspiller de puissance de pompe, la dimension de celui-ci sur le miroir concave de la cavité doit être inférieure au diamètre de ce miroir (25.4 mm). Le faisceau de pompe étant très divergent, la distance entre le miroir M2 et la sortie du cristal de Nd:$GdVO_4$ doit être faible, ce qui n'est pas compatible avec les distances habituelles entre les miroirs d'une cavité à trois miroirs. L'insertion du miroir plan M2, transparent à 808 nm et pouvant se placer en proximité de la sortie du cristal, permet de régler ce problème. De la même façon le miroir M4 permet de combiner la cavité avec le laser émettant à 1064 nm. Il est, par conséquent, transparent à 1064 nm.

L'ensemble de la source est décrit sur la figure III-17.

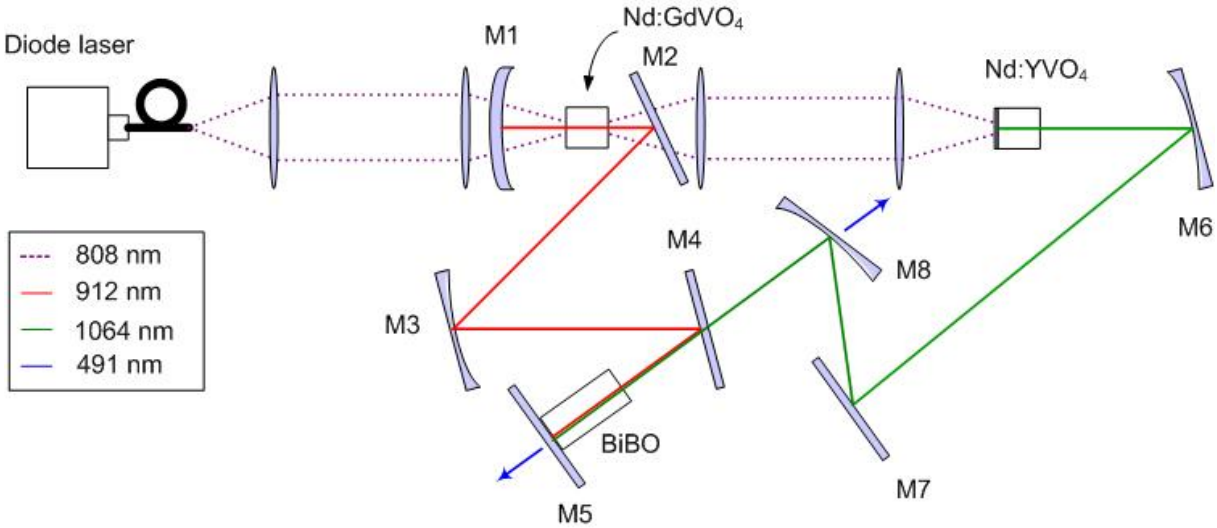


Figure III-17. Dispositif complet de la source à cavités imbriquées.

La cavité résonante à 1064 nm est construite autour d'un cristal de $Nd:YVO_4$. Celui-ci est dopé à 0.5 % et long de 6 mm. Un traitement transparent à 808 nm et hautement réfléchissant à 1064 nm est déposé sur une de ses faces ; l'autre face possède un traitement anti-reflet à ces deux longueurs d'onde. Les miroirs M7 et M8 permettent d'aligner le faisceau à 1064 nm sur celui à 912 nm. On peut remarquer que le miroir M5 est commun aux deux cavités. Le cristal non linéaire de BiBO est placé dans la partie commune aux deux cavités, située entre les miroirs M5 et M4.

Les résultats obtenus sont présentés sur les figures III-18 et III-19.

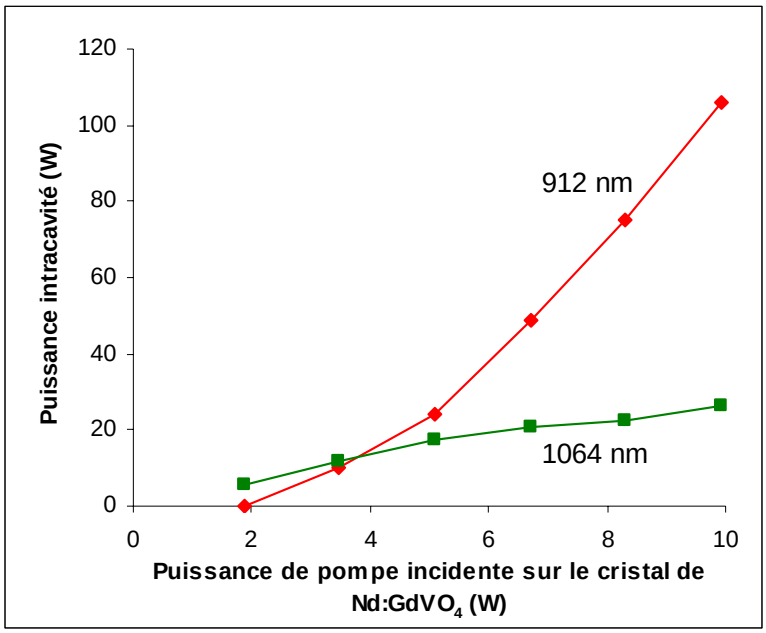


Figure III-18. Puissances intracavité obtenues à 912 nm et 1064 nm en fonction de la puissance de pompe incidente sur le cristal de $Nd:GdVO_4$.

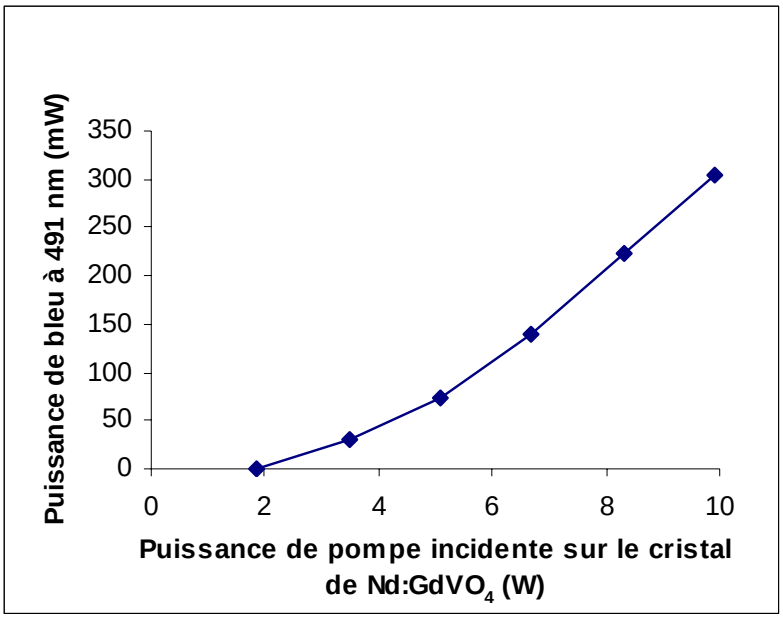


Figure III-19. Puissance de sortie à 491 nm de la source à cavités imbriquées.

Pour une puissance de pompe incidente à 808 nm de 10 W nous avons obtenu des puissances intracavité de 106 W à 912 nm et 27 W à 1064 nm, correspondant à une puissance de 303 mW à 491 nm. Le rendement optique/optique est ainsi de 3.03 %.

La puissance intracavité à 1064 nm reste en deçà de la puissance habituellement mesurée dans un laser à quatre niveaux. L'efficacité est cette fois limitée par les pertes introduites par le miroir M4. Le traitement déposé sur ce miroir réfléchi en effet 4 % par passage de la puissance à 1064 nm, ce qui correspond à des pertes de 8 % par aller et retour. Nous estimons qu'un miroir plus performant, n'introduisant par exemple que 1 % de pertes aller et retour, pourrait nous permettre d'obtenir une puissance intracavité à 1064 nm de l'ordre de la centaine de watts, ce qui triplerait la puissance de bleu.

S'il faut reconnaître que la complexité du schéma de cavité est supérieure à celle des deux précédentes configurations, la puissance finale de bleu obtenue à 491 nm est nettement supérieure. Elle pourrait même être encore améliorée en utilisant un cristal non linéaire plus efficace et un miroir M4 plus performant.

La nécessité de maintenir une inversion de population suffisante tout le long du cristal émettant à 912 nm implique une puissance de pompe transmise non négligeable. Lors des deux dernières configurations, nous avons tiré profit de ce phénomène pour pomper le deuxième cristal laser. Malheureusement, l'efficacité de ce pompage va de paire avec la complexité de l'optique de pompe réalisant deux points de focalisation. Dans la suite, nous avons cherché un dispositif de pompage plus simple pour le deuxième cristal laser : nous avons décidé de le pomper à la longueur d'onde de pompe inhabituelle de 912 nm.

III.4. Source basée sur un laser émettant à 1064 nm pompé intracavité par un laser à 912 nm

III.4.a. Principe de la source

Dans le cadre d'une collaboration entre la société Oxxius [Oxxius] et notre groupe de recherche, un nouveau concept de source est apparu. Le principe de cette configuration est de profiter de l'absorption du cristal de Nd:YVO_4 à 914 nm pour le pomper à cette longueur d'onde et obtenir un laser émettant à 1064 nm (figure III-20)

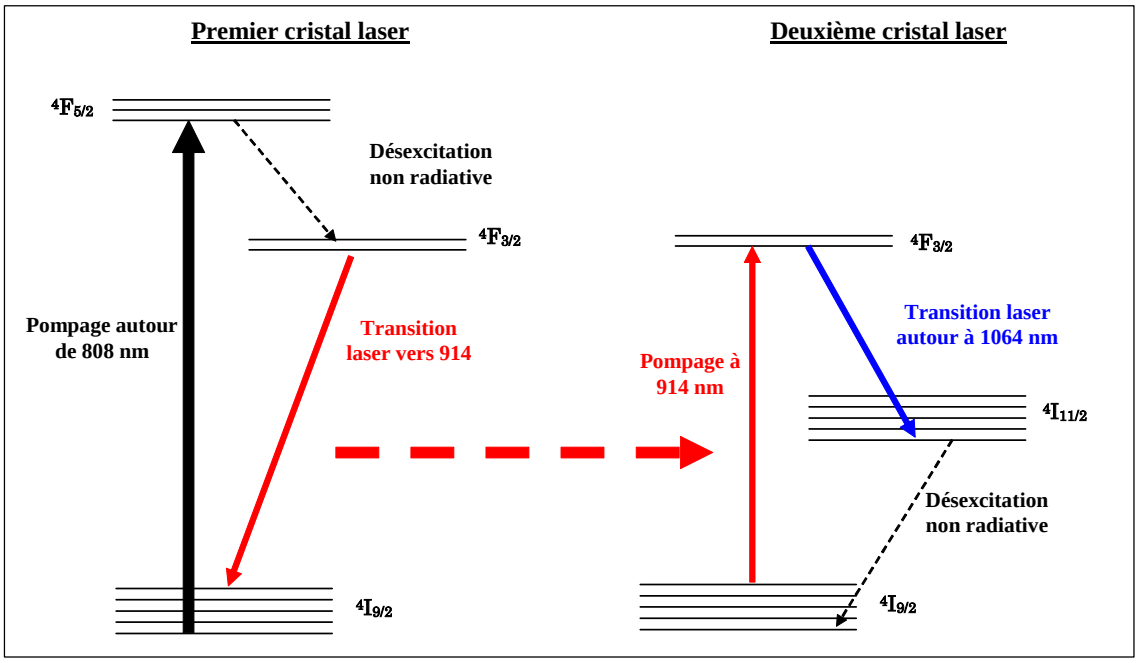


Figure III-20. Schéma de pompage du laser émettant à 1064 nm pompé à 914 nm.

Comme on peut le voir sur spectre de la figure III-21, l'absorption à 914 nm est faible, seulement de quelques pourcents.

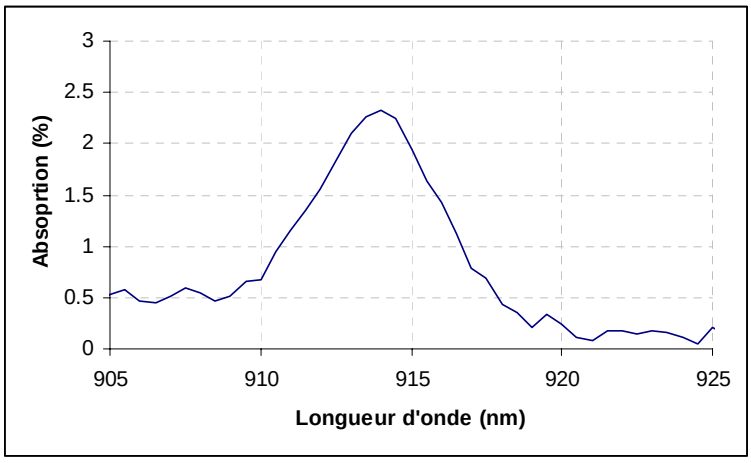


Figure III-21. Spectre d'absorption sur un passage autour de 914 nm d'un cristal de Nd:YVO_4 dopé à 0.1 % et long de 5 mm.

Pour assurer une puissance de pompe absorbée de l'ordre du Watt, il est donc nécessaire de disposer d'une puissance de pompe incidente vers 914 nm de quelques dizaines de Watts, ce qui correspond à la puissance disponible à l'intérieur de la cavité d'un laser à quasi-trois niveaux qui peut atteindre la centaine de Watt.

Le pompage intracavité n'a jamais été utilisé pour un cristal dopé au néodyme, le pompage à 808 nm étant plus efficace et les diodes laser à 808 nm étant particulièrement brillantes. Ce concept est toutefois utilisé pour pomper d'autres ions, tels que l'ion holmium, dont le pic d'absorption de situe à une longueur d'onde où il n'existe pas de diode laser de puissance. Des cristaux de Ho:YAG émettant à 2.09 µm ont ainsi été pompés intracavité par des lasers à base de cristaux dopés au thulium, tels que des cristaux de Tm:YAG à 2.013 µm [Stoneman 92] [Bollig 98] ou Tm:YLF à 1.908 µm [Schellhorn 03]. Le schéma de pompage est présenté sur la figure III-22.

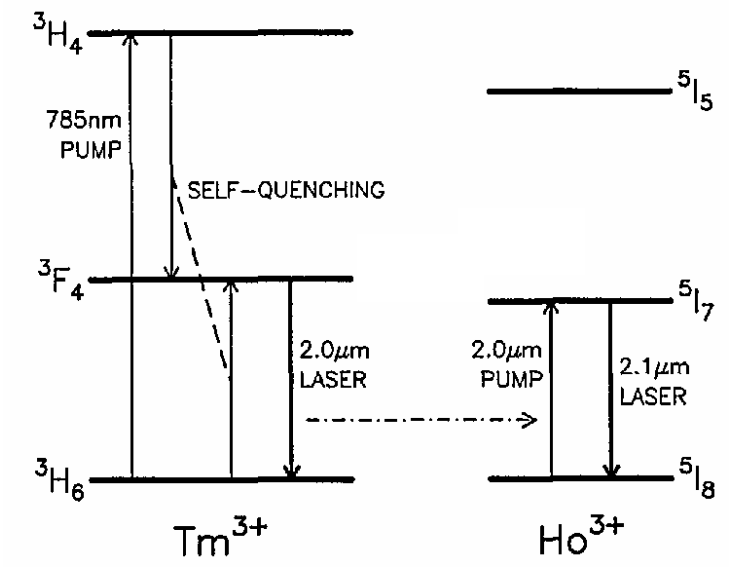


Figure III-22. Schéma de pompage de l'ion holmium par l'émission laser issue de l'ion thulium [Stoneman 92].

Pour ces lasers, l'objectif est d'obtenir le maximum de puissance en sortie de cavité à 2.09 µm. Notre configuration est différente. En effet, nous cherchons à obtenir une émission laser puissante à 1064 nm tout en conservant suffisamment de puissance intracavité à 914 nm pour effectuer une somme de fréquence efficace. Le schéma de principe de notre source est illustré par la figure III-23.

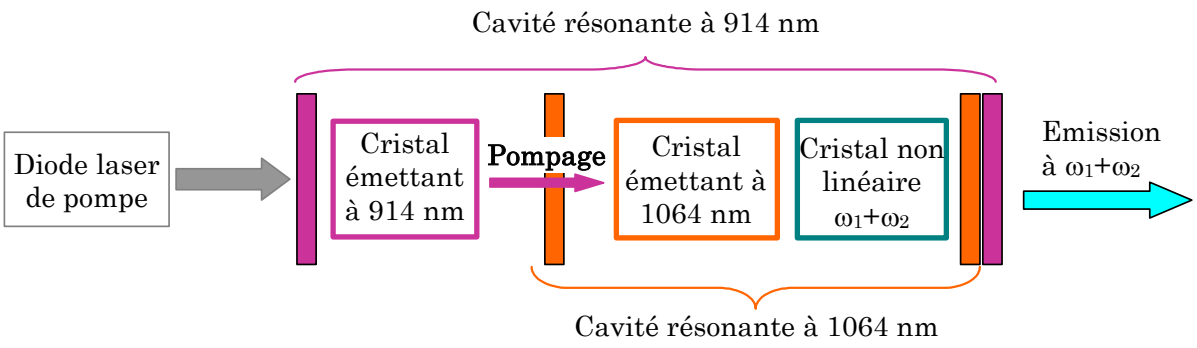


Figure III-23. Schéma de principe de la source bleue utilisant un laser émettant à 1064 nm pompé à 914 nm.

Afin de trouver le juste équilibre entre la puissance absorbée par le deuxième cristal laser, liée à l'efficacité de l'émission à 1064 nm, et les pertes que celui impose à l'émission à 914 nm, nous avons mené une étude basée sur des simulations numériques de ces deux transitions.

III.4.b. Etude théorique

L'objectif de cette étude est, dans un premier temps, d'évaluer l'influence de l'insertion d'un deuxième cristal de Nd:YVO_4 sur la puissance intracavité à 914 nm. Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés à la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ à 1064 nm dans le deuxième cristal laser. Enfin, nous avons évalué les conditions optimales pour obtenir une conversion non linéaire efficace, liée au produit des intensités intracavité à 1064 nm et 914 nm.

Pour étudier la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ à 914 nm, nous avons utilisé le même modèle que celui décrit dans le paragraphe III.1.b pour le laser bi-longueur d'onde, en considérant que l'intensité laser à 1064 nm est nulle. Nous ne répéterons donc pas les caractéristiques du modèle, ni les équations utilisées. Nous avons considéré l'insertion du deuxième cristal laser dans la cavité uniquement comme l'ajout de pertes supplémentaires. Nous avons ainsi calculé la puissance intracavité à 914 nm en fonction des pertes, comprenant les pertes passives de la cavité et les pertes dues à l'absorption dans le deuxième cristal de Nd:YVO_4. Les paramètres utilisés pour la simulation numérique sont décrits dans l'encadré III-2.

Encadré III-2 : Paramètres utilisés lors de la simulation numérique

Cristal de Nd:YVO_4 dopé à 0.1 %

Paramètres	Transition à quasi-trois niveaux	Diode laser de pompe
Longueur d'onde d'émission	$\lambda_{quasi3niv}$ = 914 nm	λ_p = 808 nm
Rayon de col	$w_{quasi3niv0}$ = 90.10^{-6} m	w_{p0} = 100.10^{-6} m
Qualité spatiale du faisceau	$M_{quasi3niv}^2$ = 1	M_p^2 = 37
Indice du cristal	$n_{quasi3niv}$ = 2	n_p = 2

Réflexion de réflexion global à $\lambda_{quasi3niv}$	$R_{quasi3niv}$ = 99,98 %
Pertes passives de la cavité	L = 1.25 %
Puissance de pompe	P_p = 20 W
Temps de vie du niveau émetteur	τ = 100 µs
Longueur du cristal	L_c = 4 mm
Rayon du cristal	R_c = 1.5 mm
Conductivité thermique	K_c = 7.8 W.m^{-1}.K^{-1}
Température au bord du cristal	T_0 = 42 °C

L'absorption dans le deuxième cristal laser, en négligeant la saturation d'absorption, est définie par :

$$A = 1 - e^{-\sigma_{a_914} \cdot N \cdot L} \qquad \textit{(Equation III-15)}$$

Nous avons ainsi obtenu la courbe rouge de la figure III-24.

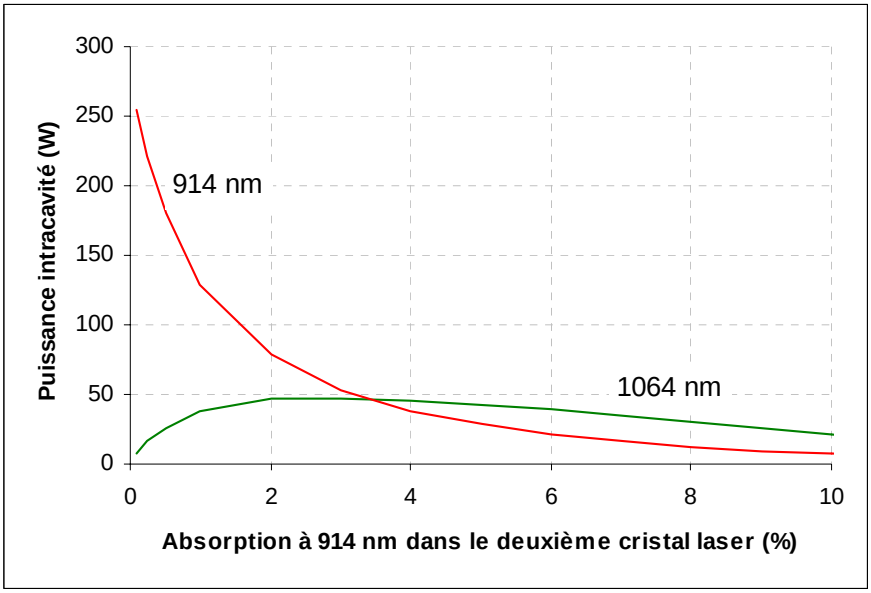


Figure III-24. Influence de l'absorption à 914 nm sur un aller et retour dans le deuxième cristal laser sur les puissances intracavité à 912 nm et 1064 nm.

Comme on pouvait s'y attendre, plus l'absorption est forte à 914 nm dans le deuxième cristal laser, moins la puissance intracavité à 914 nm est élevée. Elle est même inférieure à 30 W pour une absorption aller et retour de 5 %.

Nous avons utilisé la même structure de modèle pour simuler numériquement le comportement de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ à 1064 nm. Nous avons évidemment remplacé les équations décrivant une transition à quasi-trois niveaux par celles décrivant une transition à quatre niveaux. Ainsi, la densité de population du niveau émetteur, en négligeant l'émission à la longueur d'onde de pompe, se décrit par l'équation :

$$\frac{dN_2}{dt}=\sigma_{a_914}\cdot I_{P914}\cdot N-\left(\sigma_p\cdot I_p+\frac{1}{\tau}+\sigma_e^{4niv}\cdot I_{4niv}\right)\cdot N_2 \qquad \textit{(Equation III-16)}$$

A l'état stationnaire, on obtient :

$$N_2=N\cdot\frac{\sigma_{a_914}\cdot I_{P914}}{\sigma_{a_914}\cdot I_{P914}+1/\tau+\sigma_e^{4niv}\cdot I_{4niv}} \qquad \textit{(Equation III-17)}$$

et ainsi :

$$g_{4niv}=\sigma_e^{4niv}\cdot N\cdot\frac{\sigma_{a_914}\cdot I_{P914}}{\sigma_{a_914}\cdot I_{P914}+1/\tau+\sigma_e^{4niv}\cdot I_{4niv}} \qquad \textit{(Equation III-18)}$$

La courbe verte de la figure III-24 représente la puissance intracavité à 1064 nm en fonction de l'absorption moyenne à 914 nm aller et retour dans le cristal. La puissance maximale à 1064 nm est obtenue pour une absorption à 914 nm de 3 %, ce qui est particulièrement faible.

L'objectif n'est toutefois pas d'obtenir la puissance maximale à 1064 nm mais d'obtenir le produit des intensités à 914 nm et 1064 nm dans le cristal non linéaire le plus élevé possible. Ce produit est tracé sur la figure III-25.

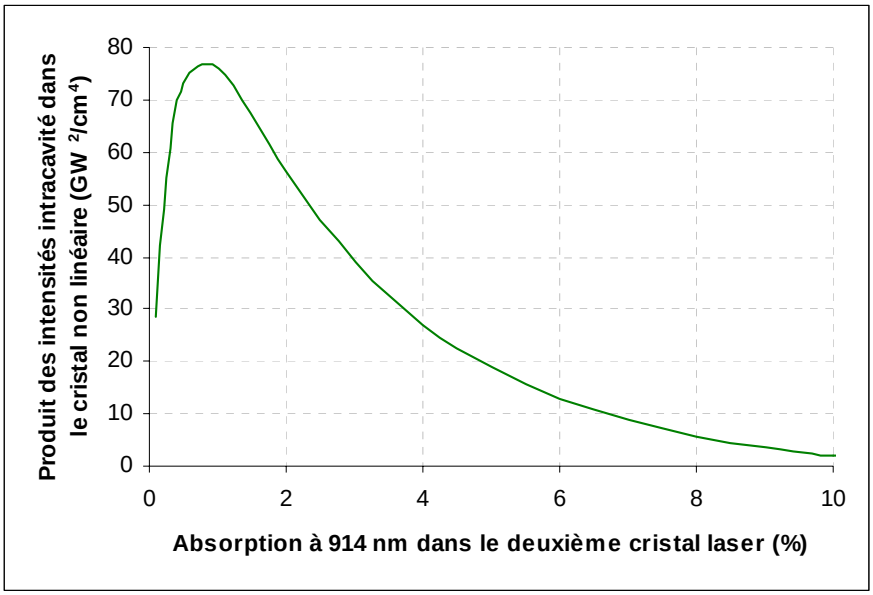


Figure III-25.Influence de l'absorption à 914 nm sur un aller et retour dans le deuxième cristal laser sur le produit des intensités à 914 nm et 1064 nm dans le cristal non linéaire.

Le produit des intensités semble maximal pour une absorption à 914 nm aller et retour très faible de 1 %. On peut toutefois émettre des réserves quant aux résultats obtenus pour les absorptions les plus faibles. En effet, dans notre modèle, nous avons considéré l'absorption comme des pertes supplémentaires. Lorsque les pertes passives de cavité sont plus élevées que cette absorption, leur effet est prédominant sur la puissance intracavité à 912 nm, et ainsi sur le produit des intensités. L'absorption n'a donc que peu d'influence dans ce cas.

Schellhorn et al. ont observé des impulsions imprévues en sortie de leur laser à base de Ho:YAG pompé intracavité [Schellhorn 03]. On peut donc se demander si dans notre configuration, le deuxième cristal de Nd:YVO_4 peut se comporter comme un absorbant saturable et installer ainsi un régime déclenché.

Etudions l'absorption à 914 nm dans ce deuxième cristal laser. Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, le coefficient d'absorption linéique α_{p914} s'exprime par :

$$\alpha_{P914}=\sigma_{a_P}^{914}\cdot N_1-\sigma_{e_P}^{914}\cdot N_2 \qquad \textit{(Equation III-19)}$$

ou encore, en considérant que $N=N_1+N_2$,

$$\alpha_{P914}=(\sigma_{a_P}^{914}+\sigma_{e_P}^{914})\cdot N_1-\sigma_{e_P}^{914}\cdot N \qquad \textit{(Equation III-20)}$$

L'évolution temporelle de la densité de population du niveau fondamental s'écrit :

$$\frac{dN_1}{dt}=\left(\frac{1}{\tau}+\sigma_e^{4niv}\cdot I_{4niv}+\sigma_{e_P}^{914}\cdot I_{P914}\right)\cdot N-\left[\left(\sigma_{a_p}^{914}+\sigma_{a_p}^{914}\right)\cdot I_{p914}+\frac{1}{\tau}+\sigma_e^{4niv}\right)\cdot I_{4niv}\right]N_1$$

(Equation III-21)

La densité de population de niveau fondamental N_1 à l'état stationnaire s'exprime donc par :

$$N_1=N\cdot\frac{1/\tau+\sigma_e^{4niv}\cdot I_{4niv}+\sigma_{e_p}^{914}\cdot I_{P914}}{\left(\sigma_{a_p}^{914}+\sigma_{e_p}^{914}\right)\cdot I_{P914}+1/\tau+\sigma_e^{4niv}\cdot I_{4niv}}$$

(Equation III-22)

En se souvenant (Encadré II-3) que

$$\sigma_{e_P}^{914}=f_b\cdot\sigma_{914}$$

(Equation III-23)

$$\sigma_{a_P}^{914}=f_a\cdot\sigma_{914}$$

(Equation III-24)

et en définissant I_{PSat} par :

$$I_{PSat}=\frac{1/\tau+\sigma_e^{4niv}\cdot I_{4niv}}{\sigma_{914}}$$

(Equation III-25)

On peut écrire :

$$N_1=N\cdot\frac{1+\frac{f_b\cdot I_{P914}}{I_{PSat}}}{1+\frac{(f_b+f_a)\cdot I_{P914}}{I_{PSat}}}$$

(Equation III-26)

Dans le cas d'un cristal de Nd:YVO_4 dopé à 0.1 %, on peut évaluer les fractions de population f_a et f_b à respectivement 0.06 et 0.5. La section efficace σ_{914} à 914 nm étant quinze fois plus faible que la section efficace effective d'émission à 1064 nm, l'intensité à 914 nm dans le deuxième cristal de Nd:YVO_4 reste très en deçà de l'intensité de saturation I_{PSat}. Ainsi, pour une puissance de pompe à 808 nm de 23 W et une absorption à 914 nm de 4.6 % dans le deuxième cristal laser, l'intensité intracavité à 914 nm est estimée à 151 kW/cm² et l'intensité de saturation est évaluée à 2.6 MW/cm². Nous pouvons donc considérer que la densité de population N_1 reste très proche de la densité de population totale N et que l'absorption à 914 nm reste constante, sans saturation. Le deuxième cristal laser ne joue donc pas le rôle d'absorbant saturable.

La configuration est différente dans le cas de cristaux dopés holmium et thulium. En effet, lors d'un pompage intracavité, les transitions laser utilisées dans ces cristaux sont à quasi-trois niveaux, comme on peut le remarquer sur la figure III-22. De plus, les sections efficaces autour de 2 µm dans ces cristaux sont proches [Walsh 98]. L'intensité de pompe de saturation est ainsi beaucoup plus faible que dans notre configuration, ce qui peut engendrer un comportement

d'absorbant saturable. Le temps de vie du niveau émetteur dans les cristaux dopés holmium et thulium est également beaucoup plus long (~ 10 ms).

III.4.c. Réalisations expérimentales

L'insertion d'un deuxième cristal dans la cavité introduit des pertes à 914 nm, élevant ainsi le seuil d'oscillation laser. Afin d'obtenir des puissantes intracavité intéressantes, nous avons utilisé une diode laser de pompe plus puissante que lors des configurations présentées précédemment. Cette diode laser émet une puissance de 23 W à 808 nm. Elle est couplée dans une fibre optique de diamètre 200 µm et d'ouverture numérique 0.22. Deux doublets de 60 mm de focale permettent de focaliser le faisceau de pompe dans le premier cristal laser (figure III-26). Le rayon du faisceau dans le cristal est ainsi de 100 µm. Le premier cristal de Nd:YVO_4 est dopé à 0.4 % et est long de 7 mm. D'après nos simulations, l'absorption dans le deuxième cristal de Nd:YVO_4 doit être faible. Nous avons donc utilisé le cristal le moins dopé (0.1 %) et le moins long (5 mm) que nous avions à notre disposition. Des traitements anti-reflet à 808 nm, 914 nm et 1064 nm sont déposés sur les faces deux cristaux.

La cavité résonante à 914 nm est constituée des miroirs M1, M2, M3 et M5. Ces miroirs possèdent tous un traitement hautement réfléchissant à 914 nm et transparent à 1064 nm. Le cristal non linéaire de BiBO ainsi qu'un deuxième cristal de Nd:YVO_4 sont insérés dans la cavité. La cavité résonante à 1064 nm (miroirs M4 et M6, hautement réfléchissant à 1064 nm et transparents à 914 nm) est une simple cavité plan/concave. La difficulté consiste à préserver l'émission à 914 nm. Il est donc nécessaire d'éviter d'ajouter des pertes autres que l'absorption dans le deuxième cristal laser. Le traitement du miroir M4 doit donc être particulièrement soigné. Il faut également éviter que les fuites à 1064 nm du miroir M4 ne viennent pas perturber l'émission à 914 nm dans le premier cristal de Nd:YVO_4. Pour nous en assurer, nous avons placé le miroir de repli M2 qui permet d'insérer des pertes supplémentaires à 1064 nm.

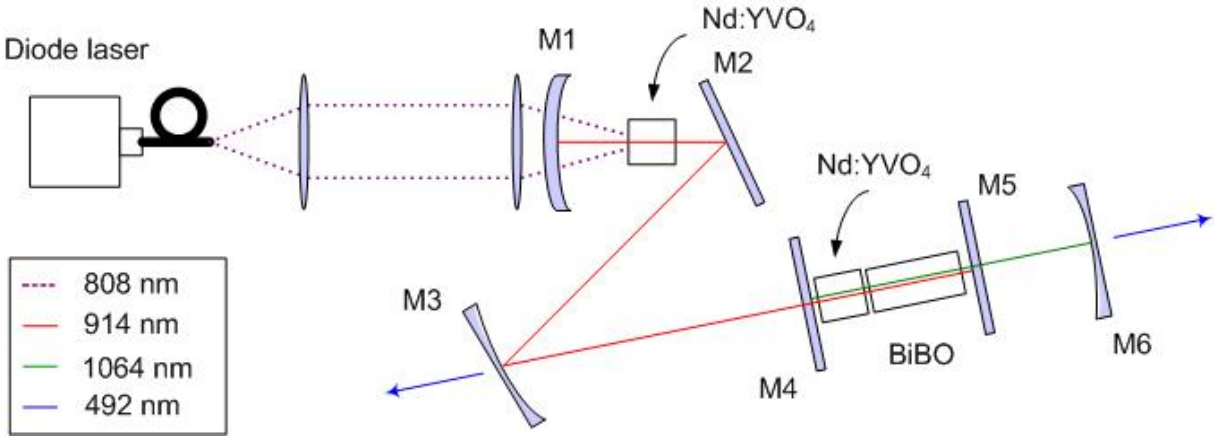


Figure III-26. Schéma du laser à 1064 nm pompé intracavité à 914 nm.

Grâce à cette configuration, nous avons réalisé le premier laser émettant à 1064 nm pompé intracavité à 914 nm. Nous avons estimé l'absorption à 914 nm

sur un aller et retour dans le deuxième cristal laser à 4.6 %. Pour une puissance de pompe incidente de 23 W, nous avons mesuré une puissance intracavité de 38.5 W à 914 nm et 45.6 W à 1064 nm. La puissance de bleu à 492 nm a atteint 67 mW, ce qui correspond à un rendement optique/optique de 0.29 %. Le fonctionnement en régime continu a été vérifié à l'aide d'une photodiode. Aucune impulsion révélatrice d'un comportement d'absorbant saturable du deuxième cristal laser n'a été observée. Les puissances intracavité à 914 nm et 1064 nm obtenues correspondent à celles prédis par nos calculs. Ceux-ci, toutefois, montrent qu'une absorption de 4.6 % est trop élevée pour de placer dans les conditions optimales.

Pour abaisser l'absorption à 914 nm il aurait fallu utiliser un cristal moins dopé ou plus court. Malheureusement, nous ne disposions pas de cristaux correspondant à l'une ou l'autre de ces caractéristiques. Une autre méthode consiste à décaler la longueur d'onde d'absorption. Si, en effet, on regarde sur le spectre de la figure III-20, on s'aperçoit que l'absorption est plus faible à 912 nm. Nous avons donc décidé de pomper le cristal de Nd:YVO_4 grâce à l'émission à 912 nm d'un cristal de Nd:$GdVO_4$.

Le dispositif expérimental utilisé (figure III-27) est très proche de celui présenté précédemment.

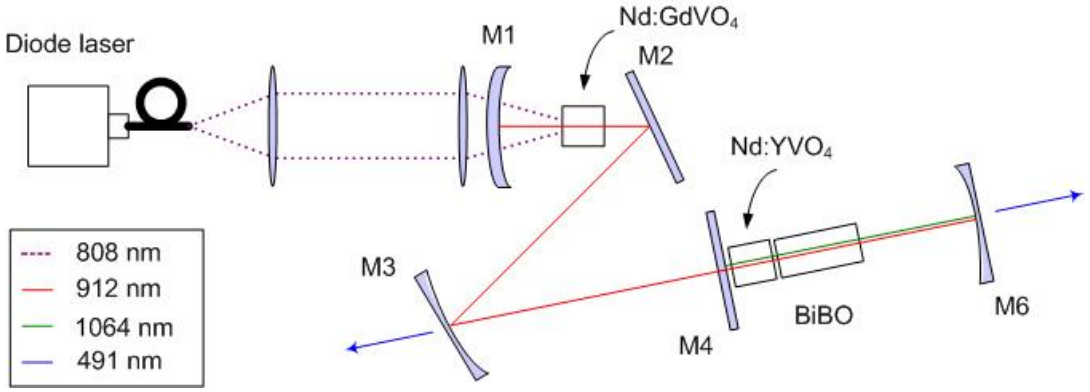


Figure III-27. Schéma du laser à 1064 nm pompé intracavité à 912 nm.

Le premier cristal de Nd:YVO_4 est remplacé par un cristal de Nd:$GdVO_4$ dopé à 0.2 % et long de 4 mm. La compétition de gain entre les transitions $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ à 1063 nm et $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ à 912 nm étant moins forte dans le cristal de Nd:$GdVO_4$, nous avons pu nous abstenir d'insérer le miroir M5 qui créait des pertes dans la cavité résonnante à 1064 nm.
Nous avons évalué l'absorption par aller et retour à 912 nm dans le cristal de Nd:YVO_4 à 3 %, ce qui est encore assez éloigné des conditions optimales estimées par nos simulations. Pour une puissance de pompe incidente de 20 W, nous avons mesuré une puissance intracavité de 54 W à 912 nm et de 75 W à 1064 nm. La puissance de bleu a ainsi été considérablement améliorée et une puissance totale de 155 mW à 491 nm a été obtenue, ce qui correspond à un rendement optique/optique de 0.77 %.

Le produit des intensités intracavité à 912 nm et 1064 nm est plus faible que celui que nous avions obtenu, par exemple, avec la configuration en cavités imbriquées, ce qui explique la puissance de bleue et le rendement optique/optique moins élevés. On remarque en revanche que le produit des puissances est plus important. Ainsi, en concevant une géométrie de cavité plus performante, on pourrait espérer une meilleure conversion non linéaire. D'après nos calculs, le rendement optique/optique pourrait être également amélioré, en utilisant un cristal de Nd:YVO_4 moins absorbant à 912 nm.

La configuration de pompage intracavité à laquelle nous avons abouti n'est ainsi pas la plus optimisée. Nous pouvons toutefois déjà apprécier les différents avantages qu'offre ce nouveau concept. En pompant « à distance » le deuxième cristal laser, l'architecture de la source s'est considérablement simplifiée. On peut également noter la superposition naturelle et automatique des faisceaux à 912 nm et 1064 nm dans le cristal non linéaire, ce qui est bénéfique pour le rendement de doublement. Enfin, il est possible d'imaginer une configuration compacte de type « micro laser » ou les miroirs sont déposés directement sur les faces des cristaux, eux-mêmes soudés ensemble, technique maîtrisée par Oxxius, notre partenaire dans cette étude.

III.5. Conclusion

Lors de ce chapitre, nous avons présenté différentes configurations pour produire un rayonnement bleu autour de 488 nm par somme de fréquence de deux émissions continues issues de transitions laser de l'ion néodyme. Nos objectifs étaient de n'utiliser qu'une seule diode laser de pompe et de réaliser la conversion non linéaire intracavité. Le tableau III-2 récapitule les différents résultats obtenus.

Source	Puissance de bleu (λ)	Rendement optique/optique	Commentaires
Laser bi-longueur d'onde à un cristal laser (Nd:$GdVO_4$)	30 mW (491 nm)	0.3 %	Architecture de cavité simple mais forte compétition de gain
Laser bi-longueur d'onde à deux cristaux laser (Nd:$GdVO_4$ et Nd:YLF)	93 mW (487 nm)	0.93 %	Pas de compétition de gain mais efficacité de l'émission à 1047 nm limitée
Sources à cavités imbriquées (Nd:$GdVO_4$ et Nd:YVO_4)	303 mW (491 nm)	3.03 %	Source plus puissante mais à l'architecture complexe
Laser émettant à 1064 nm pompé à 912 nm (Nd:$GdVO_4$ et Nd:YVO_4)	155 mW (491 nm)	0.77 %	Architecture de cavité simple mais configuration non optimisée

Tableau III-2. Récapitulatif des résultats obtenues avec les différentes configurations étudiées.

La source la plus efficace obtenue est celle utilisant deux cavités imbriquées. Nous avons ainsi obtenu une puissance totale sur deux faisceaux de 303 mW à 491 nm. Cette puissance est bien inférieure à celle obtenue par Chilla et al. en utilisant un semiconducteur pompé optiquement (15 W à 488 nm) [Chilla 04]. Elle est cependant supérieure à ce qui a été obtenue par les autres solutions décrites au chapitre I.

Nous avons également imaginé et développé un nouveau concept de pompage « à distance » du deuxième cristal laser en le pompant intracavité à la longueur d'onde inhabituelle de 912 nm. Cette configuration, pas encore optimisée, nous parait particulièrement prometteuse, tant par la simplicité de l'architecture que par ces performances. Il est ainsi envisageable de développer cette source en configuration « micro laser » où les cristaux sont soudés ensemble et les miroirs directement déposés sur leurs faces.

A travers cette étude, nous avons exploré de nouveaux concepts qui pourraient être utilisés, peut être même plus efficacement, pour d'autres applications. Nous avons en effet remarqué qu'un laser bi-longueur d'onde à 1062 nm et 937 nm dans un cristal de Nd:GGG pourrait être efficace. Il serait ainsi possible de concevoir, par somme de fréquence, un laser à 498 nm.
On peut également imaginer utiliser le pompage intracavité pour d'autres configurations. Nous avions remarqué lors du chapitre I que les cristaux dopés à l'ion ytterbium présentaient une émission intéressante autour de 980 nm, permettant, par doublement de fréquence, d'atteindre 488 nm. Pour obtenir un effet laser autour de 980 nm, il est nécessaire de pomper ces cristaux à une longueur d'onde plus basse. Nous avons vu que certains ont, par exemple, utilisé un laser de pompe émettant à 914 nm. Malheureusement, il n'existe pas de diode laser suffisamment brillante à cette longueur d'onde. Le pompage intracavité pourrait être une solution à ce problème. En effet, les cristaux dopés ytterbium possède une faible absorption à 946 nm. On pourrait donc envisager de pomper intracavité un cristal dopé ytterbium avec une émission laser à 946 nm provenant d'un cristal de Nd:YAG, lui-même pompé par une diode laser à 808 nm.

Nous avons ainsi démontré tout au long de ce chapitre qu'avec des composants commerciaux, en particulier des cristaux de vanadate dopés au néodyme, et en développant de nouveaux concepts, il est possible de concevoir de façon assez simple des sources bleues dans une gamme peu adressée.

CHAPITRE IV : SOURCE IMPULSIONNELLE A 491 NM

IV. Source impulsionnelle à 491 nm

Forts de notre expérience en régime continu, nous avons voulu vérifier si l'idée d'atteindre le bleu par somme de fréquence de deux ondes issues de transitions de l'ion néodyme pouvait être adaptée en régime impulsionnel. Dans ce chapitre nous décrivons ainsi la conception de cette source impulsionnelle à 491 nm. Après une étude des différentes configurations envisageables, nous exposerons un nouveau concept basé sur le principe original de « l'extraction de puissance de la cavité par interaction non linéaire » (ou « *Non linear cavity dumping* »). Nous détaillerons ensuite les différents éléments composant notre source : le laser émettant à 1063 nm, le laser émettant à 912 nm et l'étage non linéaire.

IV.1. Quelle configuration choisir pour la conversion non linéaire ?

Les puissances crêtes accessibles en régime impulsionnel sont généralement élevées. Les conversions non linéaires sont ainsi beaucoup plus efficaces qu'en régime continu, ce qui permet d'envisager plusieurs configurations pour réaliser la somme de fréquence nous permettant d'atteindre le bleu à 491 nm.

IV.1.a. Somme de fréquence extracavité

Cette option, difficilement réalisable en régime continu, devient possible en régime impulsionnel grâce aux puissances crêtes plus élevées disponibles. Le principal avantage de cette configuration est l'indépendance possible entre le laser émettant autour de 1063 nm et celui émettant autour de 912 nm. Ces deux sources doivent tout de même être synchronisés dans le cristal non linéaire pour réaliser la conversion en fréquence. Le moyen le plus simple consiste à utiliser des éléments déclencheurs actifs et de les synchroniser électriquement. Une somme de fréquence extracavité permet ainsi une simplicité de conception, d'alignement des faisceaux et de synchronisation des deux lasers fondamentaux.

Tout comme en régime continu, les comportements des deux lasers produisant les longueurs d'onde fondamentales sont très différents. En effet, la transition à quatre niveaux possède un gain bien plus élevé permettant d'obtenir des impulsions courtes et des temps de création courts. Ainsi, le laser à base de cristal de $Nd:YVO_4$ pompé par diode laser émettant à 1064 nm conçu par Friel et al. produit, à une cadence de 20 kHz, des impulsions de 1.5 ns offrant une puissance crête de 6.67 kW [Friel 98]. On peut s'attendre à obtenir des impulsions du même type à 1063 nm dans un cristal de $Nd:GdVO_4$, les caractéristiques spectroscopiques de ce cristal étant proches de celui de $Nd:YVO_4$. Les impulsions issues d'un laser à quasi-trois niveaux voient un gain beaucoup plus faible. Elles sont ainsi plus longues et moins puissantes. Le premier laser pompé par diode laser à quasi-trois niveaux déclenché activement pour atteindre le bleu a été conçu en 1992. En utilisant un cristal de Nd:YAG, Hong et al. ont obtenu, pour une puissance de pompe de 344 mW, des impulsions à 946 nm de 62 ns et de 76 W de puissance crête pour une cadence de 1.5 kHz [Hong 92]. Un cristal de $KNbO_3$ placé en sortie de cavité permettait de réaliser le doublement de

fréquence pour produire des impulsions à 473 nm. Le rendement de conversion était de 29 %. Lors du chapitre 2, nous avons réalisé un laser impulsionnel à 912 nm grâce à un cristal de Nd:$GdVO_4$. Pour une puissance de pompe de 20 W et à une cadence de 10 kHz, la durée des impulsions était de 20 ns correspondant à une puissance crête de 650 W.

On peut donc noter deux principaux désavantages pour cette configuration de somme de fréquence extracavité. Tout d'abord, la puissance des impulsions à 912 nm est dix fois plus faible que celle des impulsions à 1063 nm. Plus problématique, la durée des impulsions à 912 nm est 20 fois plus longue. Le recouvrement temporel est donc médiocre, comme on peut le voir sur la figure IV-1.

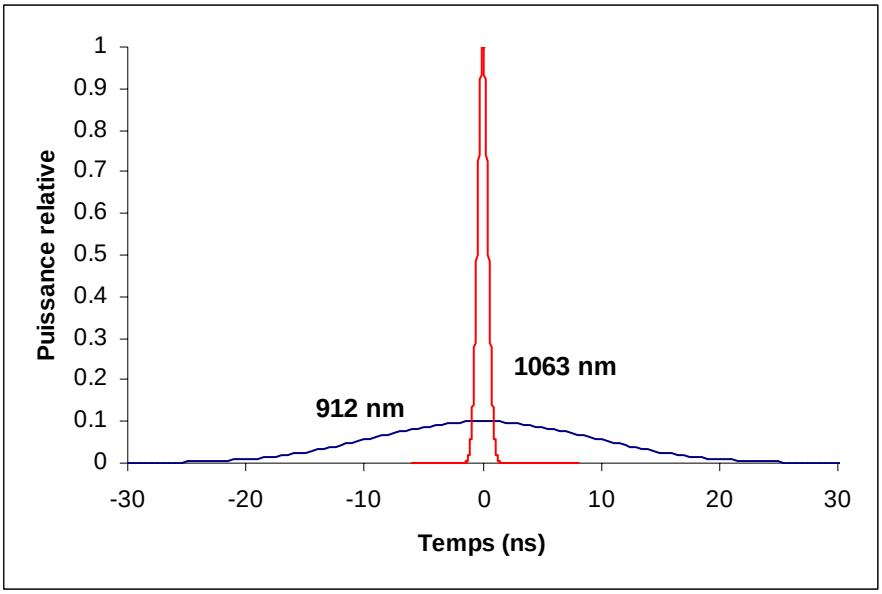


Figure IV-1. Allure typique des impulsions issues de deux lasers déclenchés à 912 nm et 1063 nm.

Ainsi, seule une partie restreinte des photons de l'impulsion à 912 nm participe à la somme de fréquence, ce qui limite fortement l'efficacité de conversion non linéaire.

IV.1.b. Somme de fréquence intracavité

Une deuxième solution se rapproche des configurations utilisées en régime continu : réaliser la somme de fréquence intracavité aux deux longueurs d'onde fondamentales.
Cette configuration a été utilisée pour produire des impulsions jaunes orangées à 593 nm. Chen et al. ont ainsi conçu un laser bi-longueur d'onde impulsionnel à 1064 nm et 1342 nm dans un cristal de Nd:YVO_4 pompé par diode laser (figure IV-2) [Chen 04].

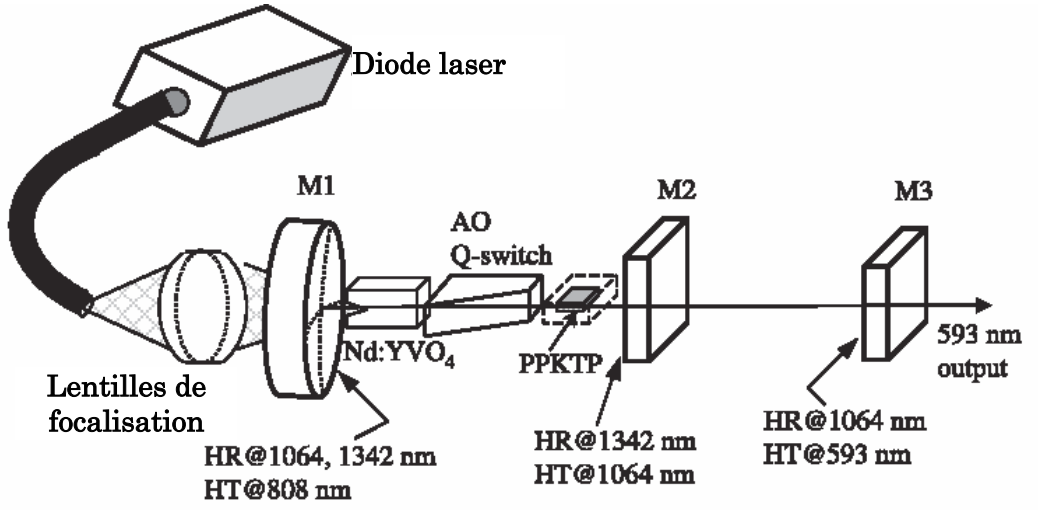


Figure IV-2. Laser impulsionnel bi-longueur d'onde à 1064 nm et 1342 nm [Chen 04].

Un seul élément déclencheur est inséré dans la partie commune aux deux cavités. Le recouvrement temporel des impulsions est ajusté en réglant le rapport des longueurs des cavités. Lin et al. ont en effet démontré que le rapport des longueurs des cavités devait correspondre au rapport des sections efficaces effectives d'émission aux deux longueurs d'onde [Lin 99]. En réalisant une cavité résonante à 1064 nm plus longue, Chen et al. ont ainsi obtenu des impulsions à 593 nm de 25 ns pour une cadence de 35 kHz et offrant une puissance crête de 600 W [Chen 04].
Tidemand-Lichtenberg et al. ont conçu une source bi-longueur d'onde à 1064 nm et 1342 nm dont la configuration est proche de notre source bleue à cavités imbriquées (figure IV-3) [Tidemand-Lichtenberg 04].

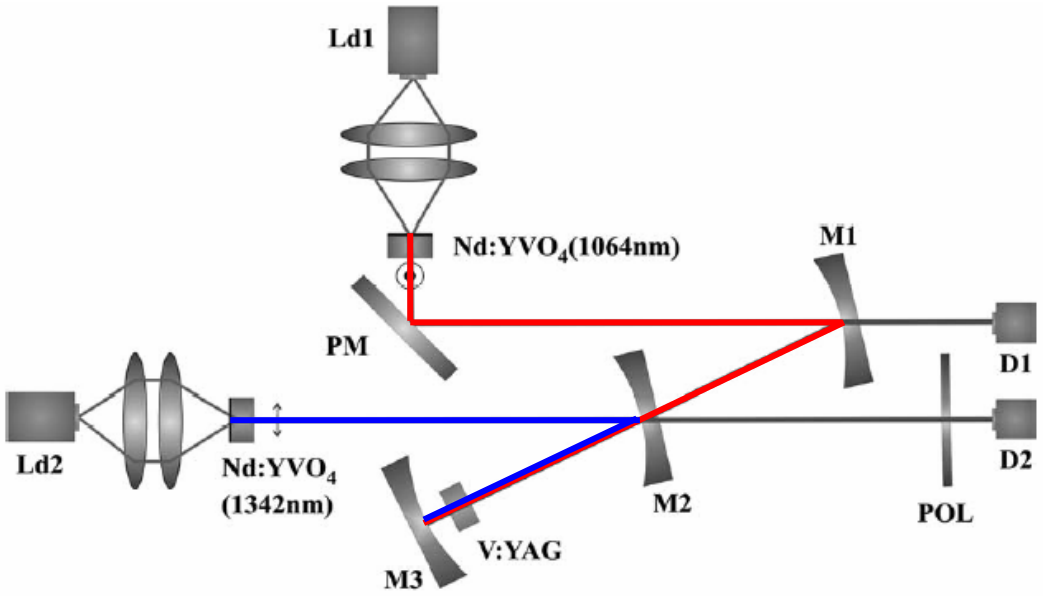


Figure IV-3. Source bi-longueur d'onde impulsionnelle à cavités imbriquées [Tidemand-Lichtenberg 04].

Deux cavités lasers comprenant chacune un cristal de Nd:YVO_4 sont imbriquées. Un cristal de V:YAG est inséré dans la partie commune aux deux cavités pour jouer le rôle d'absorbant saturable. Les impulsions à 1064 nm et 1342 nm sont ainsi déclenchées et synchronisées passivement. L'absorbant saturable induisant toutefois deux fois plus de pertes à 1342 nm qu'à 1064 nm, il subsiste une émission continue à 1064 nm entre les impulsions déclenchées.

Dans ces deux exemples, les deux longueurs d'onde proviennent de transitions à quatre niveaux. Malheureusement, l'émission à 912 nm dont nous avons besoin provient d'une transition de type quasi-trois niveaux. Comme nous l'avons vu lors du chapitre précédent, réaliser un laser bi-longueur d'onde émettant à 1063 nm et 912 nm est très délicat, le rapport des sections efficaces effectives d'émission étant de 20. D'après les calculs de Lin et al., outre les problèmes importants de compétition de gain, afin de synchroniser les impulsions, la cavité résonante à 1063 nm devrait être 20 fois plus longue que celle résonante à 912 nm.
Afin de réaliser une source impulsionnelle à base de cavités imbriquées, il serait peut-être possible d'utiliser, par exemple, un cristal de Cr:YAG jouant le rôle d'absorbant saturable. Cependant, la différence de gain entre les émissions à 1064 nm et 1342 nm était un inconvénient pour la source conçue par Tidemand-Lichtenberg et al.. Celle-ci étant encore plus importante dans notre cas, cette configuration ne semble pas adaptée.

Réaliser la somme de fréquence intracavité aux deux longueurs d'onde fondamentales permet donc d'utiliser des puissances crêtes plus importantes. Cependant, cette solution rend la synchronisation et le recouvrement des impulsions délicats et demande une gestion de la compétition de gain entre les deux émissions qui, comme nous l'avons vu lors du chapitre précédent est complexe.

Aucune des configurations présentées, que la conversion non linéaire se situe intra ou extra cavité n'est totalement satisfaisante. Nous avons donc décidé d'étudier un nouveau concept nous permettant de profiter des avantages de ces deux options, basé sur une somme de fréquence quasi-intracavité. Nous l'avons baptisé « extraction de puissance de la cavité par interaction non linéaire » ou « *Non linear cavity dumping* » en anglais.

IV.2. Principe du « non linear cavity dumping »

IV.2.a. Description du concept

L'idée principale est de ne faire aucun compromis sur la puissance crête qu'il est possible d'obtenir à 1063 nm ou 912 nm et ainsi de profiter des meilleures performances exigibles de chacun des deux lasers. Compte tenu des différences intrinsèques entre ces deux types de laser, on ne cherche donc pas à obtenir des impulsions de mêmes durées. Nous avons vu que l'une des principales limitations de l'efficacité de conversion non linéaire en configuration extracavité est la faible puissance crête et la largeur temporelle excessive des impulsions à

912 nm. Nous proposons donc de réaliser la somme de fréquence intracavité à cette longueur d'onde (figure IV-4).

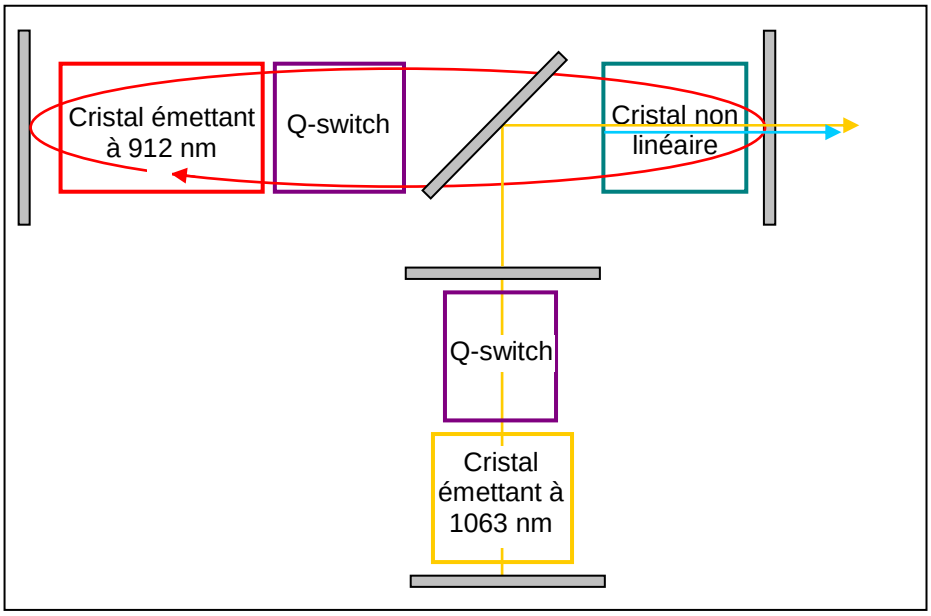


Figure IV-4. Schéma de principe de l'extraction de puissance par interaction non linéaire : la somme de fréquence se déroule intracavité à 912 nm et extracavité à 1063 nm.

Il est en revanche possible d'obtenir des impulsions courtes et puissantes à 1063 nm. La conversion non linéaire peut donc se passer extracavité à cette longueur d'onde. On réalise donc une somme de fréquence quasi-intracavité. Le cristal non linéaire étant inséré dans la cavité résonante à 912 nm, les impulsions à 1063 nm y sont injectées pour réaliser la conversion en fréquence.

Le cycle de fonctionnement pour chaque impulsion est décrit sur la figure IV-5.

1. L'élément de déclenchement du laser émettant à 912 nm bascule vers un niveau de pertes très faible ; l'impulsion à 912 nm se construit dans la cavité.
2. L'énergie emprisonnée dans la cavité résonante à 912 nm est maximale ; l'impulsion à 1063 nm est injectée dans la cavité.
3. Les impulsions à 912 nm et 1063 nm se superposent dans le cristal non linéaire ; l'impulsion bleue à 491 nm se crée.
4. L'énergie des impulsions à 912 nm et 1063 nm se transfert sur l'impulsion bleue à 491 nm.
5. L'énergie dans la cavité résonante à 912 nm a diminuée du fait de la conversion. L'impulsion à 1063 nm s'est également dépeuplée.

C'est ainsi l'interaction non linéaire qui extrait l'énergie de la cavité du laser émettant à 912 nm, d'où le nom de ce concept. La somme de fréquence ne se déroulant que lorsqu'il y a superposition temporelle des impulsions à 912 nm et 1063 nm, on remarque que la durée de l'impulsion dans le bleu est très courte, du même ordre que celle de l'impulsion à 1063 nm.

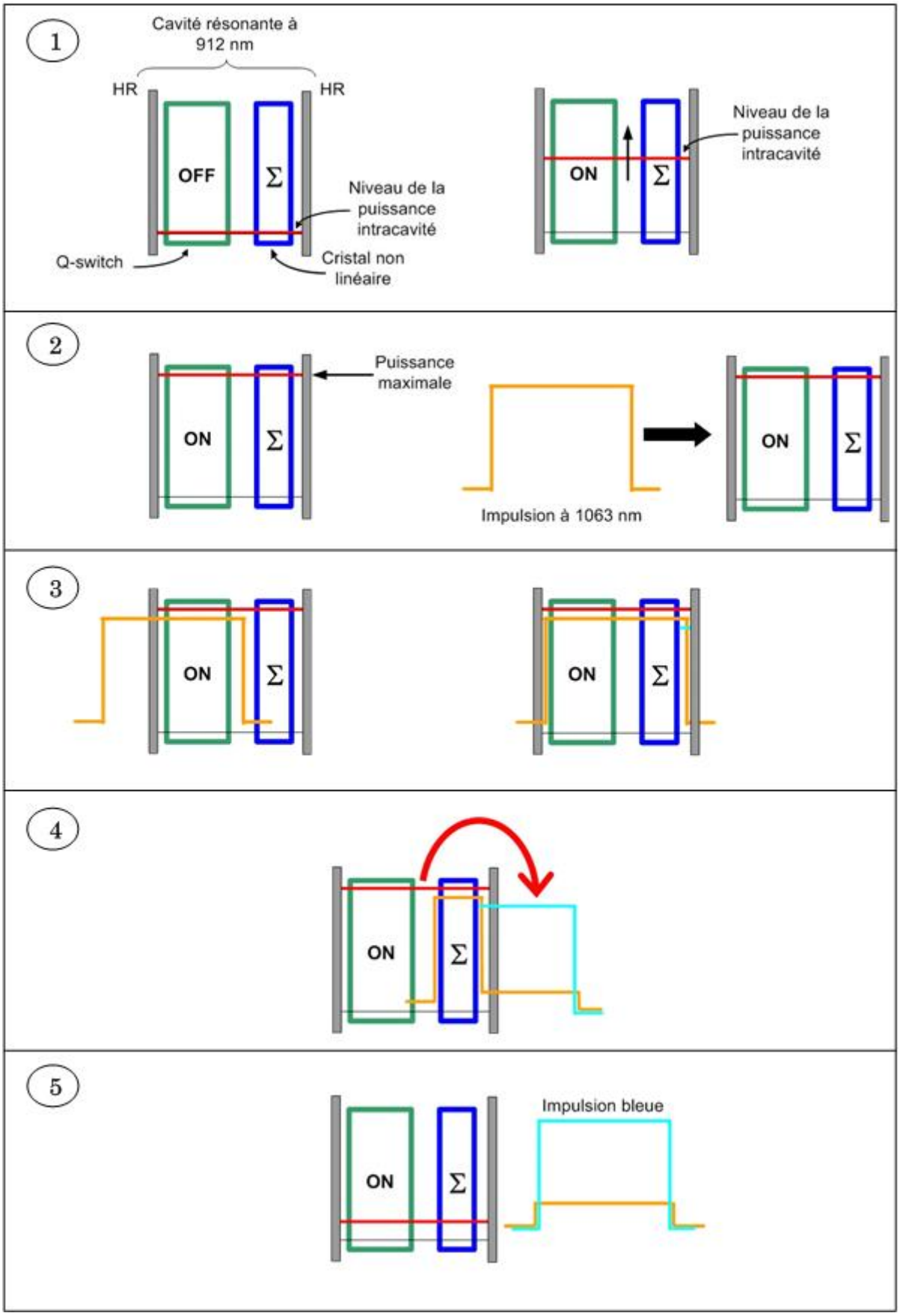


Figure VI-5. Cycle de fonctionnement d'un système base sur l'extraction de puissance par conversion non linéaire.

Tidemand and al. ont présenté récemment une source jaune orangée basée sur un principe similaire [Tidemand-Lichtenberg 05]. Les impulsions d'un laser émettant à 1064 nm déclenché passivement par un absorbant saturable en Cr:YAG sont injectées dans la cavité d'un laser continu émettant à 1342 nm. Le cristal non linéaire permettant de réaliser la somme de fréquence pour atteindre le jaune à 593 nm est placé dans cette même cavité.
Le fait que, dans notre configuration, le laser émettant à 912 nm soit également impulsionnel nous permet d'emprisonner plus d'énergie dans sa cavité qu'en régime continu.

IV.2.b. Avantages

Cette nouvelle configuration de conversion non linéaire offre plusieurs avantages. Tout d'abord, grâce à ce système de somme de fréquence quasi-intracavité, on profite de fortes puissances crêtes à la fois à 1063 nm et 912 nm. L'impulsion bleue hérite également de la brièveté de l'impulsion à 1063 nm.

De plus, le fait que les deux lasers soient indépendants permet une certaine souplesse dans l'alignement des faisceaux. Les photons à 1063 nm ne faisant que traverser le cristal non linéaire, les impulsions bleues ne sont évacuées de la cavité que dans une seule direction. Cette configuration offre ainsi l'avantage de ne présenter qu'une seule sortie et ne nécessite pas de miroirs spéciaux totalement réfléchissant dans l'infrarouge à 912 nm et le bleu à 491 nm.

Enfin, ce système est insensible à la gigue temporelle (*jitter*). En effet, la conversion non linéaire se situant dans la cavité résonante à 912 nm, celle-ci n'est composée que de miroirs dont le traitement est hautement réfléchissant à 912 nm. La durée de l'impulsion à cette longueur d'onde est donc plus longue (environ 250 ns) qu'en présence de coupleur de sortie. Le recouvrement temporel est représenté sur la figure IV-6.

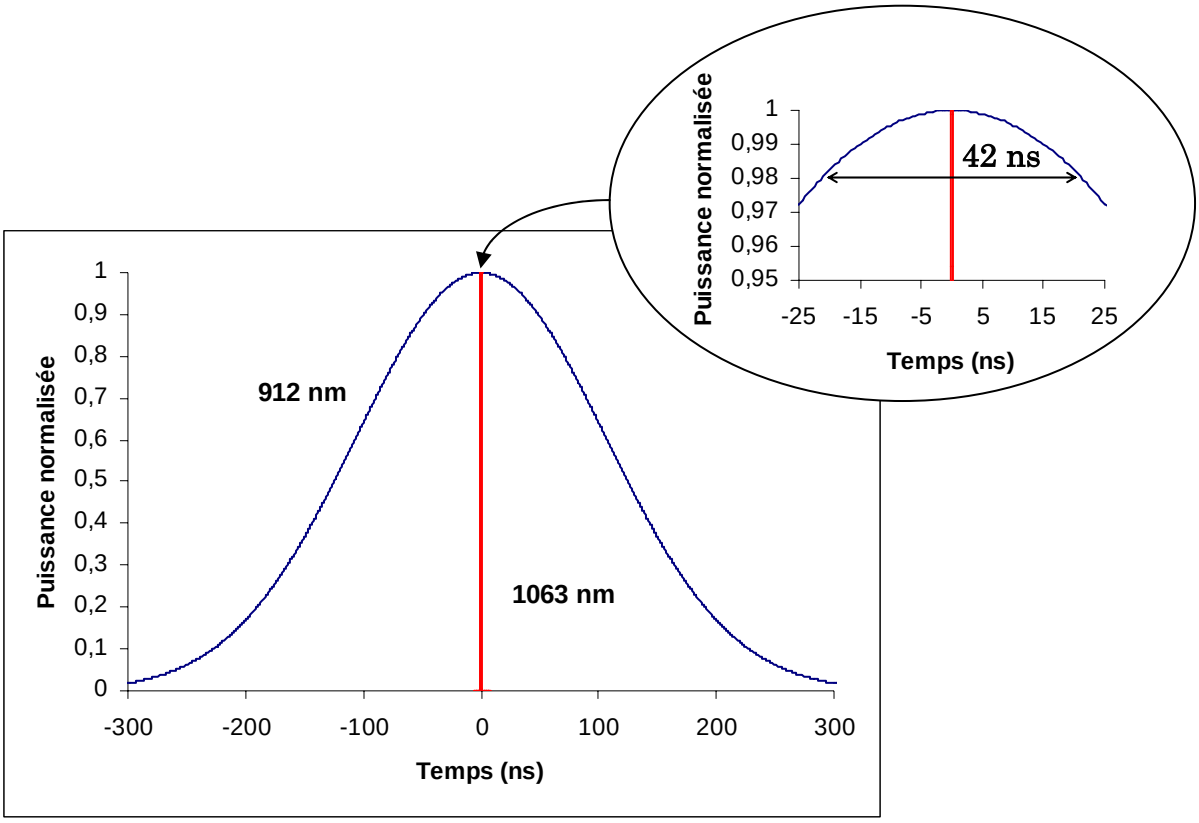


Figure IV-6. Allure typique des impulsions issues de deux lasers déclenchés à 912 nm et 1063 nm lorsque les miroirs de la cavité sont tous hautement réfléchissants.

La puissance instantanée à 912 nm diminue de moins de 2 % sur plus de 40 ns. La durée de l'impulsion à 1063 nm étant de l'ordre de 1 ns, le produit des puissances instantanées est ainsi stable sur plusieurs dizaines de nanosecondes. Cette configuration relaxe donc fortement les contraintes sur la synchronisation des deux lasers.

IV.2.c. Comment choisir la longueur de la cavité à 912 nm ?

Dans notre configuration, le temps d'interaction des impulsions à 912 mn et 1063 nm dépend de deux paramètres principaux : la durée de l'impulsion à 1063 nm τ_{1063} et le temps d'aller et retour dans la cavité résonante à 912 nm T_{912}. Celui-ci est relié à la longueur de la cavité L_{912} par la relation :

$$T_{912} = \frac{2 \cdot L_{912}}{c} \qquad \textit{(Equation IV-1)}$$

où c représente la vitesse de la lumière.

En effet, si le temps d'aller et retour dans la cavité est trop long, tous les photons à 912 nm emprisonnés dans la cavité ne « voient » pas l'impulsion à 1063 nm et ne participent donc pas à l'interaction non linéaire, ce qui diminue l'efficacité de conversion.

Afin de déterminer la longueur optimale de la cavité résonante à 912 nm, nous avons simulé la conversion non linéaire dans deux cas : $T_{912} > \tau_{1063}$ ou $T_{912} < \tau_{1063}$. Dans un premier temps, nous nous sommes placés dans une configuration simplifiée où nous faisons l'approximation que les impulsions sont de forme carrée et que la conversion non linéaire est totale.

IV.2.c.i. Cas simplifié : impulsions de forme carrée et conversion non linéaire totale

Afin comprendre de manière intuitive le déroulement de l'interaction non linéaire, nous avons, dans un premier temps, fait des approximations fortes peu réalistes. En particulier, nous avons considéré que les impulsions présentent une forme temporelle carrée. Nous faisons l'hypothèse que l'interaction à lieu lorsque la puissance instantanée de l'impulsion à 912 nm est maximale. L'impulsion à 1063 nm étant plus de deux cent fois plus courte que celle à 912 nm, la puissance à 912 nm est donc constante d'un point de vue « laser ». Ses variations ne sont ainsi dues qu'à l'interaction non linéaire.
Nous faisons également l'approximation que la conversion est totale, c'est-à-dire que les impulsions à 912 nm et 1063 nm sont totalement dépeuplées par la somme de fréquence.
Nous étudions les puissances instantanées à 1063 nm, 912 nm et 491 nm au niveau du cristal non linéaire considéré infiniment mince. Les photons à 912 nm sont emprisonnés dans la cavité et font des allers et retours. Ils peuvent ainsi traverser plusieurs fois le cristal non linéaire pendant le passage de l'impulsion à 1063 nm. A un temps t, la puissance instantanée à 912 nm P_{912} (t) est donc la puissance résiduelle après la conversion non linéaire effectuée à l'instant $(t-T_{912})$, où T_{912} est le temps d'aller et retour dans la cavité (figure IV-7).

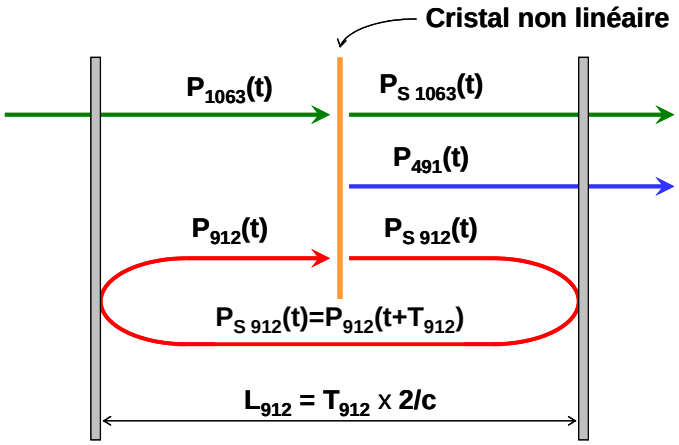


Figure IV-7. Schéma de principe des simulations numériques de somme de fréquence quasi-intracavité.

Dans le cas où la durée de l'impulsion à 1063 nm est inférieure au temps d'aller et retour dans la cavité résonante à 912 nm ($\tau_{1063} < T_{912}$), on obtient les chronogrammes de la figure IV-8.

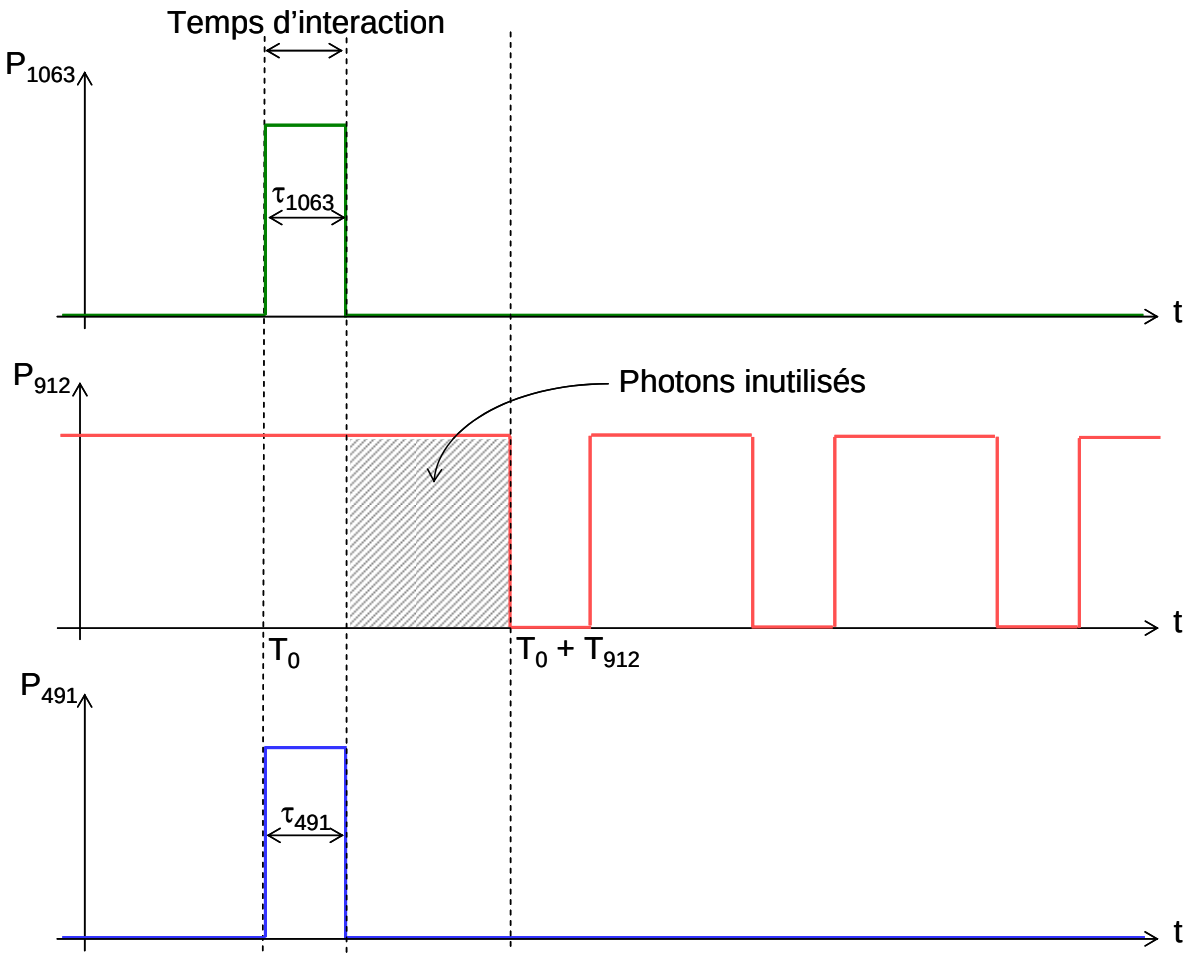


Figure IV-8. Evolution des puissances instantanées à 1063 nm, 912 nm et 491 nm dans le cas d'impulsions de forme carrée lorsque $\tau_{1063} < T_{912}$.

Le temps d'interaction définissant la durée de l'impulsion à 491 nm est égal à la durée de l'impulsion à 1063 nm. Seuls les photons ayant interagi avec ceux de l'impulsion à 1063 nm ont été convertis, ce qui crée une modulation dans l'impulsion à 912 nm. Celle-ci n'a toutefois aucune incidence sur l'impulsion à 491 nm. Les autres photons emprisonnés dans la cavité résonante à 912 nm ne participent pas la somme de fréquence, ce qui limite le rendement de conversion.

Dans le cas où la durée de l'impulsion à 1063 nm est plus long que le temps d'aller et retour dans la cavité résonante à 912 nm ($T_{912} < \tau_{1063}$), on obtient les chronogrammes de la figure IV-9.

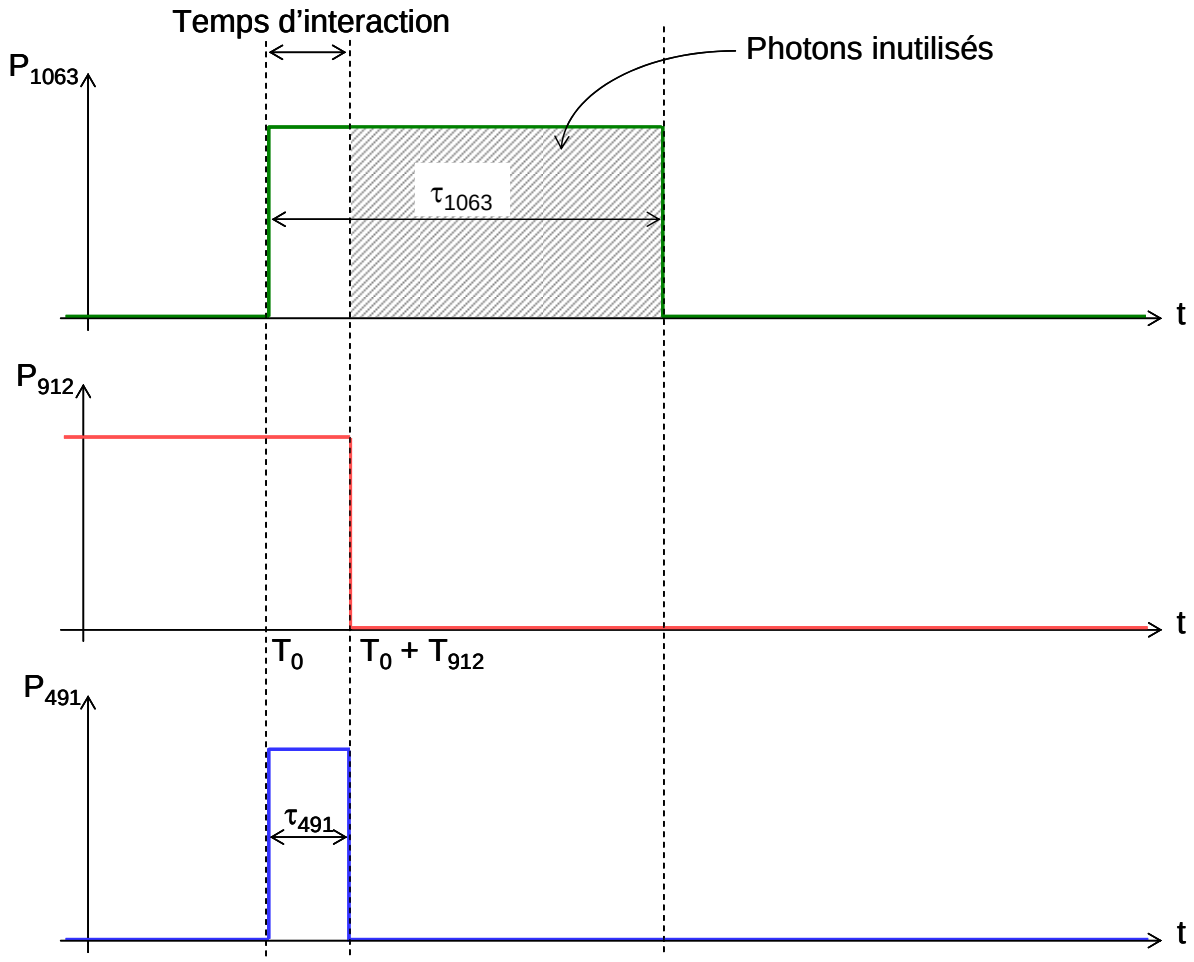


Figure IV-9. Evolution des puissances instantanées à 1063 nm, 912 nm et 491 nm dans le cas d'impulsions de forme carrée lorsque $T_{912} < \tau_{1063}$.

Le temps d'interaction correspond cette fois au temps d'aller et retour dans la cavité résonante à 912 nm. En effet, tous les photons à 912 nm emprisonnés dans la cavité interagissent avec les premiers photons de l'impulsion à 1063 nm. Il n'y a plus de puissance dans la cavité pour assurer la conversion lorsque les photons contenus dans la queue de l'impulsion à 1063 nm traversent le cristal non linéaire. Dans ce cas, une partie des photons à 1063 nm ne participent pas à la somme de fréquence, ce qui limite l'efficacité de conversion.

Le temps d'interaction optimal est donc obtenu lorsque le temps d'aller et retour dans la cavité à 912 nm est égale à la durée de l'impulsion à 1063 nm ($T_{912} = \tau_{1063}$). Dans ce cas uniquement tous les photons des deux impulsions participent à la conversion non linéaire.

Afin de vérifier si cette tendance reste valable dans une situation plus réaliste, nous avons simulé le déroulement de l'interaction non linéaire, cette fois dans le cas d'impulsions de forme gaussienne et d'une conversion partielle.

IV.2.c.ii. Cas réel : impulsions de forme gaussienne et conversion non linéaire partielle

Nous considérons à présent que la forme des impulsions est gaussienne. Nous faisons toujours l'hypothèse que l'interaction a lieu lorsque la puissance instantanée de l'impulsion à 912 nm est maximale. Celle-ci restant supérieure à 98 % de la puissance crête sur plus de 40 ns (c.f. paragraphe IV.2.b), nous supposerons, comme dans le cas précédent, que ses variations ne sont dues qu'à l'interaction non linéaire. Le cristal non linéaire est également toujours considéré comme infiniment mince.
Afin de simuler de façon la plus réaliste possible la somme de fréquence, nous avons utilisé le logiciel SNLO [SNLO]. Nous avons ainsi, pour chaque temps t, calculé la puissance $P_{491}(t)$ issue de l'interaction non linéaire de deux impulsions à 1063 nm et 912 nm, de puissance $P_{1063}(t)$ et $P_{912}(t)$ respectivement, et déduit la puissance $P_{S\ 912}(t)$ résultante (figure IV-7). Cette dernière est réinjectée dans le calcul au temps $t + T_{912}$, simulant ainsi un aller et retour dans la cavité ($P_{912}(t+T_{912}) = P_{S\ 912}(t)$).

Les paramètres utilisés lors des calculs sont récapitulés dans l'encadré IV-1.

Encadré IV-1 : Paramètres utilisés lors des simulations numériques à l'aide du logiciel SNLO

Somme de fréquence dans un cristal de BiBO

Longueur d'onde	912 nm	1063 nm
Durée d'impulsion τ	250 ns	1.3 ns
Puissance crête P_c	30,2 kW	76,9 kW
Rayon dans le cristal non linéaire	100 µm	100 µm

Longueur du cristal non linéaire = 10 mm
Coefficient non linéaire = 3.22 pm/V

On ne peut plus considérer que la durée effective de l'impulsion à 1063 nm se limite à sa largeur à mi-hauteur τ_{1063}. Ce serait, en effet, négliger l'énergie contenue dans les pieds de l'impulsion. Pour une impulsion de forme gaussienne, la puissance instantanée est supérieure à 5 % de la puissance maximale pendant $2\times\tau_{1063}$. Nous prendrons donc ce temps comme référence. Comme dans le paragraphe IV.2.c.i, nous pouvons définir deux régimes de fonctionnement : soit $T_{912} > 2\times\tau_{1063}$ (figure IV-10), soit $T_{912} < 2\times\tau_{1063}$ (figure IV-11).

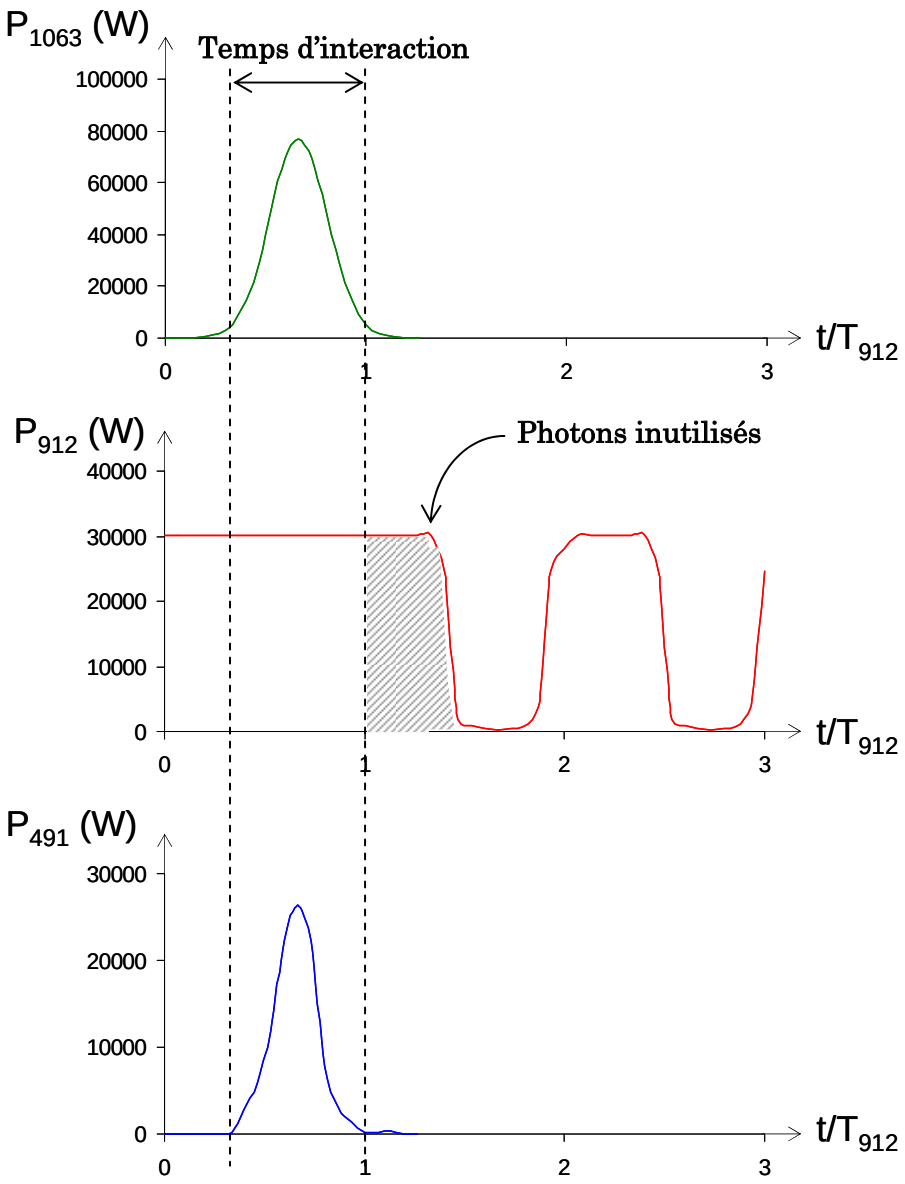


Figure IV-10. Evolution des puissances instantanées à 1063 nm, 912 nm et 491 nm dans le cas d'impulsions de forme gaussienne lorsque $T_{912} > 2\times\tau_{1063}$ (ici $T_{912} = 3\times\tau_{1063}$).

Lorsque $T_{912} > 2\times\tau_{1063}$, certains photons de la cavité à 912 nm ne voient pas l'impulsion à 1063 nm et ainsi ne participent pas à la conversion, ce qui limite l'énergie extraite de la cavité. On remarque que, sans que cela est une incidence sur l'impulsion à 491 nm, le fait que seule une partie des photons à 912 nm est convertie crée une modulation sur l'impulsion à 912 nm en sortie de cristal non linéaire.

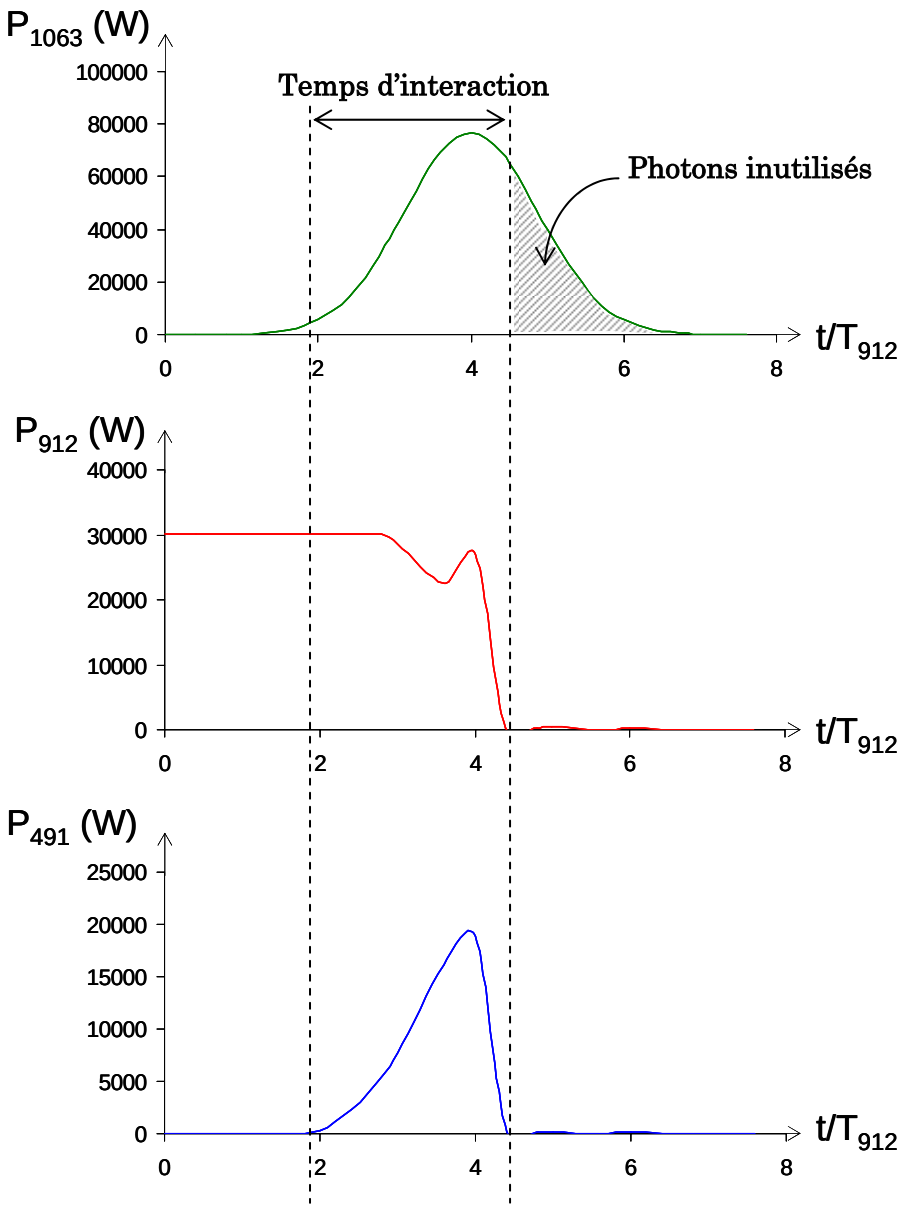


Figure IV-11. Evolution des puissances instantanées à 1063 nm, 912 nm et 491 nm dans le cas d'impulsions de forme gaussienne lorsque $T_{912} < 2\times\tau_{1063}$ (ici $T_{912} = \tau_{1063}/2$).

Lorsque $T_{912} < 2\times\tau_{1063}$, tous les photons emprisonnés dans la cavité voient plusieurs fois l'impulsion à 1063 nm. A chaque passage dans le cristal non linéaire, en présence de l'impulsion à 1063 nm, la puissance à 912 nm diminue, rendant la prochaine conversion moins efficace.

La figure IV-12 représente l'énergie produite à 491 nm en fonction du rapport T_{912}/τ_{1063}.

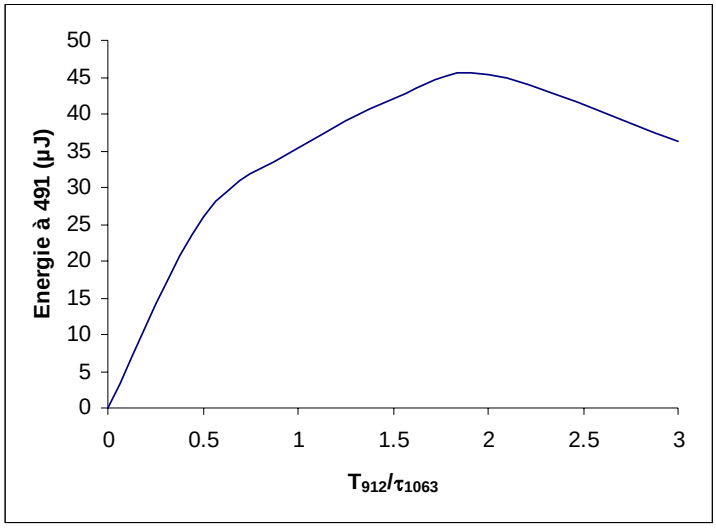


Figure IV-12. Influence du rapport T_{912}/τ_{1063} sur l'énergie produite à 491 nm dans le cas d'impulsions de forme temporelle gaussienne.

On retrouve bien les tendances que nous avions prédites intuitivement dans le paragraphe précédent. Pour un temps d'interaction optimal, le temps d'aller et retour dans la cavité résonante à 912 nm doit être proche du double de la durée de l'impulsion à 1063 nm. En simulant des impulsions de forme gaussienne, nous prenons en compte l'énergie contenue dans les pieds des impulsions, ce que nous ne faisions pas en utilisant des impulsions de forme carrée. La longueur de la cavité résonante à 912 nm doit ainsi être deux fois plus longue.

IV.3. Réalisations expérimentales

Notre source bleue est composée d'un laser émettant à 1064 nm, d'un autre laser émettant à 912 nm et d'un dispositif de conversion non linéaire permettant d'atteindre 491 nm. Dans cette partie, nous décrivons chacun de ces éléments, ainsi que les choix de conception que nous avons fait.

IV.3.a. Source à 1063 nm

La durée des impulsions τ_{1063} d'un laser à quatre niveaux en régime déclenché s'exprime par [Siegman 86] :

$$\tau_{1063} = \frac{r}{r-1-\ln(r)} \cdot \tau_{c1063} \qquad \textit{(Equation IV-2)}$$

où r représente le rapport entre l'inversion de population juste avant le déclenchement de l'impulsion et celle au seuil laser. Le temps de vie dans la cavité τ_{c1063} s'écrit :

$$\tau_{c1063} = \frac{2 \cdot L_{1063}}{c} \cdot \left[\ln\left(\frac{1}{R \cdot (1-\eta)} \right) \right]^{-1} \qquad \textit{(Equation IV-3)}$$

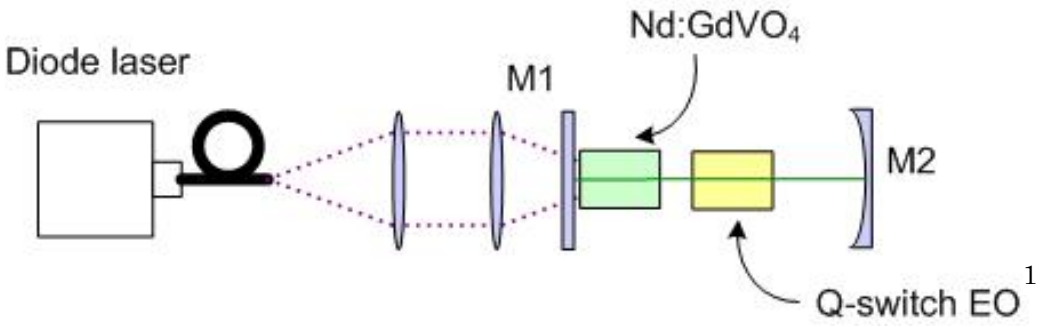
R est le coefficient de réflexion global des miroirs de la cavité, η représente les pertes passives de la cavité et L_{1063} sa longueur.

La durée des impulsions est donc proportionnelle à la longueur de la cavité et dépend de la transmission du coupleur de sortie. Nous cherchons à obtenir une puissance crête maximale à 1063 nm et une durée d'impulsions de l'ordre de la nanoseconde, correspondant à un temps d'aller et retour typique dans la cavité d'un laser à 912 nm. Nous avons donc décidé d'utiliser un miroir de sortie présentant une transmission élevée à 1063 nm et de concevoir une cavité courte. Pour cela, nous avons recherché un élément déclencheur avec un faible encombrement. Notre choix s'est porté sur un modulateur électro-optique proposé par Leysop possédant une longueur de 10 mm [Leysop]. Ce modulateur comprend un cristal de $LiNbO_3$ sur lequel sont déposées quatre électrodes. L'application d'un champ électrique permet une déflection de 6 mrad/kV. Une description plus précise en est donnée par Freil et al. [Freil 98].

Comme nous l'avons vu lors du chapitre II, le cristal de $Nd:YVO_4$ possède une section efficace effective à 1064 nm plus élevée que le cristal de $Nd:GdVO_4$. Nous avons toutefois également remarqué que le niveau excité de ce cristal est dépeuplé par l'amplification de l'émission spontanée à 1064 nm. Dans notre cas, la cavité étant résonante à 1064 nm, cette effet peut s'amplifier et se traduire par une émission parasite continue, ce qui limite l'énergie stockée dans la cavité juste avant le déclenchement de l'impulsion, et ainsi l'énergie délivrée en sortie.
Pour notre source impulsionnelle à 1063 nm, nous avons donc choisi d'utiliser un cristal de $Nd:GdVO_4$. Celui-ci est dopé à 0.1 % et long de 10 mm. Un traitement anti-reflet à 1063 nm est déposé sur les deux faces du cristal.

Afin de concevoir une cavité très courte, la configuration généralement utilisée est composée de deux miroirs plans. La stabilité de ce type de cavité est réalisée grâce à la lentille thermique présente dans le cristal laser. Le cristal que nous utilisons est toutefois peu dopé en ions néodyme, la longueur focale de la lentille thermique est ainsi longue, ce qui impose une taille relativement grande du faisceau laser dans la cavité. L'ouverture du modulateur électro-optique ne permet malheureusement pas un fonctionnement correct si le diamètre du faisceau est supérieure à 250 µm. Afin de respecter cette contrainte en maîtrisant mieux la taille du faisceau laser, nous avons utilisé un coupleur de sortie concave de 100 mm de rayon de courbure et de transmission 74 % (figure IV-13).

La diode de pompe est couplée dans une fibre de 100 µm de diamètre, produit une puissance de 10 W à 808 nm. Le faisceau de pompe est imagé dans le cristal laser de façon à obtenir un diamètre de faisceau de 200 µm.



[1] Modulateur électro -optique

Figure IV-13. Laser impulsionnel à 1063 nm en cavité plan/concave.

La longueur totale de la cavité est de 45 mm. Nous avons fixé la cadence à 10 kHz. Pour une puissance de pompe incidente de 10 W, nous avons obtenu des impulsions de 1.3 ns (figure IV-14).

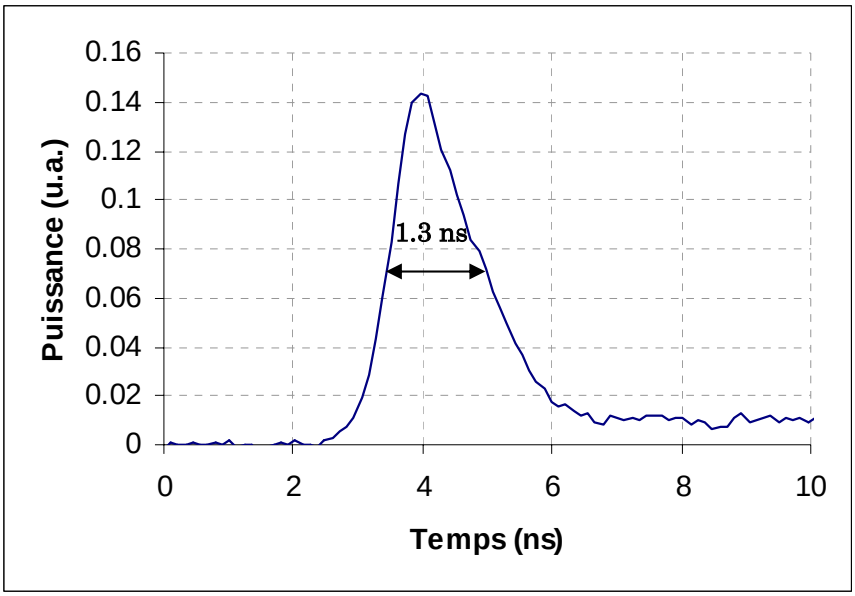


Figure IV-14. Impulsion issue du laser à 1063 nm à base de Nd:GdVO₄ et à cavité plan/concave.

Nous avons mesuré une puissance moyenne de 1 W, équivalant à une énergie de 100 µJ et à une puissance crête de 76.9 kW. Ces résultats correspondent à ceux obtenus avec le même type de dispositif par Friel et al. [Freil 98].

IV.3.b. Source à 912 nm

Le cristal non linéaire étant inséré dans la cavité résonante à 912 nm, celle-ci doit disposer de deux points de focalisation du faisceau laser : un pour le cristal laser et un pour le cristal non linéaire. Nous avons donc conçu une cavité à quatre miroirs (figure IV-15).

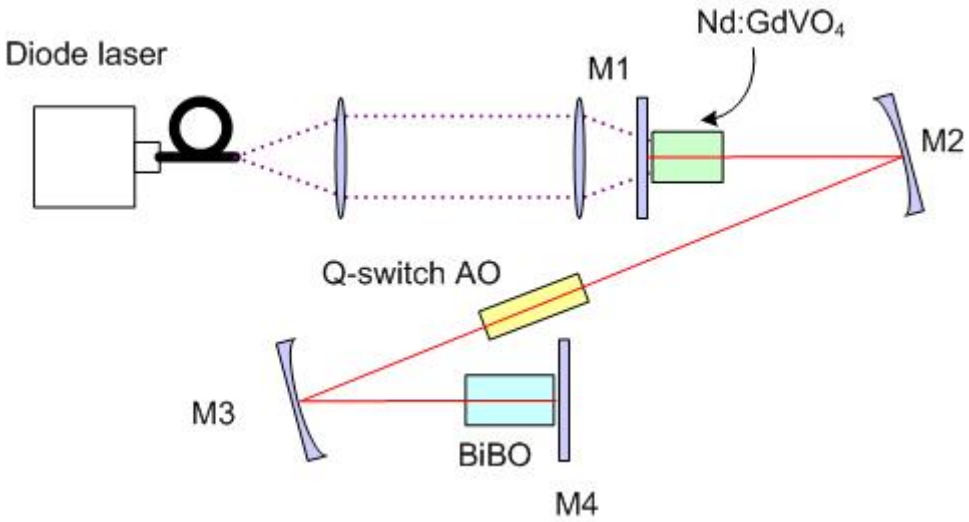


Figure IV-15. Laser impulsionnel à 912 nm.

L'objectif étant de stocker le maximum d'énergie dans la cavité, un traitement hautement réfléchissant à 912 est déposé sur les quatre miroirs. Le miroir M1 est, de plus, transparent à 808 nm. Afin d'éviter des oscillations à 1063 nm dans la cavité, le traitement des miroirs est également transparent à 1063 nm. C'est le cas en particulier du miroir M4 permettant l'injection des impulsions à 1063 nm (T=74 %).
La diode laser de pompe, couplée dans une fibre optique de diamètre 200 µm et d'ouverture 0.22, produit une puissance maximale de 20 W à 808 nm. La fibre optique est suffisamment courte pour que le faisceau de pompe soit toujours polarisé à sa sortie.
Le cristal laser est un Nd:$GdVO_4$. Il est dopé à 0.2 % et long de 4 mm. Un traitement anti-reflet à 912 nm et 1063 nm est déposé sur ses deux faces. Il est orienté de façon à absorber et émettre sur la polarisation la plus efficace, celle selon l'axe π.
L'élément déclencheur utilisé est un modulateur acousto-optique dont les faces disposent d'un traitement anti-reflet à 912 nm.
Pour assurer un bon recouvrement temporel entre l'impulsion à 912 nm et celle à 1063 nm, il est nécessaire d'ajuster la longueur de la cavité résonnante à 912 nm à la durée de l'impulsion à 1063 nm. Celle-ci étant de 1.3 ns, pour se placer dans les conditions optimales nous avons vu que le temps d'aller et retour de la cavité doit être deux fois plus long, ce qui correspond à une longueur de 390 mm. Malheureusement, l'encombrement du modulateur acousto-optique, ainsi que le rayon de courbure des miroirs disponibles pour concevoir la cavité ne nous ont permis de réduire la longueur de la cavité qu'à 500 mm, ce qui correspond à un temps d'aller et retour dans la cavité de 3.3 ns.

Nous avons ainsi obtenu des impulsions de 248 ns, comme on peut le voir sur la trace (mesurée sur une fuite de la cavité laser par une photodiode) présentée sur la figure IV-16.

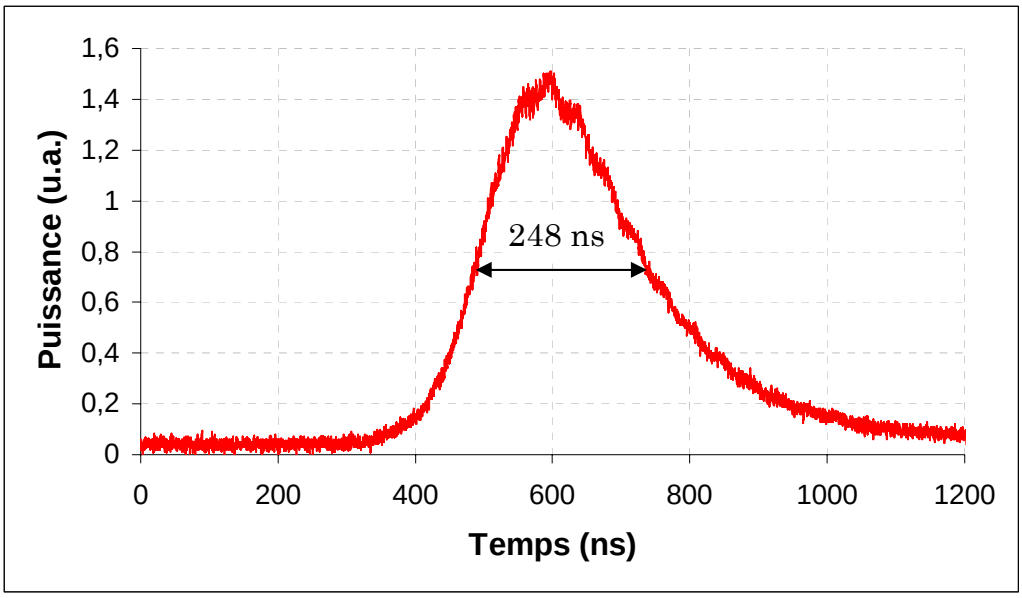


Figure IV-16. Impulsion issue du laser à 912 nm.

Pour une cadence de 10 kHz et une puissance de pompe incidente de 20 W, nous avons évalué la puissance moyenne intracavité à 75 W, ce qui correspond à une énergie de 7.5 mJ et à une puissance crête de 30.2 kW.

IV.3.c. Conversion non linéaire

La dernière étape de construction de notre source impulsionnelle bleue consiste à superposer les impulsions issues des deux lasers décrits précédemment dans le cristal non linéaire afin de pouvoir réaliser la somme de fréquence permettant d'obtenir des impulsions à 491 nm.

Le cristal non linéaire choisi est le cristal de BiBO déjà utilisé pour réaliser la somme de fréquence en régime continu. Il est long de 10 mm et un traitement anti-reflet à 912 nm et 1063 nm est déposé sur ces faces. Le rayon du faisceau à 912 nm dans le cristal est de 100 µm.
Pour transporter le faisceau à 1063 nm jusqu'au cristal non linéaire et d'ajuster sa taille dans celui-ci à 100 µm nous avons utilisé deux miroirs (M7 et M8) et deux lentilles (L1 et L2), comme on peut le voir sur la figure IV-17. Le coupleur de sortie M6 possède une transmission élevée à 1063 nm, du même ordre de grandeur que celle du miroir d'injection M4. Nous avons donc utilisé un isolateur optique afin d'éviter toute perturbation de la cavité due à un retour de faisceau.
Afin de faciliter la synchronisation temporelle des impulsions, nous avons décidé d'utiliser des éléments actifs de déclenchement. Il est donc possible d'ajuster électroniquement la coïncidence des impulsions. Le gain étant plus élevé à 1063 nm, le temps de création de l'impulsion à cette longueur d'onde est plus court que celui de l'impulsion à 912 nm. Nous avons compensé ce retard en ne déclenchant le modulateur inséré dans la cavité résonante à 1063 nm que quelques microsecondes après le déclenchement de celui placé dans la cavité résonante à 912 nm, grâce à une ligne à retard.

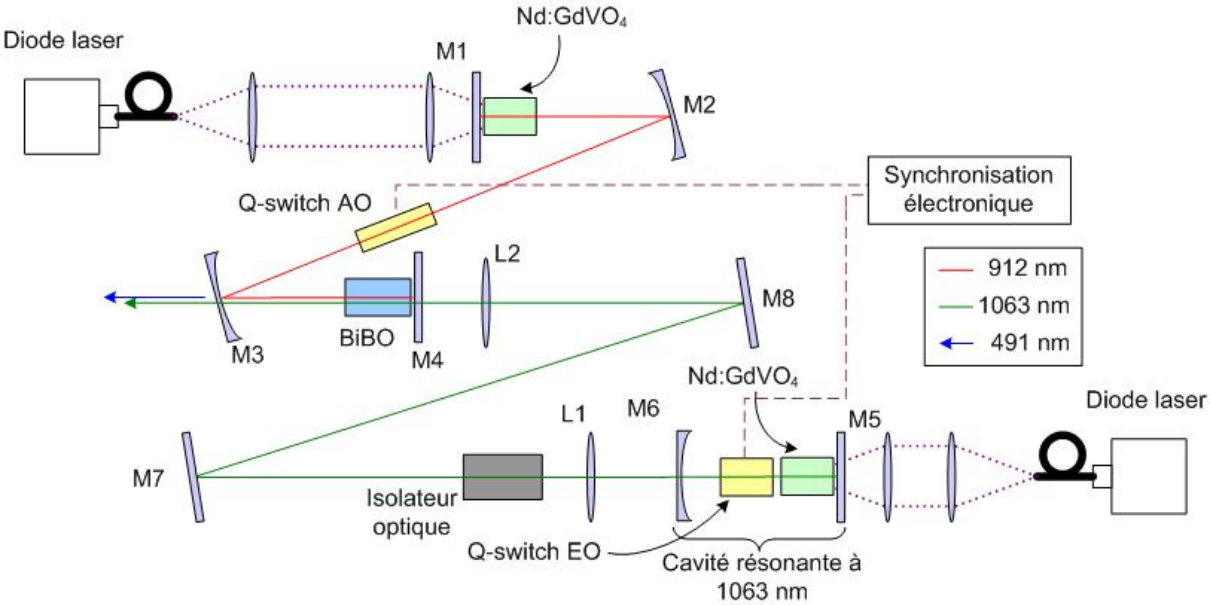


Figure IV-17. Dispositif expérimental complet permettant d'obtenir des impulsions à 491 nm.

Nous avons obtenu des impulsions bleues à 491 nm de 1.3 ns, comme on peut le mesurer sur la figure IV-18.

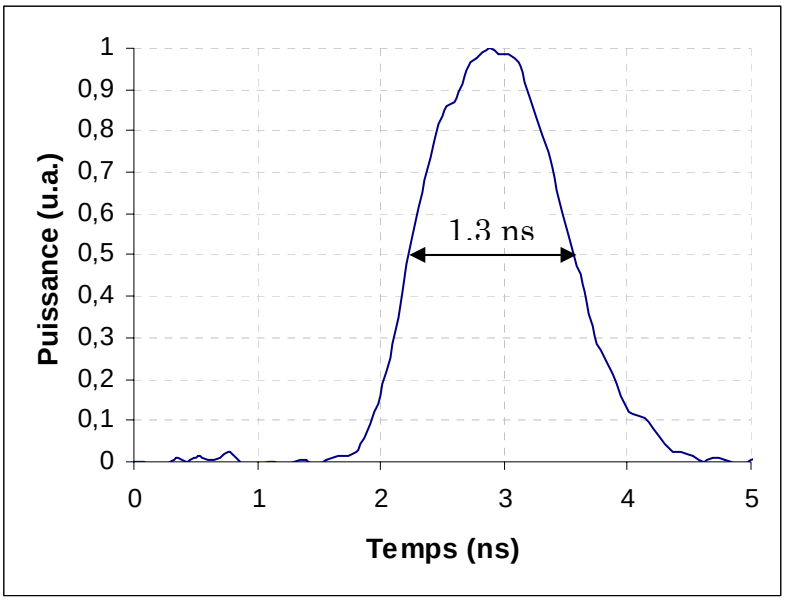


Figure IV-18. Impulsion à 491 nm.

La durée des impulsions à 491 nm correspond bien à la durée de l'impulsion à 1063 nm. La puissance moyenne mesurée à 491 nm pour une cadence de 10 kHz était de 280 mW. L'énergie était donc de 28 µJ, ce qui correspond à une puissance crête de 21.5 kW.

La figure IV-19 représente les impulsions à 912 nm et 1063 nm après la conversion non linéaire. Pour plus de facilité de lecture, les puissances sont normalisées.

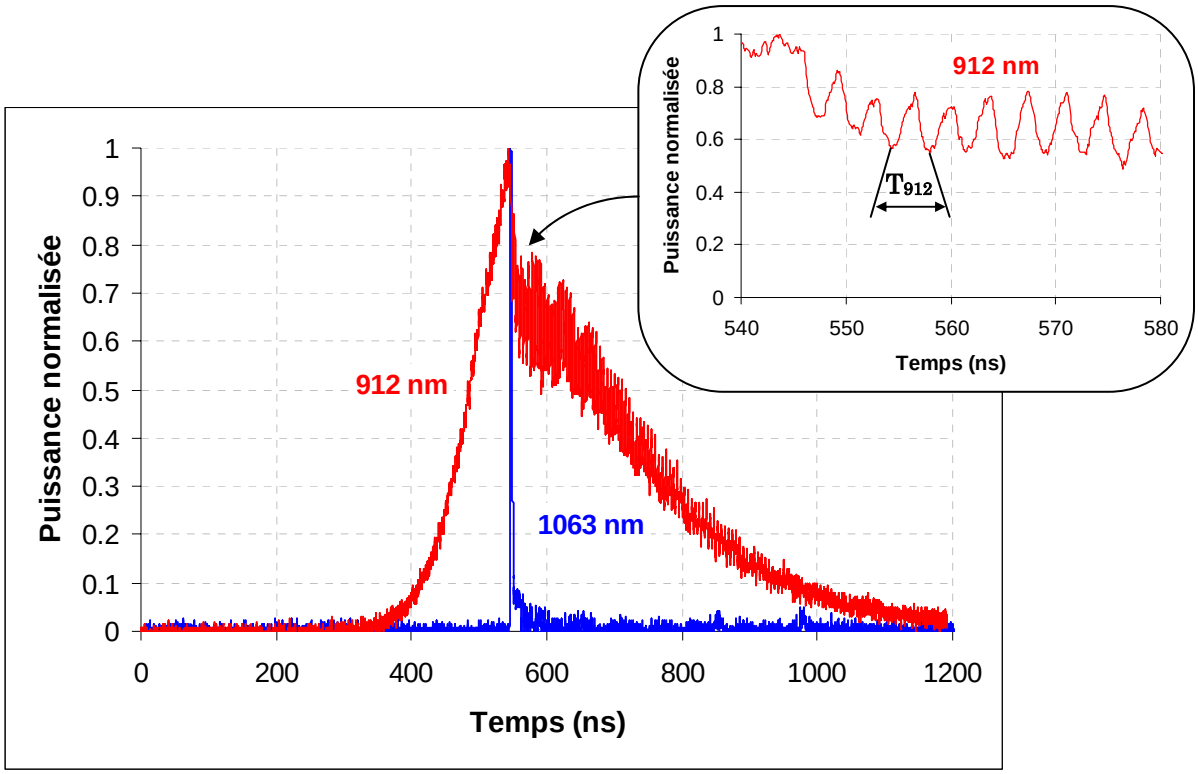


Figure IV-19. Impulsions à 912 nm et 1063 nm après la conversion non linéaire.

La durée de l'impulsion à 1063 nm étant plus courte que le temps d'aller et retour dans la cavité à 912 nm, certains photons de cette cavité ne voient pas l'impulsion à 1063 nm et ne participent donc pas à la conversion dans le bleu. Après l'interaction non linéaire, on remarque ainsi sur l'impulsion à 912 nm une modulation dont la période correspond à T_{912}, comme nous l'avions prévu (paragraphe IV.2). On peut mesurer une déplétion de 35 % de l'impulsion à 912 nm, signe que l'énergie a bien été extraite de la cavité résonant à 912 nm par la conversion non linéaire.

IV.4. Conclusion

Lors de ce chapitre, nous avons défini un nouveau concept pour réaliser une somme de fréquence efficace entre des impulsions à 912 nm et 1063 nm. En réalisant une conversion non linéaire extra-cavité à 1063 nm et intracavité à 912 nm, nous avons pu profiter à la fois d'une certaine souplesse dans l'alignement des faisceaux et dans le recouvrement temporel des impulsions dans le cristal non linéaire et d'une puissance crête élevée à 912 nm. Pour faciliter la synchronisation des impulsions, nous avons choisi de les déclencher activement. La cadence était fixée à 10 kHz.

Afin d'obtenir des impulsions brèves à 1063 nm, nous avons conçu une cavité courte grâce à un modulateur électro-optique de faible encombrement. Nous avons ainsi mesuré des impulsions de 1.3 ns et de puissance crête 76.9 kW. Nous avons démontré que le recouvrement temporel des impulsions dépend de la

longueur de la cavité résonante à 912 nm. Nous avons donc conçu une cavité de 500 mm, correspondant à un temps d'aller et retour de 3.3 ns. Les impulsions obtenues avaient une durée de 248 ns et une puissance crête de 30.2 kW.

Grâce à cette configuration, nous avons réalisé une source bleue offrant des impulsions de 1.3 ns et de puissance crête 21.5 kW à 491 nm. En étudiant l'impulsion à 912 nm après la conversion non linéaire, nous avons observé une déplétion de 35 %, ce qui valide notre concept d'extraction de puissance de la cavité par conversion non linéaire. Cette mesure démontre aussi que toute l'énergie disponible n'est pas extraite, probablement à cause de l'adéquation imparfaite entre la longueur de la cavité résonante à 912 nm et la durée de l'impulsion à 1063 nm.

On peut noter que la puissance crête que nous avons obtenue grâce à notre configuration de somme de fréquence quasi-intracavité est bien plus élevée que celle obtenue dans le cas d'une conversion non linéaire intracavité [Chen 04]. En réalisant la somme de fréquence entre deux ondes à 1342 nm et 1064 nm, provenant de transitions de type quatre niveaux du néodyme, Chen et al. ont en effet obtenu une puissance crête de 600 W à 593 nm.

On trouve peu de sources impulsionnelles autour de 491 nm dans la littérature, probablement à cause de la difficulté de réaliser des lasers impulsionnels efficaces autour de 980 nm. Comme pour les sources bleues continues à cette même longueur d'onde, on retrouve des lasers à base de semiconducteurs. Ainsi Rafailov et al. ont proposé de doublé en fréquence une diode laser impulsionnelle en InGaAs/GaAs dans un guide d'onde en ppKTP comprenant un réseau de Bragg [Rafailov 01]. La cadence de travail (1.8 GHz) est très différente de celle utilisée pour notre source. A 486 nm, la puissance moyenne atteinte est de 7.5 mW pour une durée d'impulsion de 25 ps, ce qui correspond à une puissance crête de 150 mW. Quatre ans plus tard, Casel et al. proposent d'utiliser un semiconducteur pompé par diode laser verrouillé en phase [Casel 05]. Les impulsions obtenues à 489 nm sont plus courtes (3.9 ps) pour une cadence semblable (1.88 GHz). La puissance moyenne obtenue est de 6 mW, correspondant à une puissance crête de 0.7 W et à une énergie de 3 pJ. Il est difficile de comparer ces résultats avec ceux que nous avons obtenu, les cadences étant trop différentes.
On peut trouver des sources bleues dans un régime de fréquence et une durée d'impulsion plus proches de celle de notre source mais à des longueurs d'onde légèrement décalées dans le bleu. Ainsi, Wang et al. proposent un laser à 473 nm à base de cristaux de Cr:YAG, utilisé comme élément déclencheur passif, et de Nd:YAG émettant à 946 nm [Wang 02]. Un doublement de fréquence intracavité permet d'obtenir des impulsions de 23 ns et avec une puissance crête de 37 W pour une cadence de 5 kHz. Chen et al. ont démontré qu'il était également possible de concevoir des sources bleues impulsionnelles en utilisant un triplement de fréquence intracavité d'un laser à 1342 nm [Chen 05]. Pour une cadence de 25 kHz, les impulsions obtenues possèdent une durée de 15 ns et une puissance moyenne de 280 mW, correspondant à une puissance crête de 800 W. Grâce à notre nouveau concept « d'extraction de puissance par interaction non

linéaire », les impulsions que nous avons obtenues sont dix fois plus courtes et atteignent une puissance crête 27 fois plus élevée.

La puissance crête élevée obtenue à 491 nm nous permet d'envisager un étage de conversion non linéaire supplémentaire. En effet, en réalisant un doublement de fréquence extracavité dans un cristal non linéaire, tel que par exemple un cristal de CLBO, il est possible d'obtenir des impulsions ultraviolettes à 245.5 nm, ce qui correspond entre autres à la longueur d'onde de gravure des réseaux de Bragg. En poussant l'imagination un peu plus loin, il même possible d'envisager un ultime étage non linéaire pour atteindre 193 nm, par somme de fréquence entre l'onde à 245.5 nm et celle à 912 nm, et ainsi proposer une source pour caractériser les optiques utilisées pour la lithographie. En résolvant les problèmes liés à cette nouvelle architecture, à commencer par les difficultés de synchronisation entre ces deux impulsions, cette configuration pourrait ainsi venir concurrencer le laser Indigo proposé par Positive Light [Positive Light]. Celui-ci est basé sur la génération de quatrième harmonique d'un laser Ti:saphir émettant à 772 nm, pompé par un laser à base de Nd:YLF doublé en fréquence, lui-même pompé par diode laser.

CHAPITRE V : VERS DES SOURCES BLEUES DE LONGUEUR D'ONDE INFERIEURE A 450 NM

V. Vers des sources bleues de longueur d'onde inférieure à 450 nm

L'objectif de ce chapitre est d'obtenir une émission à la longueur d'onde la plus basse possible dans un cristal dopé néodyme, et ainsi, par conversion non linéaire, de réaliser des sources bleues de longueur d'onde inférieure à 450 nm. Après une étude théorique sur le comportement des lasers à trois niveaux dans le néodyme (paragraphe V.2), nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus avec des cristaux de Nd:$GdVO_4$, Nd:YVO_4 et Nd:YAG pompés par diode laser (paragraphe V.3).

V.1. Introduction et problématique

V.1.a. Motivations : un effet laser inattendu

Le sujet des précédents chapitres était déterminé avant le début de cette thèse : répondre à un besoin en proposant une solution originale afin de concurrencer des configurations déjà existantes et même pour certaines déjà commercialisées. Le sujet de ce chapitre, lui, était inattendu.
Lors de la réalisation d'un laser déclenché à 912 nm à base de Nd:$GdVO_4$ pompé par diode laser (cf. chapitre IV), pour certains réglages, nous avons observé à l'aide d'une photodiode, la trace présentée sur la figure V-1.

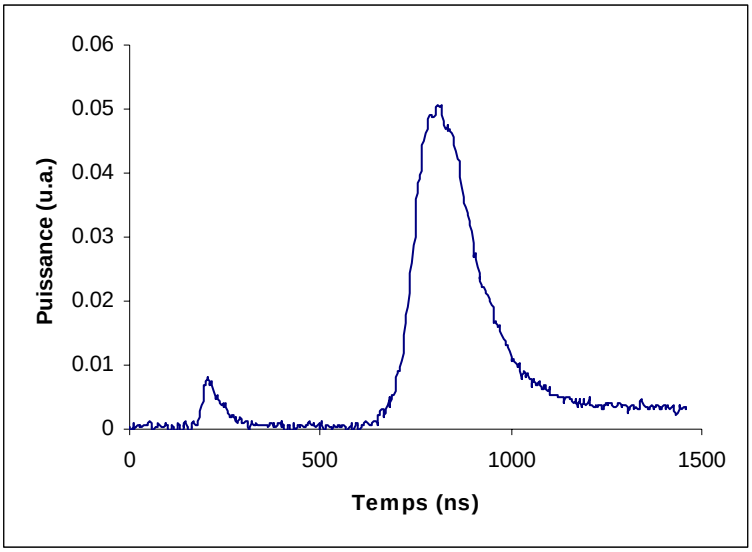


Figure V-1. Impulsions en sortie de laser déclenché à base de Nd:$GdVO_4$.

En utilisant différents éléments sélectifs en longueur, tels que des miroirs dichroïques ou des filtres interférentiels, nous avons découvert que les deux impulsions n'étaient pas à la même longueur d'onde. Si la deuxième impulsion était bien à 912 nm, c'est-à-dire à la longueur d'onde souhaitée, la longueur d'onde de la première impulsion n'était aucune de celles habituellement observées en sortie d'un laser à base de Nd:$GdVO_4$ (912 nm, 1063 nm ou encore

1340 nm). Un monochromateur nous a permis de déterminer plus précisément que cette impulsion était, à notre surprise, à 879 nm.
A partir des niveaux d'énergie du néodyme dans le $GdVO_4$ (figure V-2) [Jensen 94] et des transitions possibles, nous remarquons que cette longueur d'onde correspond à une transition purement à trois niveaux : le niveaux bas de la transition laser étant le sous-niveau bas du niveau fondamental.

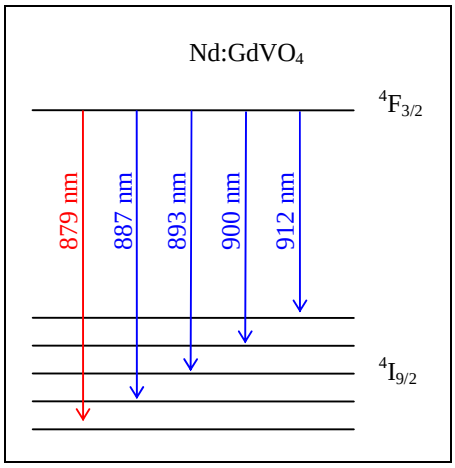


Figure V-2. Longueurs d'onde issues de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ dans un cristal de Nd:$GdVO_4$.

Cette transition n'est pas inconnue dans les cristaux de Nd:$GdVO_4$. Habituellement, parce que l'absorption à cette longueur d'onde est élevée, elle est utilisée pour pomper les ions de néodyme directement du niveau fondamental $^4I_{9/2}$ dans le niveau émetteur $^4F_{3/2}$ [Lupei 03]. Toutefois, elle n'avait été jamais utilisée comme transition laser. Nous avons donc décidé d'aller plus loin et de mener une étude sur les lasers à trois niveaux à base de cristaux dopés au néodyme pompés par diode laser.

V.1.b. Cadre de l'étude

Mis à part l'intérêt scientifique de les étudier, les lasers à trois niveaux dans le néodyme ont la propriété d'émettre à la longueur d'onde la plus basse accessible avec cet ion. Le record était détenu précédemment par un laser à quasi-trois niveaux à 900 nm à base de Nd:ASL [Varona 05]. Comme nous l'avons découvert, ce record peut être largement battu en concevant un laser à trois niveaux à 879 nm dans un cristal de Nd:$GdVO_4$. On pourrait ainsi concevoir des lasers bleus de longueur d'onde inférieure à 450 nm par génération de second harmonique, ce qui n'était pas possible jusqu'à présent avec des cristaux dopés à l'ion néodyme.
En étudiant les niveaux d'énergie de différents cristaux dopés au néodyme, nous avons identifié deux autres candidats intéressants : le Nd:YVO_4 pouvant émettre autour de 880 nm (figure V-3) [Bagdasarov 68] et le Nd:YAG pouvant émettre à 869 nm (figure V-4) [Kaminskii 89].

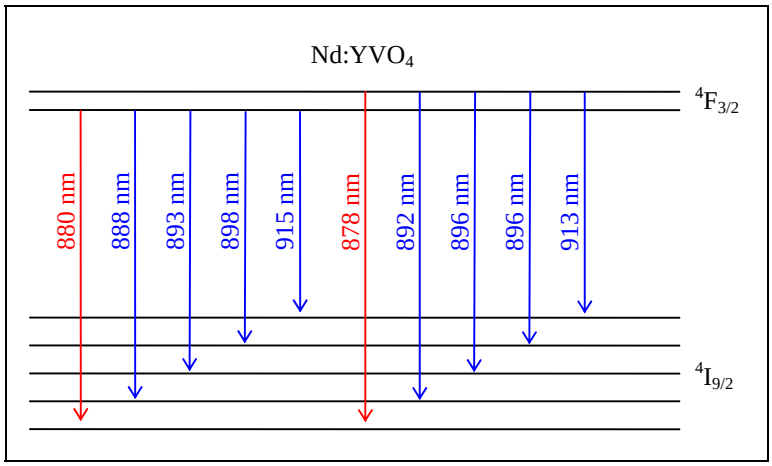


Figure V-3. Longueurs d'onde issues de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ dans un cristal de Nd:YVO$_4$.

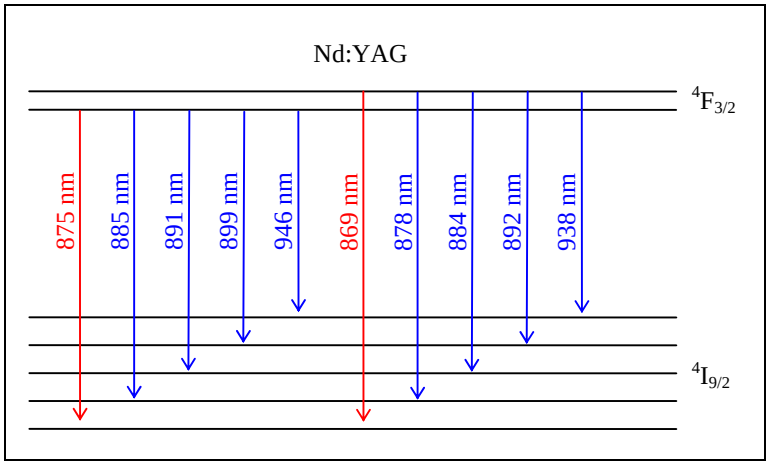


Figure V-4. Longueurs d'onde issues de la transition $^4F_{3/}$ -$^4I_{9/2}$ dans un cristal de Nd:YAG.

D'autres cristaux dopés au néodyme présentent des transitions laser de plus basses longueurs d'onde. Ainsi, un laser à trois niveaux dans un cristal de Nd:YLF émettrait à 862 nm et un laser à base de Nd:ASL pourrait émettre à 857 nm. Nous avons choisi toutefois d'étudier l'émission à trois niveaux dans les cristaux de Nd:GdVO$_4$, Nd:YVO$_4$ et Nd:YAG car ils présentent l'avantage de posséder une forte absorption à 808 nm, longueur d'onde à laquelle sont disponibles des diodes lasers brillantes.

V.2. Etude théorique

Dans ce paragraphe, après avoir décrit le comportement d'un laser à trois niveaux, nous étudierons la possibilité de concevoir un tel laser en pompage par diode laser, ce qui constitue un véritable défi (voir l'encadré V-1).

Encadré V-1 : Exemples de lasers solides à trois niveaux

L'exemple de laser à trois niveaux le plus célèbre reste le premier laser de l'histoire : le laser à rubis réalisé par Maiman en 1960 [Maiman 60]. Le cristal était alors pompé par lampe flash et émettait des impulsions à 694 nm. Le fonctionnement continu pour ce même laser est obtenu deux ans plus tard par Nelson et al. [Nelson 62]. Malgré un pompage par lampe conséquent (950 W), la puissance laser reste décevante (4 mW).
En 1972, Birnbaum et al. [Birnbaum 72] rapportent des émissions à 900 nm et 891 nm dans un cristal de Nd:YAG. Même si ces lasers ne sont pas des « vrais » systèmes à trois niveaux, il est intéressant de noter que ce sont les premières observations de laser à quasi-trois niveaux dont le niveau bas de la transition n'est pas le sous-niveau du haut du niveau fondamental (voir figure I-4).
Les autres exemples de laser à trois-niveaux sont plus récents. Une des deux principales techniques utilisées pour palier aux défauts de ces lasers est l'utilisation d'une fibre optique dopée comme milieu amplificateur, ce qui assure un bon recouvrement pompe/signal et une grande longueur d'interaction. Il a ainsi été réalisé des lasers à fibre dopée à l'erbium émettant à 1550 nm [Desurvire 94] ou à l'ytterbium émettant autour de 980 nm [Selvas 03] [Bouchier 05].
La deuxième technique consiste à utiliser un pompage impulsionnel, ce qui permet d'atteindre de fortes puissances de pompe. Ce type de pompage a permis à Merkle et al. de réaliser un laser à base d'un cristal de $Ba_3(VO_4)_2$ dopé au manganèse émettant à 1181 nm [Merkle 92]. Une énergie de pompe de 1.9 mJ, provenant d'un laser à colorant, lui-même pompé par un laser Nd:YAG, a été nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation.
Lynn et al. [Lynn 91] ont choisi de pomper un cristal de Tm:YAG avec une barrette de diodes impulsionnelles de 50 W émettant à 780 nm. Le seuil laser à 2 µm a été obtenu pour une énergie de pompe de 4.4 mJ.
Récemment, des résultats intéressants ont été obtenus avec de cristaux de Yb:S-FAP émettant à 985 nm en pompage continu avec un laser Ti:saphir [Yiou 03] et en quasi-continu avec une barrette de diodes laser [Jeffries 06].
Ce que l'on peut retenir de cette liste non exhaustive de laser à quasi-trois niveaux, c'est tout d'abord la difficulté à obtenir l'effet laser : les seuils sont hauts et les lasers sont peu efficaces. Ainsi, aucun laser à base de cristal n'a été conçu en pompage continu par diode laser. On peut aussi noter que malgré la diversité d'ions utilisés, il n'y a pas de laser à trois niveaux à base d'ion néodyme.

Le diagramme d'énergie d'un laser à trois niveaux est présenté sur la figure V-5. Pour comparer, nous avons également représenté le diagramme d'énergie d'un laser à quasi-trois niveaux, tel que nous l'avons étudié dans le chapitre II.

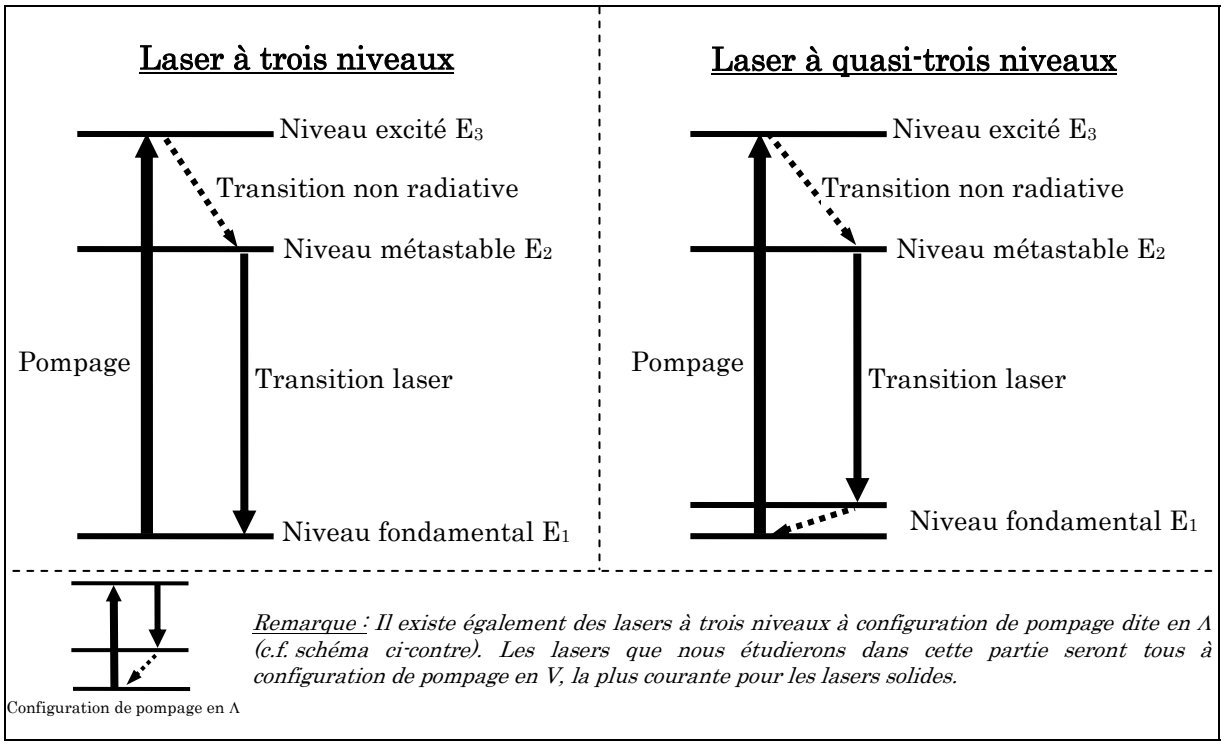


Figure V-5. Comparaison des diagrammes d'énergie d'un laser à trois niveaux et d'un laser à quasi-trois niveaux.

La différence fondamentale entre un laser à trois niveaux et un laser à quasi-trois niveaux réside donc dans la position du niveau du bas de la transition laser. Dans le premier cas, il s'agit du sous niveau le plus bas du niveau fondamental, dans la deuxième configuration il s'agit d'un autre sous-niveau de ce même niveau fondamental.
Rappelons les équations décrivant le fonctionnement d'un laser à quasi-trois niveaux, également valable pour un laser à trois niveaux pur. On retrouve ainsi l'expression du gain linéique g à la longueur d'onde laser (les notations utilisées sont rappelées dans l'encadré V-2) :

$$g = \sigma_e^{3niv} \cdot N_2 - \sigma_a^{3niv} \cdot N_1 \qquad \textit{(Equation V-1)}$$

ou encore

$$g = f_b \cdot \sigma_{3niv} \cdot N_2 - f_a \cdot \sigma_{3niv} \cdot N_1 \qquad \textit{(Equation V-2)}$$

En régime stationnaire, à partir des expressions de N_1 et N_2 et en considérant une section efficace d'émission à la longueur d'onde de pompe nulle, on obtient l'équation V-3.

$$g = N \cdot \frac{f_b \cdot \sigma_{3niv} \cdot \sigma_p \cdot I_p - \frac{f_a \cdot \sigma_{3niv}}{\tau}}{\sigma_p \cdot I_p + (f_b \cdot \sigma_{3niv} + f_a \cdot \sigma_{3niv}) \cdot I_{3niv} + 1/\tau} \qquad \textit{(Equation V-3)}$$

Encadré V-2 : Rappel des notations utilisées

g : gain linéique (m^{-1})
N : densité de population totale (m^{-3})
N_1 : densité de population du niveau fondamental (m^{-3})
N_2 : densité de population du niveau métastable (m^{-3})
σ_e^{3niv} : section efficace effective d'émission à la longueur d'onde laser (m^2)
σ_a^{3niv} : section efficace effective d'absorption à la longueur d'onde laser (m^2)
σ_{3niv} : section efficace à la longueur d'onde laser (m^2)
f_a : peuplement du niveau bas de la transition laser
f_b : peuplement du niveau haut de la transition laser
I_{3niv} : Intensité laser ($W.m^{-2}$)
I_p : Intensité de pompe ($W.m^{-2}$)
I_{ptrans} : Intensité de pompe à la transparence ($W.m^{-2}$)
τ : Temps de vie du niveau métastable (s)
h : constante de Plank (J.s)
c : vitesse de la lumière ($m.s^{-1}$)

Comme pour les lasers à quasi-trois niveaux, il est possible de déterminer une intensité de pompe de transparence, correspondant à la puissance de pompe pour laquelle g = 0, c'est-à-dire pour laquelle :

$$N_2 = \frac{f_a}{f_b} \cdot N_1 \qquad (Equation\ V\text{-}4)$$

ou encore, en considérant que seuls les niveaux de la transition laser sont peuplés et ainsi que la densité de population totale N s'exprime $N = N_1 + N_2$,

$$N_2 = \frac{1}{f_b / f_a + 1} \cdot N \qquad (Equation\ V\text{-}5)$$

L'intensité de pompe de transparence s'exprime par :

$$I_{ptrans} = \frac{f_a}{f_b} \cdot \frac{1}{\sigma_p} \cdot \frac{1}{\tau} \qquad (Equation\ V\text{-}6)$$

Pour les lasers à trois niveaux ou à quasi-trois niveaux, l'intensité de transparence est un paramètre critique. En effet, pour éviter la réabsorption dans le cristal à la longueur d'onde laser, l'intensité de pompe doit être idéalement supérieure à l'intensité de transparence tout au long du cristal. Dans un tel système, une partie seulement de l'intensité de pompe sert à l'amplification de la pompe, l'autre permettant d'atteindre la transparence. Plus l'intensité de transparence est faible, plus le seuil de transparence dans le cristal est bas et plus le seuil laser est facile à atteindre.

On remarque également que l'intensité de transparence dépend de f_a, c'est-à-dire du peuplement du niveau bas de la transition laser. La figure II-2 présente le peuplement des sous-niveaux du niveau fondamental à 300 K pour des cristaux de Nd:$GdVO_4$, Nd:YVO_4 et Nd:YAG.

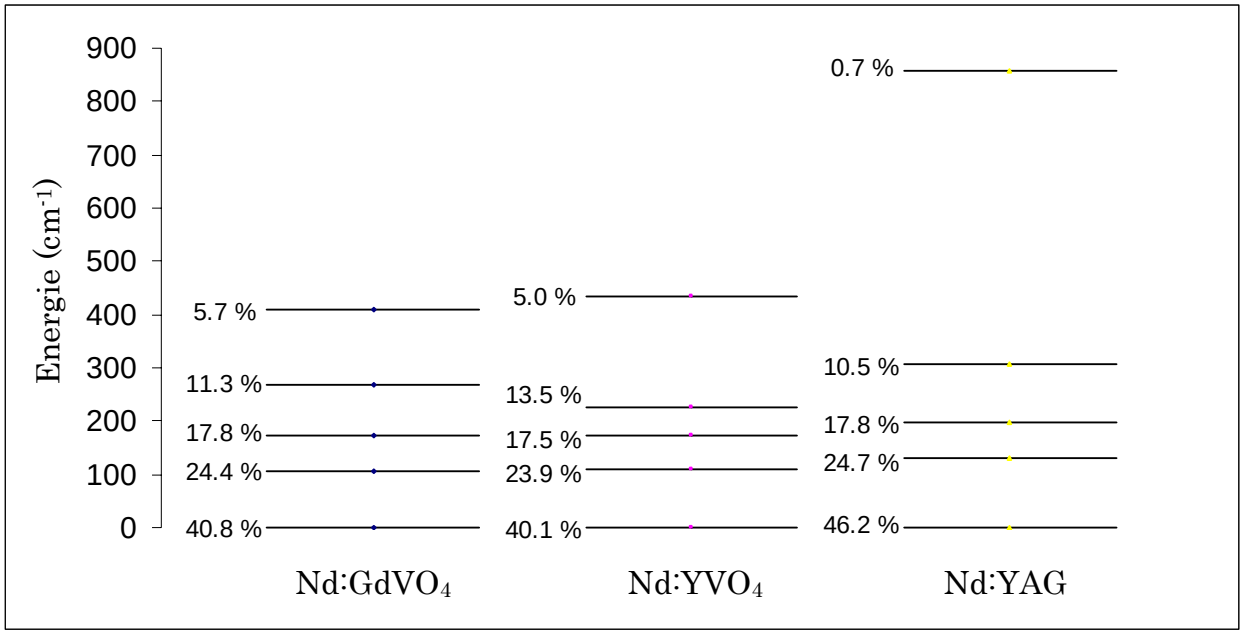


Figure V-6. Peuplement des sous-niveaux du niveau $^4I_{9/2}$ pour des cristaux de Nd:$GdVO_4$, Nd:YVO_4 et Nd:YAG à 300 K.

La figure V-6 nous montre que plus l'énergie du sous-niveau est basse, plus le niveau est peuplé thermiquement. Dans un cristal de Nd:$GdVO_4$, par exemple, on peut calculer que pour la transition à trois niveaux à 879 nm, la transparence est atteinte lorsque la densité de population de l'état excité représente 45 % de la population totale. Pour la transition à quasi-trois niveaux à 912 nm, cette proportion n'est plus que de 10 %. L'intensité de transparence et le seuil laser sont donc plus élevés pour un laser trois niveaux. Le tableau V-1 compare l'intensité de transparence pour la transition à trois niveaux et la transition à quasi-trois niveaux classiquement utilisée pour des cristaux de Nd:$GdVO_4$, Nd:YVO_4 et Nd:YAG.

	Transition à trois niveaux			Transition la plus haute à quasi-trois niveaux		
	Nd:$GdVO_4$	Nd:YVO_4	Nd:YAG	Nd:$GdVO_4$	Nd:YVO_4	Nd:YAG
Longueur d'onde d'émission λ (nm)	**879**	**880**	**869**	**912**	**914**	**946**
Section efficace effective d'absorption à λ ($\times 10^{-24}$ m^2)	20	30	1.7	0.75	0.48	0.03
Section efficace effective d'émission à λ ($\times 10^{-24}$ m^2)	24.5	37.4	1.8	6.6	4.8	2.3
Intensité de transparence (kW/cm^2)	**7.86**	**5.04**	**12.44**	**1.12**	**0.62**	**0.19**

Tableau V-1. Comparaison de l'intensité de pompe à la transparence pour différents cristaux dopés néodyme, pour une transition à quasi-trois niveaux et une transition à trois niveaux.

On remarque que même si la section efficace effective d'émission est beaucoup plus grande pour le laser à trois niveaux, la section efficace effective d'absorption sur cette même transition l'est également. L'intensité de pompe à la transparence est ainsi sept fois plus élevée que celle correspondant à la plus haute transition à quasi-trois niveaux dans le cas du cristal de Nd:$GdVO_4$ et plus de soixante cinq fois plus grande dans le cristal de Nd:YAG.
On peut également voir que les cristaux de Nd:$GdVO_4$ et de Nd:YVO_4 ont des intensités de pompe à la transparence proches. Le cristal de Nd:YAG, de part sa plus faible absorption à la longueur d'onde de pompe, présente quant à lui, une intensité de pompe à la transparence plus de deux fois plus grande que les deux autres pour le laser à trois niveaux.
Avec une diode laser assez classique produisant 17 W à 808 nm couplée dans une fibre optique de 200 µm de diamètre, il est possible de disposer au col du faisceau d'une intensité de pompe dans le cristal de 54 kW/cm^2, ce qui est plus élevé que l'intensité de pompe transparence pour ces trois cristaux. On peut donc estimer qu'il est a priori possible de concevoir des lasers émettant sur une transition à trois niveaux en pompage par diode laser.

V.2.b. Présentation du modèle

V.2.b.i. Introduction

Pour aller plus loin dans les calculs et prévoir plus précisément le comportement d'un laser trois niveaux, une simulation numérique est nécessaire.
Même si aucun modèle spécifique aux laser trois-niveaux pour des lasers à base d'ion néodyme n'avait été développé auparavant, des modèles avaient été réalisés pour des systèmes à bases d'ion erbium [Armitage 88] ou ytterbium [Nilsson 98] [Yiou 03]. Chacun de ces modèles possède sa spécificité en fonction des paramètres pris en compte (propagation des faisceaux, température dans le milieu amplificateur, amplification de l'émission spontanée, double passage du faisceau de pompe, etc…).

Les paramètres qui nous sont apparus comme les plus pertinents dans notre configuration sont l'évolution spatiale de la taille des faisceaux, et en particulier de celui de la diode laser de pompe qui est particulièrement divergeant, et l'évolution de la puissance de pompe dans le cristal laser due à l'absorption, critère critique pour un laser à trois niveaux comme nous l'avons vu précédemment.

Les sous-niveaux du niveau fondamental étant peuplés thermiquement, la question de la prise en compte de l'évolution de la température dans le cristal se pose. Dans le cas d'un laser à trois niveaux, le niveau bas de la transition laser est le plus bas sous-niveau du niveau fondamental. Il est donc naturellement très peuplé. L'échauffement du cristal laser n'a donc que relativement peu d'effet sur le peuplement de ce niveau. Par exemple, pour un cristal de $Nd:GdVO_4$, une augmentation de 50 °C de la température correspond à une diminution de 7 % du peuplement du niveau, et une diminution de l'intensité de pompe de transparence de 5%. Nous avons donc choisi de ne pas prendre en compte dans notre modèle l'évolution de la température.

Nous avons choisi d'adapter un modèle [Yiou 03], reprenant ces paramètres, créé pour un laser à trois niveaux dans un cristal massif dopés à l'ytterbium, pour simuler le comportement d'un même laser mais dans un cristal dopé au néodyme.

La principale évolution par rapport au modèle utilisé dans les chapitres précédents (II et III) vient donc de la prise en compte de la saturation d'absorption à la longueur d'onde de pompe. En revanche, nous ne calculons plus l'évolution de la température dans le cristal.

V.2.b.ii. Equations de base

Les équations de base du modèle sont celles de [Augé 00].

Propagation des faisceaux

On considère que les faisceaux sont gaussiens. I_l et I_p sont donc une fonction non seulement de l'axe de propagation z mais également de r, la distance à l'axe z.

$$I_i(r,z) = \frac{2 \cdot P_i(z)}{\pi \cdot w_i^{\,2}(z)} \cdot e^{-\frac{2 \cdot r^2}{w_i^2(z)}} \qquad \textit{(Equation V-7)}$$

où P_i est la puissance intracavité de pompe (i=p) ou de signal (i=l). $w_i(z)$ représente le rayon du faisceau de pompe ou de signal à $1/e^2$ au cours de sa propagation le long du cristal et s'exprime par :

$$w_i = w_{i0} \cdot \sqrt{1 + \left(M_i^{\,2} \cdot \frac{\lambda_i}{\pi \cdot n_i \cdot w_{i0}} \cdot (z - z_{i0}) \right)^2} \qquad \textit{(Equation V-8)}$$

w_{io} représente le rayon du faisceau à $1/e^2$ au col, z_{io} la position du col dans le cristal, n_i l'indice du cristal à la longueur d'onde λ_i et M_i^2 le facteur de qualité spatiale du faisceau. Dans notre cas, nous considérons que le faisceau signal est

monomode et nous prenons ainsi $M_l^2=1$. A l'inverse, le faisceau de pompe est particulièrement divergeant et nous avons estimé $M_p^2=37$.

Calcul du gain

Le gain linéique g est également dépendant de des deux coordonnées r et z :

$$g(r,z)=N\cdot\frac{f_b\cdot\sigma_{3niv}\cdot\sigma_p\cdot I_p(r,z)-\frac{f_a\cdot\sigma_{3niv}}{\tau}}{\sigma_p\cdot I_p(r,z)+(f_b\cdot\sigma_{3niv}+f_a\cdot\sigma_{3niv})\cdot I_{3niv}(r,z)+1/\tau} \qquad \textit{(Equation V-9)}$$

En intégrant g(r,z), on obtient le gain G par double passage. Pour simplifier l'écriture des équations on considère que le cristal est un cylindre ; L_c est sa longueur et R_c son rayon.

$$G = Exp\left(2\cdot\int_0^{L_c}\int_0^{R_c}\left(\frac{g(r,z)}{w_l^{\,2}(z)}\cdot r\cdot e^{-\frac{2\cdot r^2}{w_l^{\,2}(z)}}\cdot dr\cdot dz\right)\right) \qquad \textit{(Equation V-10)}$$

Les pertes de la cavité sont calculées à l'aide de l'expression :

$$G_{seuil}=\frac{1}{R\cdot(1-L)} \qquad \textit{(Equation V-11)}$$

R représente le coefficient de réflexion global des miroirs de la cavité et L les pertes passives de la cavité sur un aller et retour.

Evolution de l'intensité de pompe

De la même façon que l'on a définit un gain linéique pour le signal laser, on peut définir une absorption linéique α_p pour l'intensité de pompe :

$$\alpha_p=\sigma_p\cdot N_1-\sigma_{ep}\cdot N_2 \qquad \textit{(Equation V-12)}$$

σ_{ep} représente la section efficace effective d'émission à la longueur d'onde de pompe. Dans notre cas, σ_{ep} est nul. L'absorption linéique de l'intensité de pompe dépend donc principalement de la densité d'ion dans l'état fondamental. On a vu que pour atteindre le seuil de l'oscillation laser, pratiquement la moitié des ions doivent être placés dans l'état métastable. On ne peut donc pas considérer N_1 comme une constante, mais comme une fonction de l'intensité de pompe et de l'intensité laser.

A partir de l'expression de N_1 à l'état stationnaire, on obtient :

$$\alpha_p(I_{3niv},I_p)=\sigma_p\cdot N\cdot\frac{f_b\cdot\sigma_{3niv}\cdot I_{3niv}(r,z)+1/\tau}{\sigma_p\cdot I_p(r,z)+(f_a+f_b)\cdot\sigma_{3niv}\cdot I_{3niv}(r,z)+1/\tau} \qquad \textit{(Equation V-13)}$$

En l'absence d'effet laser ($I_l=0$) et pour des intensités de pompe faibles, on retrouve le coefficient d'absorption non saturé $\sigma_p.N$. Si l'intensité de pompe est élevée, un plus grand nombre d'ions est excité de l'état fondamental vers l'état métastable et α_p diminue. Le niveau fondamental est dépeuplé et l'absorption est saturée. En présence d'effet laser, les ions placés dans l'état métastable se

désexcitent sur le niveau fondamental, qui se peuple donc à nouveau et α_p augmente.
L'évolution spatiale de l'intensité de pompe dans le cristal se décrit par l'équation :

$$\frac{dI_p(r,z)}{dz} = -\alpha_p(r,z) \cdot I_p(r,z) \qquad \textit{(Equation V-14)}$$

V.2.c. Etude du gain au seuil

Nous avons utilisé ce modèle pour déterminer la puissance de pompe au seuil en fonction du coupleur de sortie. On se place dans la situation où il n'y a pas d'effet laser (I_l=0). Pour une puissance de pompe donnée, le programme résout l'équation différentielle décrivant l'évolution de la puissance de pompe dans le cristal (Equation V-12). Il calcule ensuite le gain linéique g (Equation V-7) et intègre cette fonction pour obtenir le gain par double passage G (Equation V-8). Ces calculs sont ensuite répétés pour plusieurs puissances de pompe incidentes. On peut ainsi tracer le gain par double passage G en fonction de la puissance de pompe incidente. Le seuil laser est atteint lorsque que le gain G égale les pertes G_{seuil} définies par l'équation V-11.
La figure V-7 présente un exemple de calcul pour des pertes passives de 1 % et un coupleur de transmission 3 % (G_{seuil} = 1.04) et de 25 % (G_{seuil} = 1.35) dans le cas d'une émission à 912 nm et d'une émission à 879 nm dans un cristal de Nd:$GdVO_4$. Les paramètres utilisés pour les simulations numériques sont présentés dans l'encadré V-3.

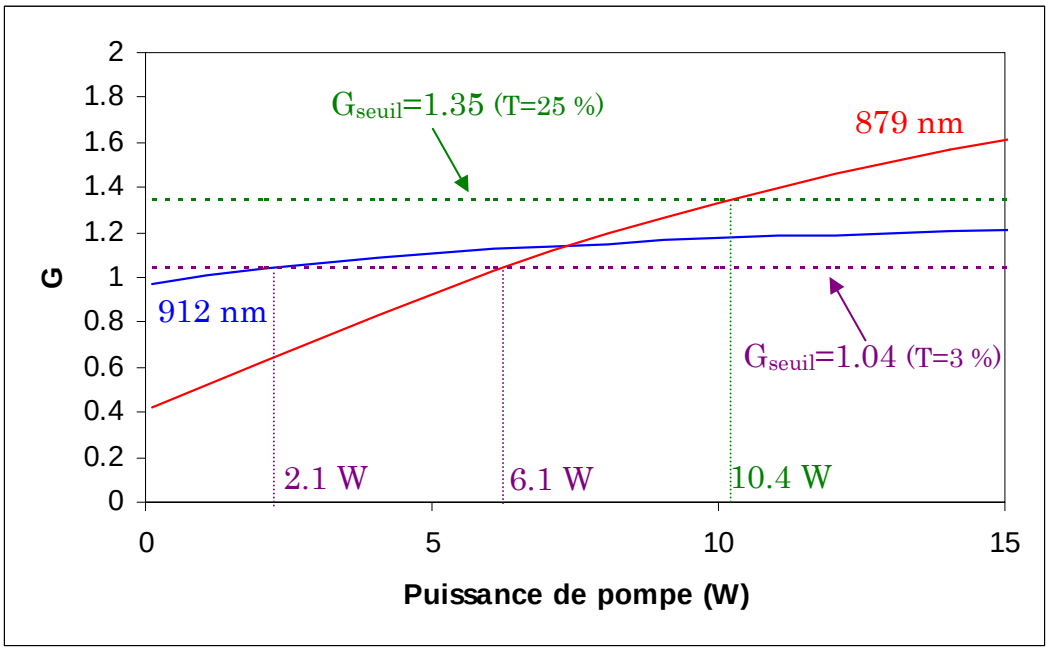


Figure V-7. Gain au seuil en fonction de la puissance de pompe incidente pour un coupleur de 3 % et de 25 % pour des émissions à 912 nm et 879 nm dans un cristal de Nd:$GdVO_4$.

On voit que dans le cas où le coupleur est relativement peu transparent (T = 3 %), le seuil du laser à quasi-trois niveaux à 912 nm (2.1 W) est beaucoup plus bas que celui du laser à trois niveaux à 879 nm (6.1 W). C'est donc l'émission à 912 nm

qui va être favorisée. On remarque également que l'élévation du gain en fonction de la puissance de pompe est moins rapide pour l'émission à 912 nm que pour celle à 879 nm. En augmentant les pertes, par exemple en utilisant un coupleur plus transparent, on peut aboutir à un cas où le gain à 912 nm est trop faible pour atteindre le seuil d'oscillation laser. Le gain à 879 nm étant plus élevé, l'oscillation laser à 879 nm, elle, reste possible. C'est ce que prédit la figure II-3 avec un coupleur de transmission 25 %.

Un coupleur de transmission élevée favorise ainsi l'émission du laser à trois niveaux par rapport à celle d'un laser à quasi-trois niveaux. Ce décalage de longueur d'onde d'émission vers le bleu a déjà été observé dans des cristaux dopés Yb ou Er émettant autour de 1.5 µm [Taccheo 96].

Encadré V-3 : Paramètres utilisés pour les simulations numériques

Cristal de $Nd:GdVO_4$

λ_l = 912 nm ou 879 nm	λ_p = 808 nm
$w_{l0} = 92.10^{-6}$ m	$w_{p0} = 100.10^{-6}$ m
$M_l^2 = 1$	$M_p^2 = 37$
$n_l = 2$	$n_p = 2$
τ = 100 µs	L = 1 %

Ces simulations de gain au seuil nous montrent qu'en théorie il est possible d'atteindre le seuil d'oscillation laser pour des lasers trois-niveaux dans le néodyme. Par exemple, pour un faisceau de pompe de 100 µm de rayon au col, le seuil d'oscillation laser est de 10 W environ, ce qui est inférieur à la puissance délivrée par une diode laser standard de 17 W couplée dans une fibre de diamètre 200 µm.

V.2.d. Etude de la puissance intracavité

Notre objectif étant d'atteindre le bleu par génération de second harmonique, nous avons utilisé notre modèle pour évaluer la puissance laser intracavité. La figure V-8 présente la puissance laser intracavité accessible en fonction des pertes passives dans la cavité, dans le cas d'un cristal de $Nd:GdVO_4$ pompé à 17 W et placé dans une cavité où tous les miroirs ont un traitement hautement réfléchissant à la longueur d'onde laser.

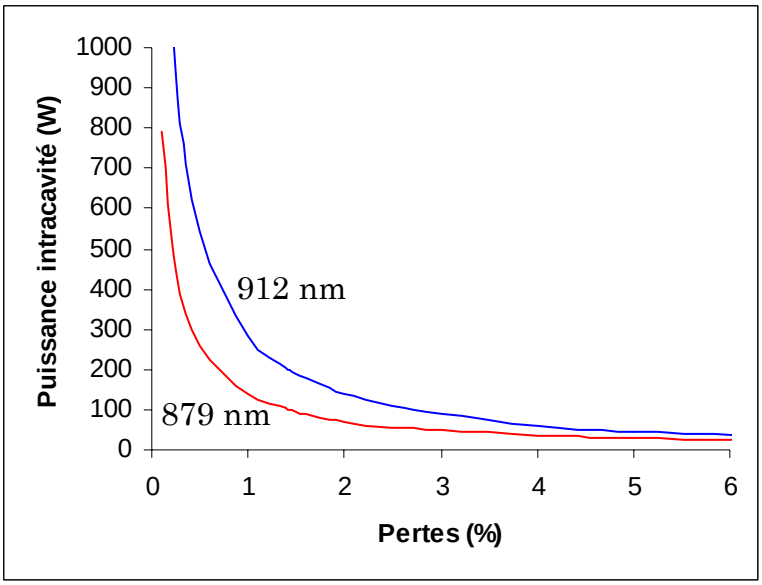


Figure V-8. Estimation de la puissance intracavité à 879 nm et 912 nm pour une puissance de pompe de 17 W incidente sur un cristal de Nd:GdVO₄.

On remarque que la puissance intracavité chute très vite lorsque les pertes augmentent, aussi bien dans le cas d'un laser à quasi-trois niveaux que pour un laser à trois niveaux pur. On note toutefois que la chute est plus rapide dans le cas de ce dernier à cause de l'inversion de population plus difficile à maintenir.
En théorie, il est néanmoins possible d'atteindre de fortes puissances intracavité à condition que les pertes passives restent très faibles. En effet, dans notre exemple, si les pertes dépassent 1.5 %, la puissance intracavité à 879 nm est déjà inférieure à 100 W.

Le traitement de tous miroirs de la cavité doit être hautement réfléchissant à 879 nm. La bande passante des miroirs que nous utilisons est plus grande que l'écart entre les longueurs d'onde de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ (33 nm par exemple dans le Nd:$GdVO_4$). Ces miroirs sont donc également hautement réfléchissants à 912 nm. Nous avons vu, lors du paragraphe V.2.c, que dans ces conditions, l'émission à 912 nm remporte la compétition de gain. Il est donc nécessaire d'insérer dans la cavité un filtre en longueur d'onde afin d'assurer une sélection spectrale fine. Dans ce contexte, le maintient de pertes intracavité faibles est une contrainte particulièrement forte.

V.2.e. Conclusion

Nous avons présenté dans ce paragraphe un modèle de simulation numérique du comportement d'un laser à trois niveaux. Par une étude du gain au seuil de l'oscillation laser, nous avons vu qu'il était possible de concevoir un tel laser à base de cristaux dopés néodyme, tel que le Nd:$GdVO_4$, pompés par diode laser. En vue d'une conversion non linéaire par génération intracavité de second harmonique, nous avons également étudié l'évolution de la puissance intracavité en fonction des pertes passives de la cavité. Afin de conserver une puissance intracavité suffisante pour espérer une conversion non linéaire efficace, les pertes

intracavité doivent être particulièrement faibles, de l'ordre du pourcent. Nos miroirs ne pouvant assurer une sélection spectrale fine, il est nécessaire d'insérer un filtre spectral intracavité. Dans ces conditions, il risque d'être ardu de respecter la contrainte de pertes faibles.
Guidés par les résultats obtenus grâce aux simulations numériques, nous avons réalisé des lasers à trois niveaux dans des cristaux dopés néodyme.

V.3. Réalisations expérimentales

Lors ce paragraphe, nous décrirons la réalisation expérimentale de lasers solides pompés par diode émettant à des longueurs d'onde inférieures à 450 nm. Nous étudierons ainsi les émissions laser sur les sous-niveaux inférieurs du niveau $^4I_{9/2}$ dans des cristaux de Nd:YVO_4, Nd:$GdVO_4$ et Nd:YAG.

V.3.a. Emissions laser à 880 nm dans un cristal de Nd:YVO_4

Comme nous l'avions remarqué au paragraphe V.2.a, parmi les trois cristaux que nous avons sélectionnés, le cristal de Nd:YVO_4 présente l'intensité de pompe de transparence la moins élevée. C'est donc naturellement que nous avons étudié la transition laser à trois niveaux dans ce cristal en premier.

V.3.a.i. Configuration expérimentale

Le dispositif expérimental utilisé est présenté sur la figure V-9.

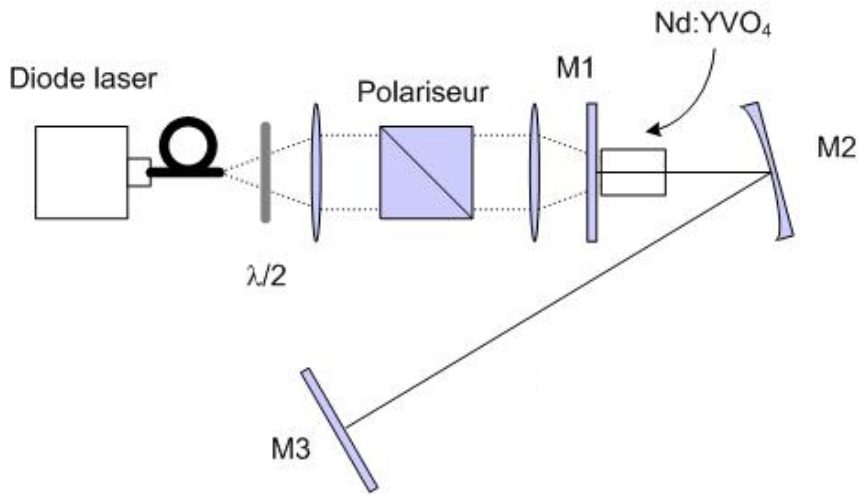


Figure V-9. Dispositif expérimental pour l'étude d'émission laser autour à 880 nm dans le Nd:YVO_4.

Nous l'avons vu précédemment, il est important de dépasser l'intensité de pompe à la transparence pour espérer obtenir une émission provenant d'un système trois niveaux. Nous avons donc choisi de pomper notre cristal avec une diode laser brillante émettant à 808 nm, couplée dans une fibre de 200 µm de diamètre et d'ouverture 0.22. La fibre est suffisamment courte pour considérer que le faisceau

de pompe est toujours polarisé à sa sortie. La puissance de pompe incidente dans le cristal est ajustée de 0 W à 17 W à l'aide d'une lame demi onde et d'un cube polariseur. Le faisceau de pompe est imagé dans le cristal par deux doublets pour obtenir un rayon au col dans le cristal de 100 µm.

Le cristal de $Nd:YVO_4$ est dopé à 0.2 %. Il a une longueur de 4 mm et ses faces sont traitées anti-reflet à 1064 nm, 914 nm, 880 nm et 808 nm. Il est orienté de façon à absorber et émettre dans la polarisation Π, la plus efficace. Le cristal est placé dans une monture de cuivre, refroidie par la circulation d'eau à température ambiante.

Les miroirs M1 et M2 sont traités haute réflectivité à 880 nm (R > 99,9 %). Le miroir d'entrée M1 est également traité haute transparence à 808 nm (T > 90 %). Afin de prévenir un effet laser à 1064 nm, provenant de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$, tous les miroirs sont transparents à cette longueur d'onde (T > 75 %).

Nous avons vu qu'il est théoriquement possible de sélectionner la longueur d'onde d'émission laser en choisissant judicieusement la transmission du coupleur de sortie. Pour obtenir une émission à 880 nm, nous avons donc utilisé un coupleur de sortie (M3) de transmission autour de 27 % (T=29.8% à 914 nm, T=25.5 % à 880 nm). Toujours afin de prévenir une oscillation laser à 1064 nm, ce coupleur est transparent à cette longueur d'onde (T > 85 %).

Nous avons choisi une cavité trois miroirs plan-concave-plan avec un bras collimaté, d'une part parce que nous ne disposions que de coupleurs plans et d'autre part pour la facilité d'alignement qui permet d'ajuster la taille du faisceau laser précisément dans le cristal. Afin d'éviter la réabsorption de l'émission laser dans le cristal, la taille du faisceau laser est légèrement inférieure à celle du faisceau de pompe (w = 95 µm).

V.3.a.ii. Résultats expérimentaux

Pour une puissance de pompe de 17 W, nous avons bien observé une émission laser à 880 nm. La puissance de sortie maximale obtenue à 880 nm est de 326 mW. Cependant, en abaissant la puissance de pompe en dessous de 15.5 W, nous avons observé un saut de longueur d'onde du laser de 880 nm à 1064 nm, probablement dû à la compétition de gain trop importante dans ce cristal (c.f. Chapitre II).

V.3.a.iii. Conclusion

Nous avons obtenu pour la première fois un effet laser provenant d'un laser trois niveaux dans un cristal de $Nd:YVO_4$ et atteint une puissance de 326 mW à 880 nm pour une puissance de pompe incidente de 17 W. Malheureusement, une fois encore, la compétition de gain entre les transitions $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ et $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ du néodyme dans le YVO_4 était trop forte, limitant les performances à 880 nm. Nous avons donc choisi d'étudier un cristal moins sensible à ce phénomène : le $Nd:GdVO_4$.

V.3.b. Emission laser à 879 nm dans un cristal de Nd:$GdVO_4$

Pour étudier l'émission à 879 nm dans le Nd:$GdVO_4$, nous avons conservé le même dispositif expérimental que celui utilisé pour étudier cette émission dans le Nd:YVO_4. Le cristal de Nd:$GdVO_4$ est, tout comme l'était celui de Nd:YVO_4, dopé à 0.2 % et long de 4 mm. Ses faces sont également traitées anti-reflet à 808 nm, 912 nm et 1063 nm.

V.3.b.i. Résultats expérimentaux en régime continu

En utilisant un coupleur de sortie de transmission 25.5 % à 879 nm, nous avons observé d'effet laser à 879 nm sans avoir à insérer d'étalon dans la cavité. Les performances laser obtenues sont présentées sur la figure V-10.

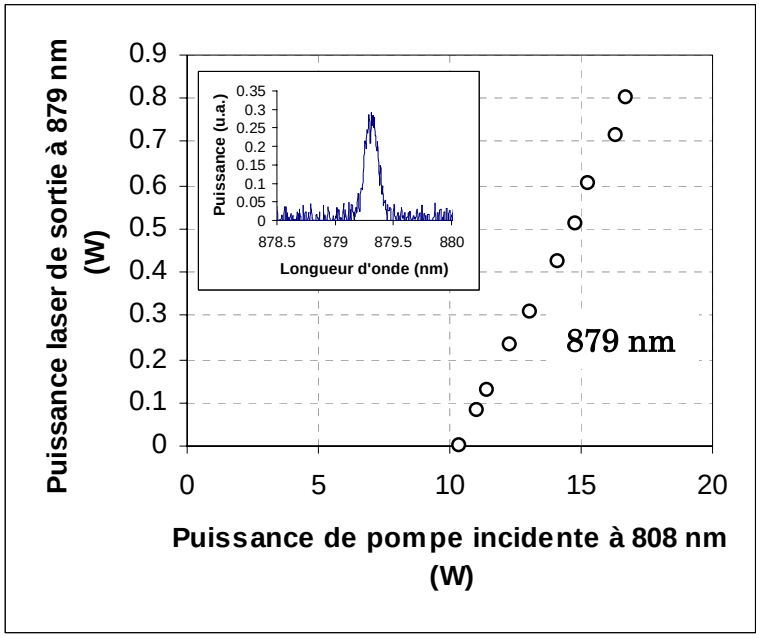


Figure V-10. Performance laser à 879 nm dans un cristal de Nd:$GdVO_4$ avec un coupleur de sortie de 25.5 %. Encadré : spectre de l'émission laser.

Le seuil de l'émission laser, à 10.4 W de pompe incidente, est celui prévu par les simulations numériques, en prenant en compte 1 % de pertes passives dans la cavité. Nous avons obtenu une puissance maximale de sortie de 800 mW pour 17 W de pompe incidente.

L'objectif final étant d'obtenir une émission dans le bleu à 439.5 nm par génération de second harmonique intracavité, le coupleur de sortie est remplacé par un miroir traité hautement réfléchissant à 879 nm. L'insertion de l'étalon Fabry-Perot est alors nécessaire pour sélectionner l'émission laser à 879 nm. Pour une puissance de pompe incidente de 17 W, nous avons évalué la puissance intracavité à 879 nm à seulement 5 W. D'après les simulations numériques de la partie précédente, il est théoriquement possible d'obtenir de fortes puissances

laser intracavité à 879 nm à condition de limiter les pertes dans la cavité. Nous avons évalué les pertes d'insertion de l'étalon à 23 %, ce qui est beaucoup trop pour espérer une puissance laser intracavité suffisamment élevée et ainsi une conversion non linéaire efficace. N'ayant pas à disposition d'élément sélectif en longueur d'onde avec de faibles pertes d'insertion, nous avons décidé de réaliser la génération de second harmonique en régime impulsionnel.

V.3.b.ii. Résultats expérimentaux en régime impulsionnel

Le dispositif expérimental utilisé pour étudier le laser à 879 nm en régime impulsionnel est présenté sur la figure V-11.

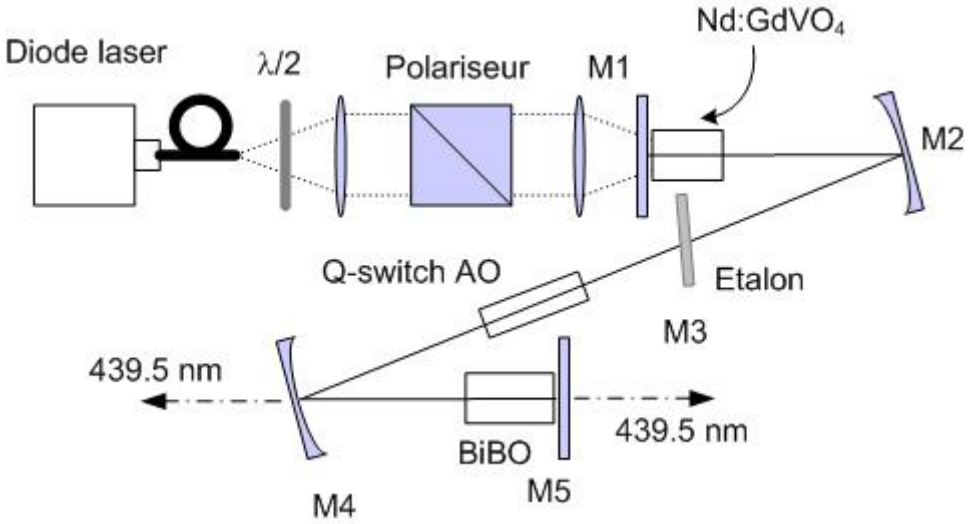


Figure V-11. Dispositif expérimental de génération de second harmonique dans un cristal de BiBO d'une émission laser à 879 nm dans un cristal de $Nd:GdVO_4$.

Ce dispositif est semblable à celui utilisé en régime continu. La cavité est cette fois composée de quatre miroirs afin de disposer d'un bras collimaté pour insérer un modulateur accousto-optique et d'un deuxième bras focalisé pour placer le cristal non linéaire. Le cristal de BiBO que nous avons utilisé pour nos sources à 491 nm présente également un accord de phase pour le doublement en fréquence d'une onde à 879 nm. Nous avons donc choisi de l'utiliser également pour cette expérience. Le déflecteur accousto-optique, permettant le régime déclenché, est traité anti-reflet sur ses deux faces.

Avec le coupleur de transmission égale à 4.7 %, nous avons observé deux impulsions successives à 879 nm et à 912 nm, comme décrit lors de l'introduction de ce chapitre (figure V-12).

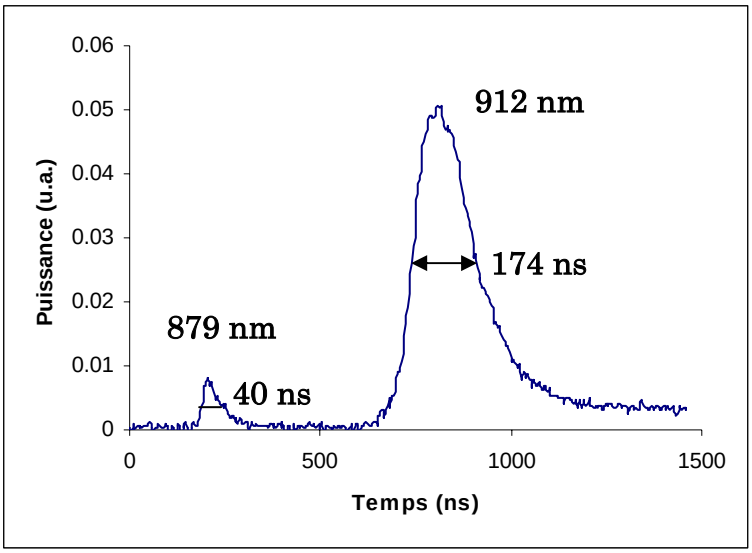


Figure V-12. Impulsions en régime déclenché à 879 nm et 912 nm avec un cristal de Nd:$GdVO_4$ et un coupleur de sortie de 4.7 %.

On remarque que le temps de création de l'impulsion à 879 nm est plus court que celui de l'impulsion à 912 nm. La durée d'impulsion est également plus courte. Ceci s'explique par la plus grande section efficace d'émission à 879 nm dans le Nd:$GdVO_4$, entraînant un gain plus important et ainsi un temps de création plus faible (c.f. figure V-7). La réabsorption à cette longueur d'onde tend également à raccourcir la durée d'impulsion. L'impulsion à 912 nm subit moins de réabsorption et est ainsi la plus énergétique.
Afin d'observer une émission laser à 879 nm uniquement, nous avons remplacé le coupleur de sortie de 4.7 % par le coupleur de 25.5 %. De la même manière qu'en régime continu, l'élévation des pertes de la cavité a suffit à sélectionner la plus basse longueur d'onde de fonctionnement. L'impulsion obtenue est présentée sur la figure V-13.

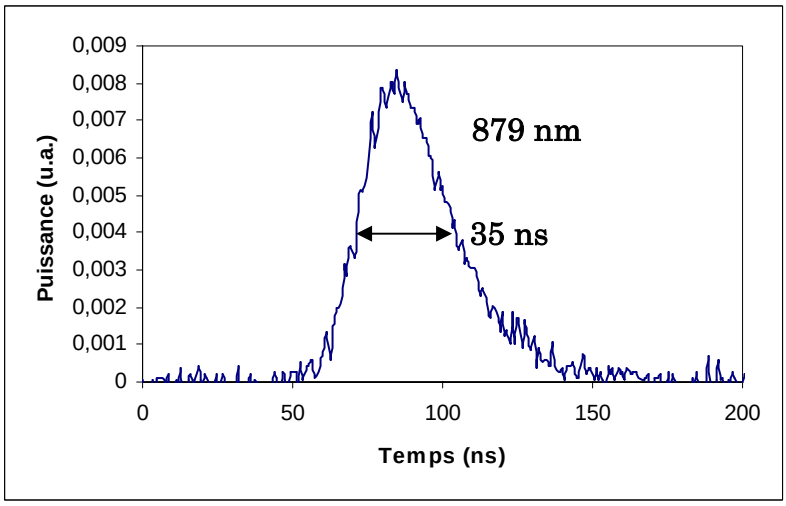


Figure V-13. Impulsion déclenchée à 879 nm avec un cristal de Nd:$GdVO_4$ et un coupleur de sortie de 25.5 %.

Pour une puissance de pompe incidente de 17 W et une cadence de 10.4 kHz, nous avons obtenu des impulsions de 35 ns avec une puissance moyenne de sortie de 250 mW et une énergie de 24 µJ.
Afin de réaliser la génération de seconde harmonique pour atteindre le bleu à 439.5 nm, nous avons inséré dans la cavité un cristal non linéaire et remplacé le coupleur de sortie par un miroir traité hautement réfléchissant à 879 nm. Tous les miroirs de la cavité étant transparents à 439.5 nm, l'émission dans le bleu est partagée entre deux faisceaux de sortie. A nouveau, l'insertion d'un étalon Fabry-Perot s'est montrée indispensable pour sélectionner la longueur d'onde d'émission laser.
Pour une cadence de 10.4 kHz et une puissance de pompe incidente de 17 W, nous avons obtenu des impulsions bleues de puissance moyenne 178 mW, correspondant à une énergie de 17 µJ. Nous avons mesuré une durée d'impulsion de 40 ns et ainsi une puissance crête de 428 W.

V.3.b.iii. Conclusion

Nous avons démontré pour la première fois les qualités du cristal de Nd:$GdVO_4$ pour concevoir un laser à trois niveaux en pompage par diode. Nous avons ainsi réalisé un laser continu émettant à 879 nm une puissance de 800 mW pour une puissance de pompe incidente de 17 W. Les trop grandes pertes induites par l'étalon Fabry-Pérot utilisé pour sélectionner la longueur d'onde d'émission laser nous ont empêchés d'atteindre une forte puissance intracavité indispensable pour une conversion non linéaire efficace. Nous avons donc réalisé une génération de second harmonique en régime impulsionnel. Nous avons ainsi obtenu des impulsions à 439.4 nm de 40 ns, correspondant à une énergie de 17 µJ. Le rendement total de conversion[9] de 1 %, limité par les pertes d'insertion de l'étalon, pourrait être amélioré en utilisant un autre élément sélectif en longueur d'onde produisant moins de pertes, tel qu'un miroir de Bragg. L'utilisation d'un cristal non linéaire plus efficace, comme par exemple un cristal de $KNbO_3$ ou de ppKTP, pourrait également être profitable.

V.3.c. Emission laser en dessous de 900 nm dans un cristal de Nd:YAG

Comme nous l'avons vu lors du paragraphe V.2.a, l'intensité de pompe de transparence pour la transition à trois niveaux dans le cristal de Nd:YAG est plus élevée que celle dans les cristaux de vanadate. Encouragés par nos précédents résultats, nous avons tenu tout de même à étudier la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ de ce cristal.

V.3.c.i. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour mener l'étude dans le cristal de Nd:YAG (figure V-14) est légèrement différent de celui employé avec les cristaux de Nd:YVO_4 et Nd:$GdVO_4$. Le cristal de Nd:YAG est isotrope. Son absorption ne

[9] Nous définissons le rendement total de conversion comme le rapport de la puissance moyenne de bleu sur la puissance de la diode laser de pompe.

dépend donc pas de la polarisation du faisceau de pompe. Nous avons donc utilisé une diode laser de pompe fibrée non polarisée mais plus brillante que précédemment. La fibre a un diamètre de 100 µm et une ouverture numérique de 0.22. La puissance maximale en sortie de fibre à 808 nm est de 10 W. Le faisceau de pompe est imagé dans le cristal par deux doublets de manière à obtenir un rayon au col dans le cristal de 50 µm. L'intensité de pompe au col est ainsi de 127 kW/cm^2, ce qui est nettement supérieur à l'intensité de pompe de transparence (12.4 kW/cm^2). En revanche, l'intensité de pompe à l'entrée du cristal est de 3 kW/cm^2, ce qui est insuffisant. Le cristal est donc absorbant à 869 nm sur une partie de sa longueur.

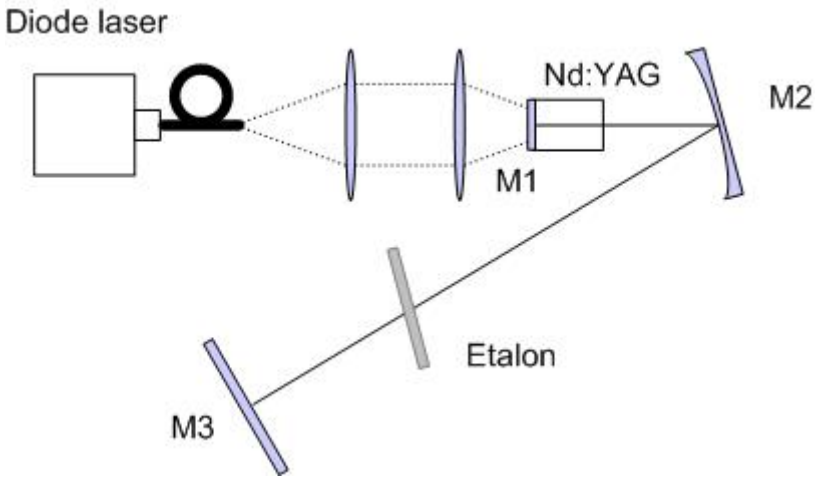


Figure V-14. Dispositif expérimental pour l'étude d'émission laser autour de 900 nm dans le Nd:YAG.

L'absorption dans le Nd :YAG étant plus faible que dans les cristaux de vanadate, le cristal utilisé est plus dopé que dans les études précédentes avec une concentration en néodyme de 0.5 %at.. Sa longueur est de 3 mm. Le miroir d'entrée de la cavité, hautement transparent à 808 nm et hautement réfléchissant à 900 nm, est directement déposé sur une face du cristal, l'autre face étant traitée anti-reflet. Nous avons une nouvelle fois choisi une cavité trois miroirs plan-concave-plan pour l'étude dans l'infrarouge.
Les raies d'émission du Nd:YAG sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$, visible sur la figure V-15, sont plus éclatées que dans les cristaux vanadate.

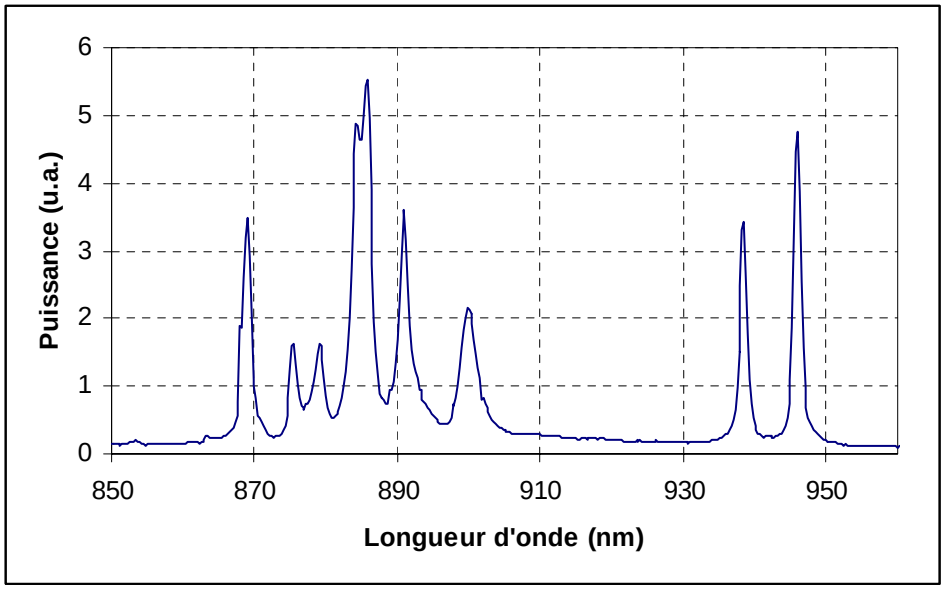


Figure V-15. Spectre de fluorescence d'un cristal de Nd:YAG dopé à 1.1 % de longueur 5 mm.

On distingue deux groupements : le premier comprend les raies à 946 nm et 938 nm et le deuxième les raies entre 869 nm et 899 nm. Notre objectif étant d'atteindre les longueurs d'onde d'émission les plus basses possible, nous avons utilisé des miroirs traités hautement réfléchissants entre 800 nm et 900 nm et transparents à 938 nm, 946 nm (T > 45 %) et 1064 nm (T > 59 %).
Afin de déterminer, comme nous l'avons fait précédemment pour les cristaux de vanadate, le coupleur idéal permettant d'obtenir une émission à 869 nm, nous avons calculé le gain au seuil G à cette longueur d'onde dans nos conditions expérimentales pour différentes puissances de pompe incidentes à 808 nm (figure V-16). Nous avons ajouté sur le graphique les courbes correspondant aux transition émettant à 899 nm et 884 nm.

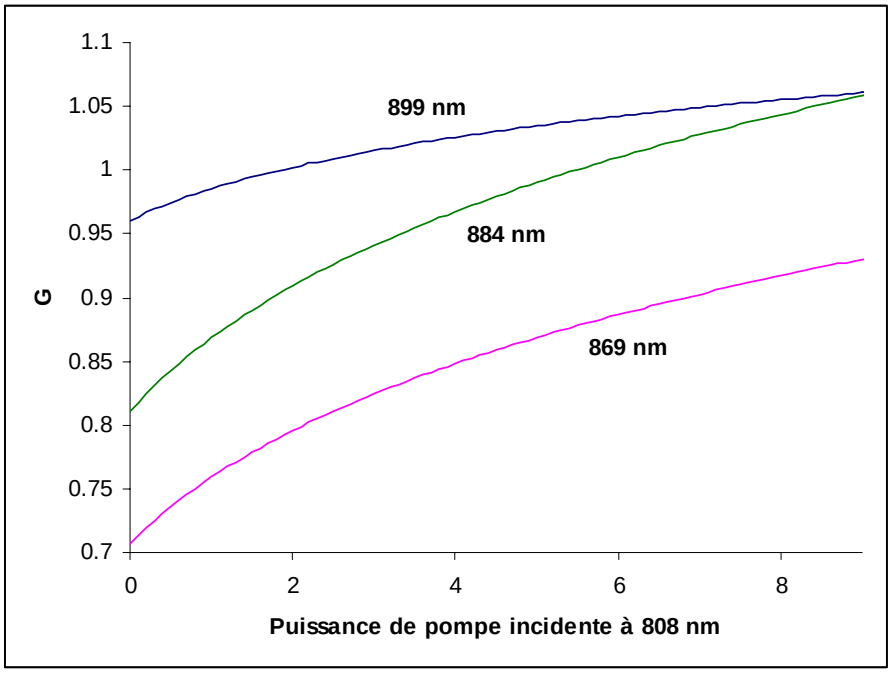


Figure V-16. Gain au seuil en fonction de la puissance de pompe incidente pour des émissions à 899 nm et 869 nm dans un cristal de Nd:YAG.

On peut remarquer qu'avec la puissance de pompe incidente sur le cristal à notre disposition (9 W), le gain G est toujours inférieur à 1 à 869 nm. Le cristal n'est ainsi pas amplificateur à cette longueur d'onde. Il n'est donc pas possible, dans nos conditions expérimentales, d'obtenir un effet laser sur la transition à trois niveaux du néodyme dans notre cristal de Nd:YAG.
On note également que l'émission à 899 nm possède toujours un gain plus élevé et ainsi un seuil d'oscillation plus faible. Par conséquent, dans nos conditions expérimentales, quel que soit le coupleur de sortie utilisé, sans insertion de filtre spectral, la compétition de gain est toujours remportée par cette transition. Afin de conserver un seuil d'oscillation faible et une puissance laser en sortie élevée, nous avons donc choisi un coupleur de transmission relativement faible (2.8 % à 899 nm).

V.3.c.ii. Résultats expérimentaux dans l'infrarouge

Dans un premier temps, aucun élément spectral autre que les traitements des miroirs n'a été inséré dans la cavité. Comme prévu par nos calculs, nous avons obtenu une émission laser à 899 nm. Les performances à cette longueur d'onde sont présentées sur la figure V-17.

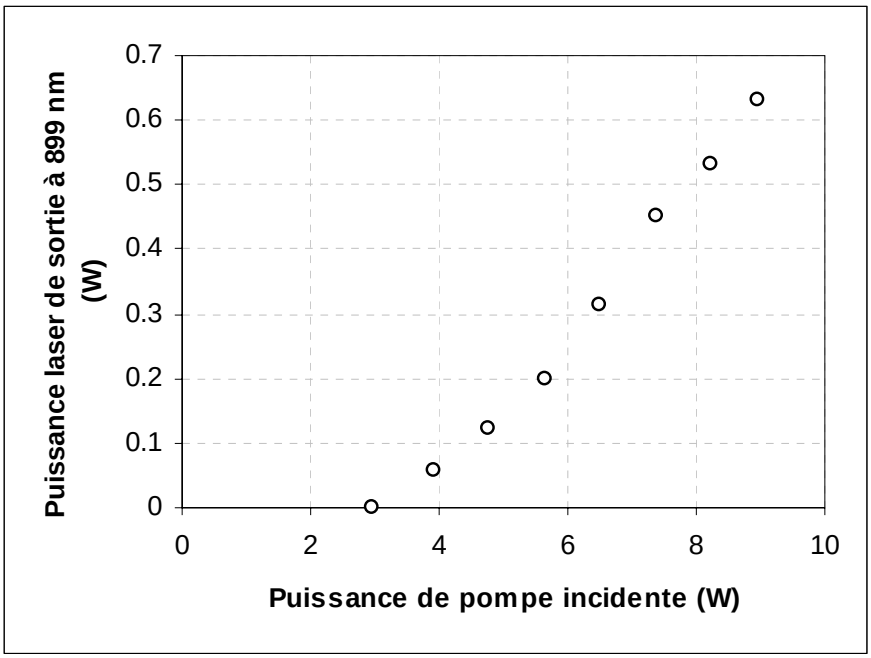


Figure V-17. Performances laser à 899 nm dans un cristal de Nd:YAG avec un coupleur de sortie de 2.8 %.

Le seuil de l'émission laser était à 3.0 W de puissance de pompe incidente. Nous avons obtenu une puissance maximale de sortie à 899 nm de 630 mW.
Devant ces résultats encourageants, nous avons inséré un étalon Fabry-Perot de 25 µm dans la cavité afin de sélectionner une longueur d'onde d'émission plus basse.
Nous avons observé un effet laser à 899 nm, 891 nm, 885 nm et 884 nm. Nous n'avons cependant pas obtenu d'émission à 878 nm, 875 nm ou encore 869 nm. La diode de pompe que nous avons utilisée n'était probablement pas encore assez brillante, les pertes de la cavité étaient trop importantes et la sélection spectrale pas assez précise.
Les résultats obtenus entre 899 nm et 884 nm sont présentés sur la figure V-18.

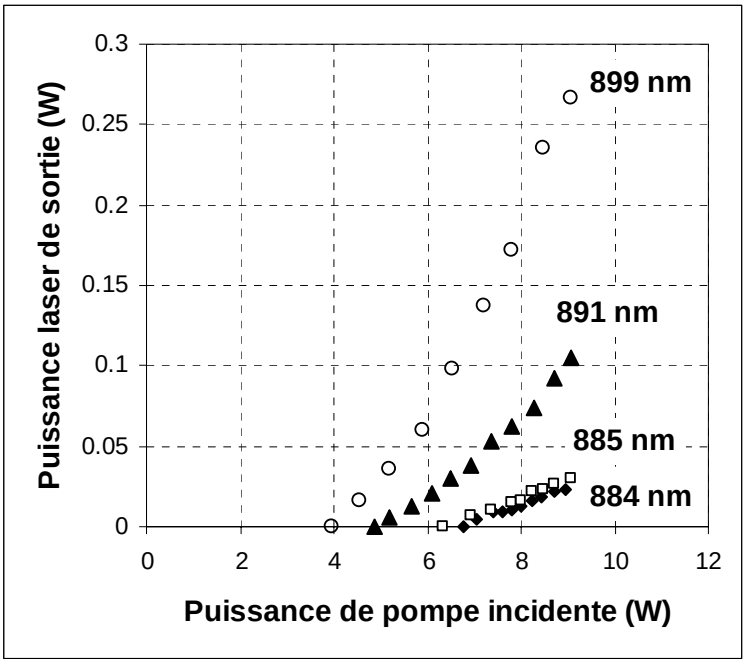


Figure V-18. Performances laser de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ dans un cristal de Nd:YAG avec un coupleur de sortie de 2.8 % et une sélection spectrale par étalon Fabry-Pérot.

Plus la longueur d'onde est basse, plus le seuil est élevé et moins l'émission est efficace. Nous avons tout de même obtenu une puissance de sortie de 23 mW à 884 nm pour une puissance de pompe incidente de 9 W. On remarque que la puissance maximale obtenue à 899 nm n'est plus que de 0.27 W et que le seuil laser s'est élevé à 3.95 W de puissance de pompe incidente à cause des pertes importantes induites par l'insertion de l'étalon dans la cavité. Ces pertes limitent également les performances laser sur les longueurs d'onde plus basses. La puissance intracavité à ces longueurs d'onde est ainsi trop faible pour espérer une génération de second harmonique efficace. Nous avons donc décidé de poursuivre cette étude uniquement sur la transition à 899 nm afin de produire une émission bleue à 449.5 nm.

V.3.c.iii. Résultats expérimentaux à 449.5 nm

Le dispositif expérimental utilisé pour atteindre le bleu est illustré par la figure V-19.

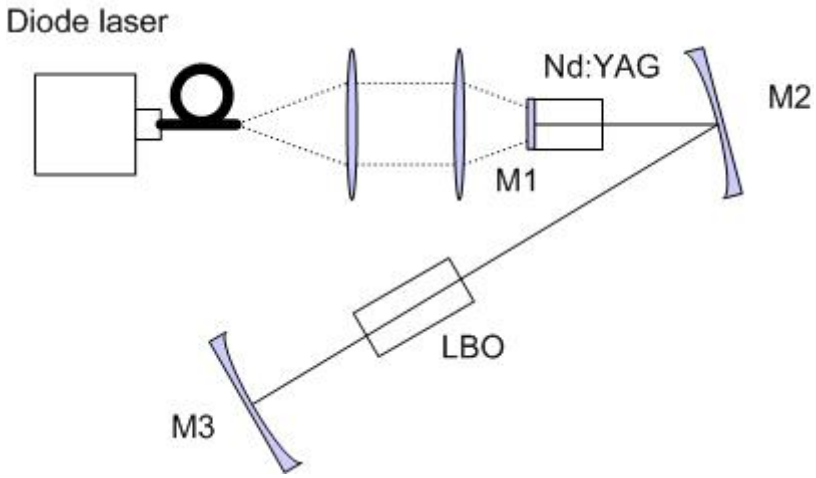


Figure V-19. Dispositif expérimental de génération de second harmonique dans un cristal de LBO d'une émission laser à 900 nm dans un cristal de Nd:YAG.

Le coupleur de sortie plan utilisé précédemment est remplacé par un miroir traité hautement réfléchissant à 899 nm et transparent à 946 nm et 1064 nm. Ce miroir est concave afin d'assurer la position du col du faisceau laser au centre du cristal non linéaire. Le cristal de BiBO que nous avons utilisé lors des précédentes expériences ne présente par d'accord de phase pour le doublement en fréquence d'une onde à 899 nm. Nous avons donc utilisé un autre cristal non linéaire. Nous avons choisi un cristal de LBO de 10 mm de long, dont les faces sont traitées anti-reflet. Il était orienté de manière à obtenir un accord de phase critique de type I. L'émission étant non polarisée et aucun élément sélectif en polarisation n'étant placé dans la cavité, seule la moitié de la puissance intracavité à 899 nm contribue à la conversion non linéaire. Les miroirs utilisés n'ayant pas de traitement spécifique à 449.5 nm, la puissance à 449.5 nm est mesurée sur les deux sorties du faisceau bleu. Les performances obtenues sont présentées sur la figure V-20.

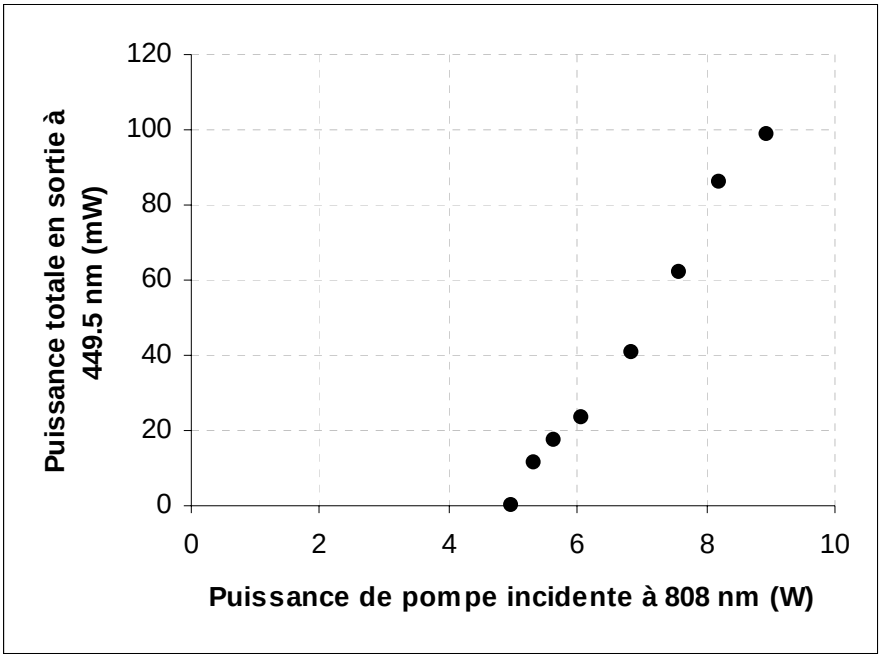


Figure V-20. Puissance totale de sortie à 449.5 nm.

Le seuil laser pour l'émission à 449.5 nm est atteint pour une puissance incidente de pompe de 5 W. Nous avons obtenu une puissance maximale de sortie de 100 mW pour une puissance de pompe à 808 nm de 9 W, ce qui correspond à un taux total de conversion de 1.1 %.

V.3.c.iv. Conclusion

Même si des émissions laser dans le Nd:YAG à 899 nm et 891 nm avait été remarquées dès 1972 [Birnbaum 72], nous avons pour la première fois confirmé ces observations en réalisant un laser continu pompé par diode à base de Nd:YAG émettant à 899 nm, 891 nm, 885 nm ou 884 nm. Pour une puissance de pompe incidente de 9 W, nous avons obtenu une puissance de sortie de 23 mW à 884 nm. A 899 nm, sur la transition la plus efficace, la puissance en sortie a même atteint 630 mW. Par génération de second harmonique dans un cristal de LBO placé intracavité, nous avons obtenu une émission bleue à 449.5 nm. Nous avons ainsi mesuré une puissance totale de 100 mW à 449.5 nm sur deux sorties. Ces résultats pourraient être améliorés en utilisant un cristal non linéaire plus efficace, tel que du BiBO, du $KNbO_3$ ou du ppKTP.

V.3.d. Conclusion

V.3.d.i. Emission dans l'infrarouge

Nous avons pour la première fois démontré des émissions laser à partir d'un système à trois niveaux dans des cristaux dopés néodyme en pompage par diode laser. Nous avons ainsi obtenu une émission à 879 nm dans un cristal de $Nd:GdVO_4$ et à 880 nm dans un cristal de $Nd:YVO_4$ [Hérault 06d] [Hérault 06e] [Hérault 07]. Même si nous n'avons pu obtenir d'émission à 869 nm dans un

cristal de Nd:YAG, nous avons tout de même observé une émission à 899 nm dans ce cristal [Castaing 06] [Castaing 07a] [Castaing 07b]. Le tableau V-2 résume les résultats obtenus pour chaque cristal. A titre de comparaison, nous avons également ajouté les résultats obtenus dans des cristaux de Nd:YLF et Nd:ASL sur une transition quasi-trois niveaux.

	Nd:YLF[1]	Nd:ASL[2]	Nd:$GdVO_4$	Nd:YVO_4	Nd:YAG
Type de pompage	Diode laser	Ti:saphir	Diode laser	Diode laser	Diode laser
Longueur d'onde de pompe (nm)	792	792	808	808	808
Longueur d'onde d'émission (nm)	903	900	879	880	899
Puissance maximale de sortie P_{sm} (W)	0.580	1.670	0.800	0.326	0.630
$\frac{P_{sm}}{P_{pompe}}$	0.06	0.54	0.05	0.02	0.06
Peuplement du niveau bas de la transition laser à 300 K (%)	3.4	3.5	40.8	40.1	10.5
Intensité incidente de pompe au seuil (kW/cm^2)	16.0	48.4	66.2	98.7	75.4

[1] [Spiekermann 00] [2] [Varona 05]

Tableau V-2. Comparaison des performances laser de cristaux dopés néodyme pour des transitions laser de longueur d'onde inférieure à 900 nm.

On remarque que l'efficacité obtenue pour les lasers à trois niveaux est semblable à celle obtenue pour le laser à quasi-trois niveaux dans le Nd:YLF, seul cristal dopé au néodyme pompé par diode laser pour lequel une émission en dessous de 905 nm a été reportée dans la littérature. On peut également noter que la puissance de sortie obtenue avec le cristal de Nd:ASL est plus de deux fois supérieure à celle mesurée avec les autres cristaux. Rappelons toutefois que ces performances ont été obtenues en pompage par laser Ti:saphir.

V.3.d.ii. Emission dans le bleu

En réalisant une conversion non linéaire de l'émission infrarouge, nous avons atteint le bleu. En régime continu, nous avons obtenu une puissance de 100 mW à 449.5 nm à partir d'une génération intracavité de second harmonique de l'émission à 899 nm du cristal de Nd:YAG.

En régime déclenché, le cristal de Nd:$GdVO_4$ nous a permis d'enregistrer des impulsions bleues à 439.5 nm de 40 ns et de 178 mW de puissance moyenne à 10.4 kHz.

Le tableau V-3 situe les performances obtenues dans ce chapitre avec les différentes solutions publiées pour produire des émissions de longueurs d'onde inférieures à 450 nm (Encadré V-4).

Encadré V-4 : Etat de l'art des sources bleues de longueur d'onde inférieure à 450 nm

Diodes laser

Il existe des diodes laser émettant directement dans le bleu. Le principe est d'utiliser des semiconducteurs III-V qui permettent d'atteindre des structures à gap direct suffisamment important pour obtenir une émission dans le bleu. Les premières diodes lasers en ZnSe sont apparues en 1991 [Haase 91] [Jeon 91]. Elles fonctionnaient à très basse température et émettaient autour de 450 nm. Les diodes laser récentes sont principalement basées sur des alliages de GaN et de InGaN. Nichia [Nichia] en commercialise pour des longueurs d'onde de 478 nm à 400 nm, proposant des puissances de 5 mW à 50 mW respectivement.

De part leur compacité et leur relative facilitée de fabrication, ces sources sont particulièrement intéressantes.

Lasers à upconversion

Dans le chapitre I, nous avons vu que l'on pouvait concevoir un laser à 491 nm basé sur le phénomène d'upconversion dans une fibre dopée praséodyme. Sur le même principe, il est possible d'obtenir une émission de longueur d'onde plus basse. Ainsi, Limpert et al. [Limpert 91] ont obtenu un effet laser à 478 nm en pompant avec un laser argon à 457 nm une fibre de ZBLAN dopée au dysprosium. Pour 500 mW de pompe incidente, la puissance de bleu était de 2 mW.

Sources avec conversion non linéaire : génération de second harmonique

Varona et al. [Varona 05] ont récemment élaboré un cristal de ASL dopé au néodyme offrant une transition à quasi-trois niveaux à 900 nm. L'émission laser issue du cristal de Nd:ASL, pompé par un laser Ti:saphir, était ensuite convertie en fréquence par génération de second harmonique dans un cristal de BiBO. Une puissance de 320 mW à 450 nm a ainsi été obtenue. Le principal inconvénient du cristal de Nd:ASL est la longueur de pompe à 792 nm. Le pompage d'un tel cristal est rendu difficile par le manque de diode laser brillante à cette longueur d'onde.

L'ion néodyme n'est pas le seul permettant d'obtenir une émission dans le bleu par doublement de fréquence. L'ion chrome possède également transitions intéressantes. Une émission continue à 860 nm a ainsi été obtenue dans un cristal de Cr:LiSAF [Falcoz 95]. En utilisant un cristal non linéaire de $KNbO_3$, une puissance de 13 mW a été atteinte avec une accordabilité entre 427 nm et 443 nm.

Sources avec conversion non linéaire : génération de troisième harmonique
Nous l'avons dans le chapitre II, les lasers à quasi-trois niveaux sont moins efficaces que les lasers à quatre niveaux. Une alternative est de concevoir une source infrarouge à partir de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{13/2}$, émettant autour de 1.3 µm, puis de réaliser une génération de troisième harmonique. Cette conversion non linéaire est en réalité une combinaison de deux conversions non linéaires successives (génération de second harmonique puis somme de fréquence). Pour obtenir une génération de troisième harmonique efficace, il est donc nécessaire de disposer d'une forte puissance à 1.3 µm.
Chen et al. [Chen 05] ont ainsi fait le choix de réaliser un laser à 447 nm par génération de troisième harmonique en régime impulsionnel. En pompant par diode laser un cristal de Nd:YVO_4, des impulsions de 14 ns et de 282 mW de puissance moyenne pour une cadence de 25 kHz ont été obtenues. Le taux de conversion était de 1.9 %.
Le régime impulsionnel était aussi le choix de Mu et al. [Mu 05]. Ils ont observé une émission à 440 nm à partir de la génération de troisième harmonique de l'émission à 1.3 µm issue d'un cristal de Nd:YAG pompé par diode laser. Pour une cadence de 4 kHz, des impulsions de 550 ns et de puissance moyenne de 120 mW ont été obtenues. Le taux de conversion était ainsi de 1.2 %. En régime continu, la puissance de bleu à 440 nm était de 3.1 mW pour une puissance de pompe de 10 W. Le taux de conversion n'était ainsi plus que de 0.03 %.

Type de source solide	Type de pompage (λ_{pompe}[1])	Longueur d'onde d'émission	Puissance	Régime
Emission directe dans le bleu				
Laser à upconversion dans une fibre de Dy:ZBLAN	Laser argon (457 nm)	478 nm	2 mW	Continu
Diode laser	Electrique	478 nm 400 nm	5 mW 50 mW	Continu
Emission dans l'IR + doublement de fréquence				
Laser Nd:ASL + BiBO	Laser Ti:Saphir (792 nm)	450 nm	320 mW	Continu
Laser Cr:LiSAF + $KNbO_3$	Diode laser (670 nm)	427 nm	13 mW	Continu
Laser Nd:YAG + LBO [2]	Diode laser (808 nm)	449.5 nm	100 mW	Continu
Laser Nd:$GdVO_4$ [2]	Diode laser (808 nm)	439.5 nm	178 mW [3]	Déclenché
Emissions dans l'IR + triplement de fréquence				
Laser Nd:YVO_4 @ 1342 nm + KTP + LBO	Diode laser (808 nm)	447 nm	282 mW [3]	Déclenché
Laser Nd:YAG @ 1319 nm + ppKTP	Diode laser (808 nm)	440 nm	3.1 mW	Continu
Laser Nd:YAG @ 1319 nm + ppKTP	Diode laser (808 nm)	440 nm	120 mW [3]	Déclenché

[1] Longueur d'onde de pompe
[2] Résultats obtenus lors de cette thèse
[3] Puissance moyenne

Tableau V-3. Comparaison entre différentes sources bleues de longueur d'onde inférieure à 450 nm.

Les résultats que nous avons obtenus grâce à la génération de second harmonique à partir d'un laser à quasi-trois niveaux dans le néodyme en régime continu nous a permis d'atteindre des puissances de bleu supérieures à ce qui avait été obtenu avec des diodes laser ou des lasers à upconversion. L'utilisation d'un cristal non linéaire plus efficace pourrait même permettre d'obtenir des puissances comparables à celles obtenues avec un laser de Nd:ASL en pompage par Ti:saphir. L'architecture de notre laser à trois niveaux pur en régime déclenché, pour une efficacité semblable, est plus simple que celle des sources basées sur le triplement en fréquence d'un laser infrarouge.

Le point clé des lasers à trois niveaux est la sélection spectrale fine nécessaire pour éviter les compétitions de gain entre les différentes émissions issues de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$. Ce point est d'autant plus critique dans la configuration de génération intracavité de second harmonique où il est important de minimiser les pertes intracavité, comme le prédisait la théorie dans le chapitre précédent. Les résultats obtenus pourraient ainsi être améliorés en utilisant un élément de sélection spectral introduisant peu de pertes intracavité, tel qu'un miroir de Bragg en volume.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Lors de cette thèse, nous avons démontré qu'en imaginant de nouveaux concepts, il était possible, avec des composants commerciaux classiques, d'atteindre des longueurs d'onde dans le bleu encore jamais obtenues avec des cristaux dopés à l'ion néodyme. Nous avons en particulier travaillé sur les transitions $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ et $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ de cet ion.

Lors des quatre premiers chapitres, nous avons étudié la somme de fréquence de ces deux raies (autour de 1060 nm et 910 nm) pour concevoir plusieurs sources bleues à 491 nm. Dans un premier temps, afin de choisir les cristaux les plus adaptés à notre configuration, nous avons mené une étude comparative entre des cristaux de vanadate dopés à l'ion néodyme : le Nd:$GdVO_4$ émettant à 912 nm et 1063 nm et Nd:YVO_4 permettant d'obtenir des oscillations laser à 914 nm et 1064 nm. Le cristal de Nd:YVO_4 étant un peu plus efficace sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$, nous avons décidé de l'utiliser lors de la réalisation de laser continu à 1064 nm. En revanche, le fait que ce cristal présente une amplification de l'émission spontanée à 1064 nm nous a fait préférer le cristal de Nd:$GdVO_4$ pour la conception d'une source impulsionnelle à 1063 nm. Ce cristal est également le plus performant pour concevoir un laser à 912 nm, la compétition de gain entre les transitions $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ à 912 nm et $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ à 1063 nm y étant moins forte.

Nous avons, ensuite, imaginé plusieurs configurations de laser à 491 nm en continu, basées sur une somme de fréquence intracavité dans un cristal de BiBO. Après avoir étudié, théoriquement et expérimentalement, la compétition de gain entre les transitions $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ et $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ du néodyme, nous avons réalisé deux sources à base de lasers bi-longueur d'onde à un seul cristal laser (Nd:$GdVO_4$) ou à deux cristaux laser (Nd:$GdVO_4$ et Nd:YLF). Malheureusement, dans notre cas, la compétition de gain est trop déséquilibrée, limitant l'efficacité de notre source. Afin de contourner cette difficulté, notre troisième configuration est basée sur deux lasers indépendants à cavités imbriquées. La conversion non linéaire est alors réalisée dans la partie de cavité commune. Un de nos défis étant de n'utiliser qu'une seule diode laser de pompe, nous avons recyclé la puissance de pompe non absorbée par le premier cristal laser (Nd:$GdVO_4$) pour pomper le deuxième (Nd:YVO_4). Ce dispositif nous a donné les meilleurs résultats avec une puissance de sortie à 491 nm de 300 mW. Pour notre dernière solution, nous avons cherché à simplifier le dispositif de pompage. L'idée nous est alors venue de pomper le cristal laser émettant à 1064 nm (Nd:YVO_4) à la longueur d'onde inhabituelle de 912 nm émise par le premier cristal laser (Nd:$GdVO_4$), lui-même pompé à 808 nm par une diode laser. L'absorption à 912 nm étant faible (de l'ordre de 4 % par aller et retour), le pompage du cristal de Nd:YVO_4 se fait intracavité. Nous avons ainsi obtenu une puissance à 491 nm de 155 mW. Notre étude théorique démontre que cette dernière configuration, bien que très prometteuse, n'est pas encore optimisée. Les performances pourraient être améliorées en utilisant, par exemple, un cristal de Nd:YVO_4 plus court ou moins dopé.

Les résultats acquis lors de ces différentes configurations restent en deçà de ceux obtenus en utilisant un semiconducteur pompé optiquement et une génération de second harmonique intracavité (15 W à 488 nm). Les puissances obtenues sont toutefois plus élevées que ce qu'offrent les autres alternatives proposées pour remplacer le laser à Argon et présentent l'avantage de ne comprendre que des composants commerciaux faciles à approvisionner.
On peut imaginer plusieurs perspectives à nos sources laser. Nous avions choisi au début de cette thèse d'utiliser un cristal non linéaire de BiBO. Il existe d'autres cristaux non linéaires plus efficaces, tels le ppKTP ou le $KNbO_3$, qui pourraient assurer un meilleur rendement de conversion. On pourrait également envisager une étude sur une version de type « micro laser » de nos plus prometteuses configurations : la source à base de cavité imbriquée et celle comprenant un laser pompé intracavité à 912 nm. Pour cette dernière source, le pompage intracavité étant validé, on peut imaginer pomper des cristaux dopés avec d'autres ions terre rare, tel que l'ytterbium. Celui-ci, en effet possède une absorption à 946 nm qui pourrait être utilisée pour un pompage intracavité et permettre une émission autour de 980 nm. Le bleu pourrait alors être atteint par génération de second harmonique.

Après avoir démontré que l'on pouvait réaliser des sources continues autour de 488 nm grâce à la somme de fréquence de deux raies du néodyme, nous avons voulu vérifier que ce principe était transposable dans le régime impulsionnel. Les modes de fonctionnement entre les lasers émettant sur les transitions $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ à 912 nm et $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ à 1063 nm étant très différents du point de vue de la durée des impulsions et de la puissance crête disponible, l'utilisation des configurations habituelles de somme de fréquence intra ou extracavité impliquent des concessions : les performances du laser à 1063 nm sont généralement dégradées pour assurer un meilleur recouvrement temporel des impulsions. Nous avons donc imaginé un nouveau concept sans compromis basé sur une somme de fréquence intracavité à 912 nm mais extracavité à 1063 nm. Nous l'avons baptisé « extraction de puissance de la cavité par conversion non linéaire » ou « *Non linear cavity dumping* ». Ce système permet de profiter à la fois de la courte durée des impulsions à 1063 nm (de l'ordre de la nanoseconde) et d'une puissance crête élevée à 912 nm. Nous avons ainsi pu profiter à la fois d'une certaine souplesse dans l'alignement des faisceaux et dans le recouvrement temporel des impulsions dans le cristal non linéaire. Nous avons en effet démontré qu'il est possible de l'ajuster en adaptant judicieusement la longueur de la cavité résonante à 912 nm et ainsi d'extraire l'énergie stockée dans la cavité pour la transférée vers l'impulsion bleue à 491 nm.
La puissance crête obtenue dans le bleu est suffisante pour envisager un ou deux étages de conversion non linéaire supplémentaires et atteindre l'ultraviolet à 245.5 nm ou 193 nm, ces longueurs d'onde correspondants à celles de gravure des réseaux de Bragg ou de lithographie.

Lors du dernier chapitre de cette thèse, nous avons étudié plus précisément la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ de l'ion néodyme, et en particulier la transition à trois niveaux dans les cristaux de $Nd:GdVO_4$, $Nd:YVO_4$ et Nd:YAG. Cette transition à

la particularité de présenter une réabsorption très forte. Nous avons toutefois démontré, grâce à une étude théorique, que la brillance des diodes laser actuelles nous permet d'atteindre le seuil d'oscillation laser. Nous avons donc conçu et réalisé le premier laser à trois niveaux dans un cristal pompé en continu par diode laser. En utilisant un cristal de Nd:$GdVO_4$ nous avons observé une émission à 879 nm, aussi bien en régime continu que déclenché. Par doublement de fréquence intracavité, nous avons généré des impulsions bleues à 439.5 nm. Nous avons poursuivi cette étude avec un cristal de Nd:YAG. Nous avons ainsi obtenu une émission continue à 899 nm, 891 nm, 885 nm et 884 nm. L'émission à 899 nm étant la plus efficace, nous avons réalisé une génération de second harmonique et obtenu une puissance de bleu à 449.5 nm de 100 mW. Ces résultats sont comparables à ceux obtenus grâce au doublement de fréquence d'une émission issue d'un cristal de Nd:ASL pompé par un laser Ti:saphir.
L'amélioration de ces résultats passe par la gestion de la compétition de gain entre les différentes émissions issues de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser un filtre spectral fin, tel qu'un étalon introduisant peu de pertes intracavité ou un miroir de Bragg.
Nous avons étudié la transition à trois niveaux du néodyme dans les cristaux de vanadate ou de YAG que nous connaissions bien. Il serait intéressant de poursuivre cette étude sur d'autres cristaux présentant des transitions à des longueurs d'onde encore plus basses, tels que le cristal de Nd:YLF qui émettrait à 862 nm ou le cristal de Nd:ASL possédant une émission à 857 nm. Par doublement de fréquence, on pourrait ainsi obtenir des sources bleues à 428.5 nm.

Tout au long de cette thèse nous nous sommes attachés à imaginer de nouveaux concepts. Les plus prometteurs doivent à présent être optimisés. En particulier, la caractérisation de la source impulsionnelle et la conversion dans l'ultraviolet fait l'objet d'un post doctorat. L'étude d'une source bleue continue à 491 nm à base de pompage intracavité de cristaux dopé ytterbium est quant à elle menée lors d'une nouvelle thèse. Celle-ci a également pour sujet l'étude des lasers à trois niveaux dans le néodyme. C'est donc naturellement que les derniers mots de cette thèse vont à mes successeurs : à vous de jouer et bon voyage dans une vie en bleu.

ANNEXES

Annexe A : Source impulsionnelle à 481 nm

Dans cette annexe, nous décrivons la réalisation d'une source impulsionnelle à 481 nm basée sur le concept de « non linear cavity dumping ».
La source décrite lors du chapitre IV était basée sur la somme de fréquence d'une onde à 1063 nm et d'une onde à 912 nm. Nous avions donc conçu deux lasers, émettant chacun à 1063 nm ou 912 nm. Pour réaliser une source à 481 nm, il suffit de remplacer le laser émettant à 912 nm par un laser à 879 nm. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure A-1.

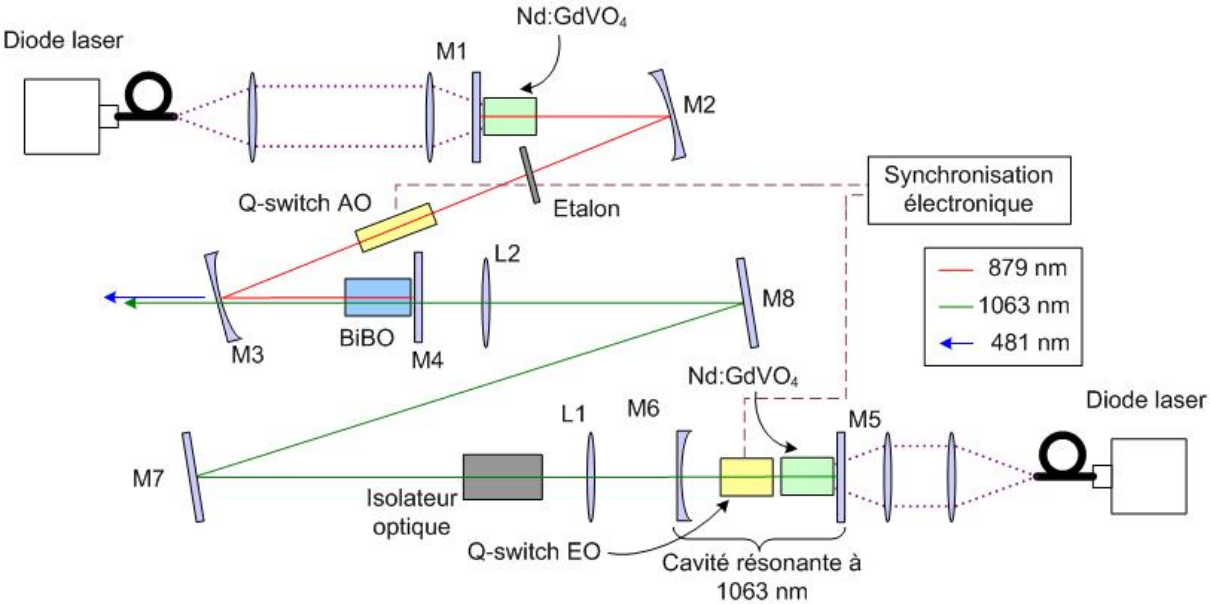


Figure A-1. Dispositif expérimental.

Le laser émettant à 1063 nm est le même que celui utilisé pour la source à 491 nm du chapitre IV. Pour une cadence de 10 kHz, il produit des impulsions d'une durée de 1.3 ns, d'une puissance moyenne de 1 W, équivalant à une énergie de 100 µJ et à une puissance crête de 76.9 kW.
Pour réaliser le laser à 879 nm, nous avons inséré un étalon Fabry-Perot dans la cavité du laser à 912 nm, comme nous l'avions fait lors du chapitre V, paragraphe V.3.b.ii. Les impulsions obtenues pour une cadence de 10 kHz ont une durée de 31 ns. La puissance moyenne intracavité est de 1.1 W, correspondant à une puissance crête de 3.2kW.

Le cristal non linéaire utilisé est le même cristal de BiBO utilisé tout au long de cette thèse, mais orienté de manière à présenter un accord de phase correspondant à la somme de fréquence recherchée. Nous avons ainsi obtenu des impulsions à 481 nm d'une durée de 1.3 ns et de puissance moyenne 70 mW, équivalant à une puissance crête de 5.2 kW.

La figure A-2 montre l'impulsion à 879 nm avec ou sans injection du faisceau à 1063 nm.

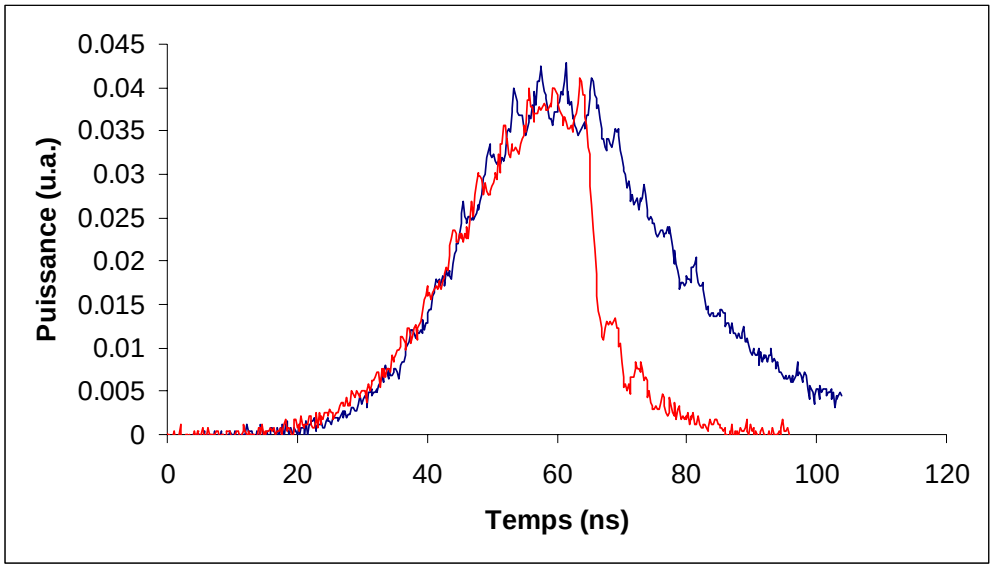


Figure A-2. Impulsion déclenchée à 879 nm sans (courbe bleue) ou avec conversion non linéaire (courbe rouge).

On remarque que, la puissance crête étant beaucoup plus élevée à 1063 nm qu'à 879 nm, l'impulsion à 879 nm est fortement dépeuplée par la conversion non linéaire. Une grande partie de l'énergie est ainsi transférée vers l'impulsion bleue.

Nous avons ainsi réalisé une source bleue à 481 nm de forte puissance crête à partir d'un laser émettant sur une transition à trois niveaux peu efficace. Le concept de « non linear cavity dumping » montre ici tout son intérêt.

Annexe B : Etude de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ dans un cristal de Nd:$GdVO_4$

Dans cette annexe nous étudions les différentes émissions issues de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ dans un cristal de Nd:$GdVO_4$. Pour cela, nous avons utilisé le même dispositif expérimental que celui décrit lors du paragraphe V.3.a.i du chapitre V (figure B-1).

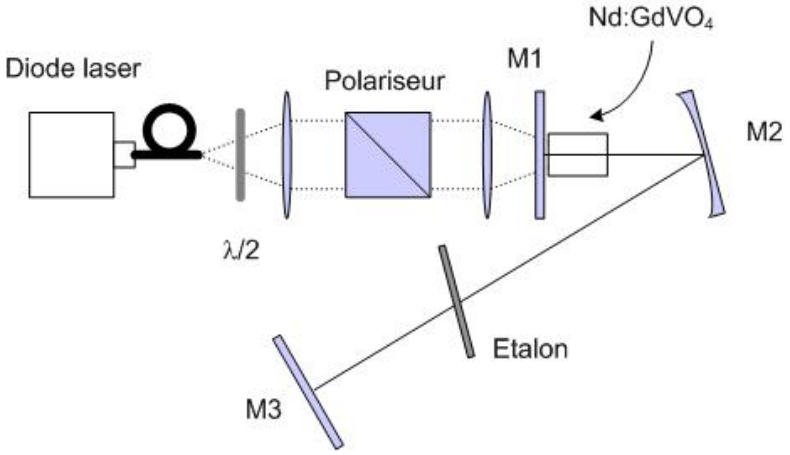


Figure B-1. Dispositif expérimental pour l'étude d'émission laser sur la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ dans un cristal de Nd:$GdVO_4$.

La diode laser de pompe délivre une puissance de 17 W à 808 nm. Elle est couplée dans une fibre de 200 µm de diamètre. Le cristal de Nd:$GdVO_4$ est dopé à 0.2 % et long de 4 mm. Ses faces sont traitées anti-reflet à 808 nm, 880 nm, 912 nm et 1063 nm.

Nous avons utilisé un coupleur M3 de faible transmission (autour de 3 %) pour les longueurs d'onde de 870 à 920 nm, associé avec un étalon Fabry-Pérot. Nous avons ainsi pu sélectionner successivement des émissions laser à 912 nm, 893 nm et 879 nm, provenant de la désexcitation du niveau d'énergie $^4F_{3/2}$ sur le premier, le troisième et le cinquième sous-niveau du niveau d'énergie $^4I_{9/2}$ (figure B-2).

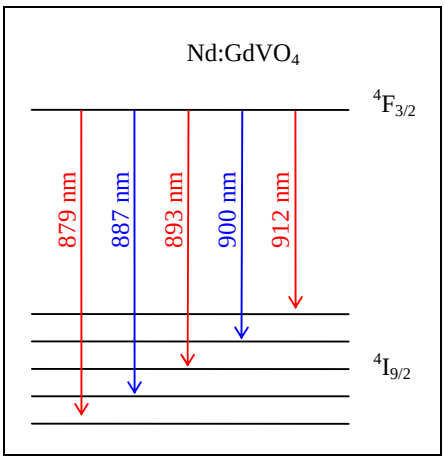


Figure B-2. Longueurs d'onde issues de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ dans un cristal de Nd:$GdVO_4$.

Nous n'avons pas remarqué d'émission à 900 nm ou à 887 nm, longueurs d'onde correspondant aux transitions sur le deuxième et quatrième sous-niveau. Ceci s'explique par les faibles sections efficaces d'émission mesurées à ces longueurs d'onde.
Les performances laser pour chaque longueur d'onde observée sont présentées sur la figure ci-dessous (figure B-3).

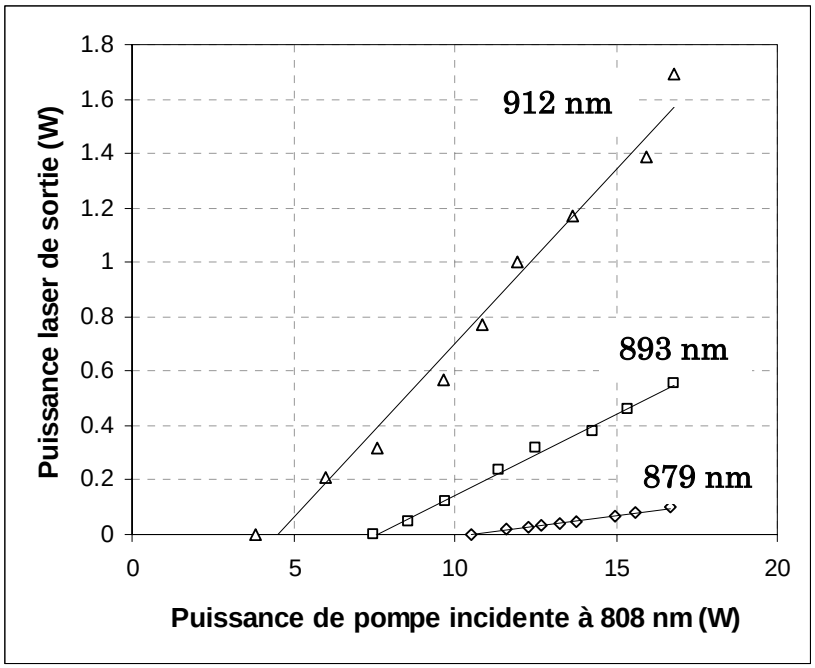


Figure B-3. Performances laser de la transition $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ dans un critsal de Nd:$GdVO_4$ avec un coupleur de sortie de 3 %.

Comme le prévoyaient les simulations numériques présentées dans le paragraphe V.2.c, la transition à 912 nm présente le seuil le plus bas avec 3.8 W de pompe incidente sur le miroir d'entrée de la cavité. Nous avons ainsi obtenu une puissance de sortie maximale de 1.7 W à cette longueur d'onde pour 17 W de pompe incidente. Au contraire, la transition à 879 nm est la moins efficace et présente le seuil le plus haut à 10.5 W de pompe incidente.

Plus le niveau bas de la transition laser est proche du niveau fondamental, plus l'inversion de population est difficile à obtenir et plus il y a de réabsorption à la longueur d'onde laser.

Liste des publications et conférences de l'auteur sur ces travaux de thèse

Publications dans des revues scientifiques à comités de lecture

(A1) E. Hérault, F. Balembois, P. Georges :
"491 nm generation by sum-frequency mixing of diode pumped neodymium lasers"
Optics express **13**, pp. 5653-5661 (2005)

(A2) E. Hérault, F. Balembois, P. Georges :
"Nd:$GdVO_4$ as three level laser at 879 nm"
Optics Letters **31**, pp. 2731-2733 (2006)

Publié également dans :
Virtual Journal of Ultrafast Science **5**, septembre 2006

Et dans :
Photonics Spectra, novembre 2006

(A3) M. Castaing, E. Hérault F. Balembois, P. Georges, C. Varona, P. Loiseau, G. Aka :
"First diode pumped Nd:YAG laser emitting at 899 nm and below"
Optics Letters, à paraître en 2007.

Congrès internationaux avec publication des actes

(C1) E. Herault, A. Bouchier, F. Balembois, P. Georges :
"Gain competition in a dual-wavelength Nd:$GdVO_4$ laser at 1063 nm and 912 nm and intracavity sum-frequency"
Advanced Solid State Photonics, Topical Meeting, Vienna (Février 2005)
Publié dans : Advanced Solid State Photonics 2005 Technical Digest on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2005), MF37

(C2) E. Herault, F. Balembois, P. Georges :
"Generation of 491 nm blue pulses by quasi-intracavity sum-frequency mixing of Q-switched diode pumped neodymium lasers"
Advanced Solid State Photonics, Topical Meeting, Lake Tahoe (Janvier 2006)
Publié dans : Advanced Solid State Photonics 2006 Technical Digest on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2006), MC5

(C3) E. Herault, F. Balembois, P. Georges :
"First demonstration of neodymium true three level laser emitting at 879 nm"
Advanced Solid State Photonics, Topical Meeting, Vancouver (Janvier 2007)
Sera publié dans : Advanced Solid State Photonics 2007 Technical Digest on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2007)

(C4) M. Castaing, E. Herault, F. Balembois, P. Georges :
"First laser operation at 899 nm and below in a diode end-pumped Nd:YAG"
Advanced Solid State Photonics, Topical Meeting, Vancouver (Janvier 2007)
Sera publié dans : Advanced Solid State Photonics 2007 Technical Digest on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2007)

Congrès internationaux sans publication des actes :

(C5) E. Herault, F. Balembois, P. Georges :
"Generation of continuous-wave blue light by sum-frequency mixing of diode pumped dual-wavelength lasers"
Conference on Laser and Electro-Optic (CLEO), Baltimore (Mai 2005)

(C6) E. Herault, F. Balembois, P. Georges, T. Georges :
"1064 nm oscillation under 914 nm intracavity pumping in Nd:YVO_4 and sum-frequency mixing to reach blue range"
Conference on Laser and Electro-Optic (CLEO), Long Beach (Mai 2006)

(C7) E. Herault, F. Balembois, P. Georges :
"First demonstration of neodymium true three level laser emitting at 879 nm"
European Optical Society Meeting, Paris (Octobre 2006)

(C8) E. Herault, F. Balembois, P. Georges, T. Georges :
"1064 nm laser pumped at 914 nm and 492 nm emission by sum-frequency mixing"
European Optical Society Meeting, Paris (Octobre 2006)

(C9) M. Castaing, E. Herault, F. Balembois, P. Georges :
"First diode pumped Nd:YAG laser at 899 nm and below"
European Optical Society Meeting, Paris (Octobre 2006)

Congrès nationaux :

(C10) E. Herault, F. Balembois, P. Georges :
"Laser bleu continu à 491 nm par somme de fréquence intracavité"
Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique, COLOQ' 9, Dijon (Septembre 2005)
Publié dans : Journal de Physique IV France

(C11) E. Herault, F. Balembois, P. Georges :
" Génération de rayonnement à 491 nm par somme de fréquence de deux raies du néodyme "
Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique, JNCO 2005, Lyon-Ecully (Décembre 2005)

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

[Armitage 88] J.R. Armitage, "Three-level fiber laser amplifier: a theoretical model", *Applied Optics*, **27**, pp. 4831-4836, 1988.

[Armstrong 62] J.A. Armstrong, N. Bloembergen, N. Ducuing, and P.S. Pershan, "Interactions between light waves in a nonlinear dielectric", *Physical Review*, **27**, pp. 1918-1939, 1962.

[Augé 00] F. Auge, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, F. Mougel, G. Aka and D. Vivien, "Theoretical and experimental investigations of a diode-pumped quasi-three-level laser: the Yb^{3+}-doped $Ca_4GdO(BO_3)_3$ (Yb:GdCOB) laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **36**, pp. 598-606, 2000.

[Bagdasarov 68] K.S. Bagdasarov, G.A. Bogolomova, A.A. Kaminskii, and V.I. Popov, *Doklady Akademii Nauk SSSR*, **180**, pp. 1347, 1968.

[Bagratashvili 80] N.V. Bagratashvili, V.S. Letokhov, A.A Makarov, and E.A. Ryabov, "Multi-photon Processes Involving molecules in an infrared laser field", Viniti, Moscow, 1980.

[Bai 04] Y. Bai, L. Li, H-W Chen, Z. Yang, and J-T Bai, "Continuous-Wave Green Laser of 9.9W by Intracavity Frequency Doubling in Laser-Diode Single-End-Pumped Nd:YVO_4/LBO", *Chinese Physics Letters*, **21**, pp. 1532-1534, 2004.

[Barnes 99] N.P. Barnes, B. Walsh, "Amplified Spontaneous Emission – Application to Nd:YAG Lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **35**, pp. 101-109, 1999.

[Baumert 87] J.-C. Baumert, F. M. Schellenberg, W. Lenth, W. P. Risk, and G. C. Bjorklund, "Generation of blue cw coherent radiation by sum frequency mixing in $KTiOPO_4$", *Applied Physics Letters*, **51**, pp. 2192-2194, 1987.

[Becker 99] P. Becker, J. Liebertz, and L. Bohaty, "Top-seeded growth of bismuth triborate BiB_3O_6", *Journal of crystal growth*, **203**, pp. 149-155, 1999.

[Bierlein 89] J. D. Bierlein, "Potassium titanyl phosphate (KTP): Properties, recent advances and new applications", *SPIE Growth, Characterization, and Applications of Laser Host and Nonlinear Crystals*, **1104**, 1989.

[Birkin 00] D.J.L. Birkin, E.U. Rafailov, G.S. Sokolovskii, W. Sibbett, G.W. Ross, P.G.R. Smith, and D.C. Hanna, "Efficient direct frequency-doubling of a 980 nm diode laser using an aperiodically-poled $LiNbO_3$ crystal", *Technical digest, Conference on Laser and Electro-Optics Europe*, Nice, 2000.

[Birnbaum 72] M. Birnbaum, A.W. Tucker and P.J. Pomphrey Jr, "New Nd:YAG laser transitions $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **8**, pp. 501, 1972.

[Bollig 98] C. Bollig, R. A. Hayward, W. A. Clarkson, and D. C. Hanna, "2-W Ho:YAG laser intracavity pumped by a diode-pumped Tm:YAG laser", *Optics Letters*, **23**, pp. 1757-1759, 1998.

[Bouchier 05] A. Bouchier, G. Lucas-Leclin, P. Georges, J.M. Maillard, "Frequency doubling of an efficient continuous wave single-mode Yb-doped fiber laser at 978 nm in a periodically-poled MgO:$LiNbO_3$ waveguide", *Optics Express*, **13**, pp. 6974-6979, 2005.

[Boulanger 99] B. Boulanger, I. Rousseau, J.-P. Fève, M. Maglione, B. Ménaert, and G. Marnier, "Optical studies of laser-induced gray-tracking in KTP," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **35**, pp. 281-286, 1999.

[Boullet 06] J. Boullet, L. Lavoute, V. Couderc, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, P. Roy, and B. Dussardier, "Tunable Laser in the green, red and near IR by frequency mixing of a dual wavelength Er/Yb co-doped fiber laser", *Technical Digest, Conference on Laser and Electro-Optics*, Long Beach, 2006.

[Boyd 68] G.D. Boyd and D.A. Kleinman, "Parametric interaction of focused Gaussian light beams", *Journal of Applied Physics*, **39**, pp. 3597-3639, 1968.

[Boyd 92] R.W. Boyd, "Nonlinear Optics", *Academic Press Inc.*, 1994.

[Bridges 64] W. Bridges, "Laser oscillation in singly ionized argon in the visible spectrum", *Applied Physics Letters*, **4**, pp. 128-130, 1964.

[Brunel 97] M. Brunel, F. Bretenaker, and A. Le Floch, "Tunable optical microwave source using spatially resolved laser eigenstates", *Optics Letters*, **22**, pp. 384-386, 1997.

[Casel 05] O. Casel, D. Woll, M.A. Tremont, H. Fuchs, R. Wallenstein, E. Gerster, P. Unger, M. Zorn, and M. Weyers, "Blue 489-nm picosecond pulses generated by intracavity frequency doubling in a passively mode-locked optically pumped semiconductor disk laser", *Applied Physics B*, **81**, pp. 443-446, 2005.

[Castaing 06] M. Castaing, E. Hérault, F. Balembois, and P. Georges, "First diode pumped Nd:YAG laser at 899 nm and below", *Technical Digest, European Optical Society Meeting*, Paris, 2006.

[Castaing 07a] M. Castaing, E. Hérault, F. Balembois, P. Georges, C. Varona, P. Loiseau, and G. Aka, "First diode pumped Nd:YAG laser emitting at 899 nm and below", *Optics Letters,* à paraître en 2007.

[Castaing 07b] M. Castaing, E. Hérault, F. Balembois, and P. Georges, "First laser operation at 899 nm and below in a diode end-pumped Nd:YAG", *Advanced Solid State Photonics Vancouver 2007 Technical Digest on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2005)*, 2007.

[Castech] http://www.castech.com/

[Chai 94] B.H.T. Chai, G. Loutts, J. Lefaucheur, X.X. Zhang, P. Hong, M. Bass, I.A. Shcherbakov, and A.I. Zagumennyi, "Comparison of Laser Peformance of Nd-doped YVO_4, $GdVO_4$, $Ca_5(PO_4)_3F$, $Sr_5(PO_4)_3F$ and $Sr_5(VO_4)_3F$", *OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers*, **20**, pp. 41-52, 1994.

[Chen 89] C. Chen, Y. Wu, A. Jiang, B. Wu, G. You, R. Li, and S. Lin, "New nonlinear-optical crystal: LiB_3O_5", *Journal of Optical Society of America B*, **6**, pp. 616-621, 1989.

[Chen 97] Y. Chen, T. Huang, C. Kao, C. Wang, and S. Wang, "Optimization in scaling fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers to higher power: influence on thermal effect", *IEEE Journal of quantum electronics*, **33**, pp. 1424-1429, 1997.

[Chen 00] Y.F. Chen, C.C Liao, Y.P. Lan, and S.C. Wang, "Determination of the Auger upconversion rate in fiber-coupled diode end-pumped Nd:YAG and Nd:YVO_4 crystals", *Applied Physics B*, **70**, pp. 487-490, 2000.

[Chen 02] Y.F. Chen, S.W. Tsai, S.C. Wang, Y.C. Huang, T.C. Lin, and B.C Wong, "Efficient generation of continuous-wave yellow light by single-pass sum-frequency mixing of a diode-pumped Nd:YVO_4 dual-wavelength laser with periodically poled lithium niobate", *Optics Letters*, **27**, pp. 1809-1811, 2002.

[Chen 04] Y.F. Chen, Y.S. Chen, and S.W. Tsai, "Diode-pumped Q-switched laser with intracavity um frequency mixing in periodically poled KTP", *Applied Physics B*, **79**, pp. 207-210, 2004.

[Chen 05] Y.F. Chen, Y.S. Chen, T.H. Ou, and K.W. Su, "Compact efficient diode-pumped Nd:YVO_4 Q-switched blue laser with intracavity frequency tripling", *Applied Physics B*, **81**, pp. 517-520, 2005.

[Chilla 04] J. Chilla, S. Butterworth, A. Zeitschel, J. Charles, A. Caprara, M. Reed, and L. Spinelli, "High-power optically pumped semiconductor lasers", *Proceedings of the SPIE Solid State Lasers XIII: Technology and Devices*, **5332**, pp. 143-150, 2004.

[Choy 76] M. M. Choy and R. L. Byer, "Accurate second-order susceptibility measurements of visible and infrared nonlinear crystals", *Physical Review B*, **14**, pp. 1693-1706, 1976.

[Cobolt] http://www.cobolt.se

[Coherent] http://www.coherent.com

[Craxton 81] R. S. Craxton, S. D. Jacobs, J. E. Rizzo, and R. Boni, "Basic properties of KDP related to the frequency conversion of 1 µm laser radiation", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **17**, pp. 1782-1786, 1981.

[Czeranowsky 02] C. Czeranowsky, M. Schmidt, E. Heumann, G. Huber, S. Kutovoi, and Y. Zavartsev, "Continuous wave diode pumped intracavity doubled Nd:$GdVO_4$ laser with 840 mW output power at 456 nm", *Optics Communications*, **205**, pp. 361-365, 2002.

[Desurvire 94] E. Desurvire, “Erbium-doped fiber amplifiers”, New York : Wiley, 1994.

[Didierjean 06] J. Didierjean, F. Balembois, F. Druon, P. Georges, J. Petit, P. Goldner, and B. Viana, “Comparative study of Nd:$GdVO_4$ and Nd:YVO_4, and test of a composite Nd:YVO_4/YVO_4 rod using a new method of bonding”, *Advanced Solid State Photonics Lake Tahoe 2006 Technical Digest on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2005)*, WB18, 2006.

[Dmitriev 81] V G Dmitriev, P G Konvisar, I B Lyushnya, V Yu Mikhaĭlov, S R Rustamov, and M F Stel'makh, “Efficient intracavity generation of the second harmonic of cw YAG:Nd^{3+} laser radiation in a lithium iodate crystal”, *Soviet Journal of Quantum Electronics*, **11**, pp. 545-546, 1981.

[Eimerl 87] D. Eimerl, L. Davis, S. Velsko, E. K. Graham, and A. Zalkin, “Optical, mechanical, and thermal properties of barium borate”, *Journal of Applied Physics*, **62**, pp. 1968-1983, 1987.

[Falcoz 95] F. Falcoz, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, and D. Rytz, “All-solid-state continuous-wave tunable blue-light source by intracavity doubling of a diode-pumped Cr:LiSAF laser," *Optics Letters*, **20**, 1274-1276, 1995.

[Faucher 04] D. Faucher, R. Vallée, and P. Laperle, “Blue upconversion fluoride fiber laser at 480 nm”, *Europhysics Conference Abstracts*, **28C**, *Europhoton Conference*, Lausanne, 2004.

[FEE] http://www.fee-io.de/bibo.htm

[Fluck 96] D. Fluck, T. Pliska, and P. Gunter, “Compact 10 mW all-solid-state 491 nm laser based on frequency doubling a master oscillator power amplifier laser diode”, *Optics Communications*, **123**, pp. 624-628, 1996.

[Fluck 97] D. Fluck and P. Gunter, “Efficient generation of CW blue light by sum-frequency mixing of laser diodes in $KNbO_3$”, *Optics Communications*, **136**, pp. 257-260, 1997.

[Fluck 98] D. Fluck and P. Gunter, “Efficient second-harmonic generation by lens waveguiding in $KNbO_3$ crystals”, *Optics Communications*, **147**, pp. 4-6, 1998.

[Forget 04] S. Forget, S. Chénais, F. Druon, F. Balembois, and P. Georges, "Heat transfer measurements and high resolution absolute temperature mapping in diode-end-pumped Yb:YAG", *Applied Physics B*, **79**, pp. 221-224, 2004.

[Fornasiero 99] L. Fornasiero, T. Kellner, S. Kuck, J.P. Meyn P.E.-A. Mobert, and G. Huber, "Excited state absorption and stimulated emission of Nd^{3+} in crystals III: $LaSc_3(BO_3)_4$, $CaWO_4$, and $YLiF_4$", *Applied Physics B*, **68**, pp. 67-72, 1999.

[Friel 98] G.J. Friel, R.S. Conroy, A.J. Kemp, B.D. Sinclair, and J.M. Ley, "Q-switching of a diode-pumped Nd:YVO_4 laser using a quadrupole electro-optic deflector", *Applied Physics B*, **67**, pp. 267-270, 1998.

[Garnache 99] A. Garnache, "Etude des réalisations de nouveaux types de lasers proche infra-rouge pour la spectroscopie d'absorption intra cavité. Dynamique des lasers multimodes.", *Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier de Grenoble*, soutenue le 15 décembre 1999.

[Gaumé 02] R. Gaumé, "Relations structures-propriétés dans les lasers solides de puissance à l'ytterbium. Elaboration et caractérisation de nouveaux matériaux et de cristaux composites soudés par diffusion", *Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie – Paris VI*, soutenue le 15 novembre 2002.

[Geusic 64] J.E. Geusic, H. M. Marcos, and L.G. Van Uitert, "Laser oscillations in Nd-doped Yttrium Aluminium, Yttrium Gallium and Gadolinium garnets", *Applied Physics Letters*, **4**, pp. 182-184, 1964.

[Geusic 65] J.E. Geusic, M.L. Hensel, and R.G. Smith, "A repetitively Q-switched, continuously pumped YAG:Nd laser", *Applied Physics Letters*, **6**, pp. 175-177, 1965.

[Glass 78] A.M. Glass, "The photorefractive effect", *Optical Engineering*, **17**, pp. 470-479, 1978.

[Grossard 01] L. Grossard, A. Desfarges-Berthelemot, B. Colombeau, V. Couderc, and C. Froehly, "Dual frequency tunable cw Nd:YAG laser", *Optics Communications*, **188**, pp. 353-357, 2001.

[Guyot 95] Y. Guyot, H. Manaa, J. Y. Rivoire, R. Moncorgé, N. Garnier, E. Descroix, M. Bon, and P. Laporte, "Excited-state-absorption and upconversion studies of Nd^{3+}-doped single crystals $Y_3Al_5O_{12}$, $YLiF_4$, and $LaMgAl_{11}O_{19}$", *Physical Review B*, **51**, pp. 784-799, 1995.

[Haase 91] M.A. Haase, J. Qiu, J.M. Depuydt and H. Cheng, "Blue-green diode lasers", *Applied Physics Letters*, **65**, pp. 1272-1274, 1991.

[Hellwig 99] H. Hellwig, J. Liebertz and L. Bohaty, "Exceptional large nonlinear optical coefficients in the monoclinic bismuth borate BiB_3O_6 (BIBO)", *Solid State Communications*, **109**, pp. 249-251, 1999.

[Hellwig 00] H. Hellwig, J. Liebertz and L. Bohaty, "Linear optical properties of the monoclinic bismuth borate BiB_3O_6 (BIBO)", *Journal of Applied Physics*, **88**, pp. 240-244, 2000.

[Henderson 90] G. Hendreson, "A computational model of a dual-wavelength solid-state laser", *Journal of Applied Physics*, **68**, pp. 5451-5455, 1990.

[Hérault 05a] E. Hérault, F. Balembois, and P. Georges, "491 nm generation by sum-frequency mixing of diode pumped neodymium lasers", *Optics express*, **13**, pp. 5653-5661, 2005.

[Hérault 05b] E. Hérault, A. Bouchier, F. Balembois, and P. Georges, "Gain competition in a dual-wavelength Nd:$GdVO_4$ laser at 1063 nm and 912 nm and intracavity sum-frequency", *Advanced Solid State Photonics Vienna 2005 Technical Digest on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2005)*, MF37, 2005.

[Hérault 05c] E. Hérault, F. Balembois, and P. Georges, "Generation of continuous-wave blue light by sum-frequency mixing of diode pumped dual-wavelength lasers", *Technical Digest, Conference on Laser and Electro-Optics*, Baltimore, 2005.

[Hérault 05d] E. Hérault, F. Balembois, and P. Georges, "Génération de rayonnement à 491 nm par somme de fréquence de deux raies du néodyme", *Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique*, Lyon-Ecully, 2005.

[Hérault 05e] E. Hérault, F. Balembois, and P. Georges, "Laser bleu continu à 491 nm par somme de fréquence intracavité", *Journal de Physique IV France,* 2005.

[Hérault 06a] E. Hérault, F. Balembois, P. Georges and T. Georges, "1064 nm oscillation under 914 nm intracavity pumping in Nd:YVO_4 and sum-frequency mixing to reach blue range", *Technical Digest, Conference on Laser and Electro-Optics*, Long Beach, 2006.

[Hérault 06b] E. Hérault, F. Balembois, P. Georges and T. Georges, "1064 nm laser pumped at 912 nm and 491 nm emission by sum-frequency mixing", *Technical Digest, European Optical Society Meeting*, Paris, 2006.

[Hérault 06c] E. Hérault, F. Balembois, and P. Georges, "Generation of 491 nm blue pulses by quasi-intracavity sum-frequency mixing of Q-switched diode pumped neodymium lasers", *Advanced Solid State Photonics Lake Tahoe 2006 Technical Digest on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2005)*, MC5, 2006.

[Hérault 06d] E. Herault, F. Balembois, and P. Georges, "Nd:$GdVO_4$ as three level laser at 879 nm", *Optics Letters*, **31**, pp. 2731-2733, 2006.

[Hérault 06e] E. Hérault, F. Balembois, and P. Georges, "First demonstration of Nd^{3+} true three level laser emitting at 879 nm", *Technical Digest, European Optical Society Meeting*, Paris, 2006.

[Hérault 07] E. Hérault, F. Balembois, and P. Georges, "First demonstration of neodymium true three level laser emitting at 879 nm", *Advanced Solid State Photonics Vancouver 2007 Technical Digest on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2005)*, 2007.

[Jeffries 06] B. Jeffries and D.W. Coutts, "Three-level operation of a diode-bar-pumped Yb:S-FAP laser", *Optics Communications*, **264**, pp. 55-62, 2006.

[Jensen 94] T. Jensen, V.G. Ostroumov, J.P. Meyn, G. Huber, A.I. Zagumennyi, and I.A. Shcherbakov, "Spectroscopic characterization and laser performance of diode-laser-pumped Nd:$GdVO_4$", *Applied Physics B*, **58**, pp. 373-379, 1994.

[Jeon 91] H. Jeon, J. Ding, W. Patterson, A.V. Nurmikko, W. Xie, D.C. Grillo, M. Kobayashi and R.L. Gunshor, "Blue-green injection laser diodes in (Zn,Cd)Se/ZnSe quantum wells", *Applied physics Letters*, **59**, pp. 3619-3621, 1991.

[Jeys 89] T.H. Jeys, A.A. Brailove, and A. Moordadian "Sum frequency generation of sodium resonance radiation", *Applied Optics*, **28**, pp. 2588-2591, 1989.

[Johansson 04] S. Johansson, S. Spiekermann, S. Wang, V. Pasiskevicius, and F. Laurell, "Generation of turquoise light by sum frequency mixing of diode-pumped solid-state laser and a laser diode in periodically poled KTP", *Optics Express*, **12**, pp. 4935-4940, 2004.

[Johnson 61] L.F. Johnson and K. Nassau, "Infrared fluorescence and stimulated emission of Nd^{3+} in $CaWO_4$", *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, **49**, pp. 1704-1706, 1961.

[Johnson 62a] L.F. Johnson, G.D. Boyd, K. Nassau, and R.R Soden, "Continuous operation of a solid-state optical maser", *Physical Review*, **126**, pp. 1406-1409, 1962.

[Johnson 62b] L.F. Johnson, and R.R Soden, "Optical maser characteristics of Nd^{3+} in $SrMoO_4$", *Journal of Applied Physics*, **33**, pp. 757, 1962.

[Johnson 62c] L.F. Johnson, "Optical maser characteristics of Nd^{3+} in CaF_2", *Journal of Applied Physics*, **33**, pp. 756, 1962.

[Kaminskii 89] A.A. Kaminskii, "Laser crystals, their physics and properties", Second Edition, Series in Optical Sciences, Springer-Verlay, 1989.

[Karlsson 97] H Karlsson and F Laurell, "Electric field poling of flux grown $KTiOPO_4$", *Applied Physics Letters*, **71**, pp. 3474-3476, 1997.

[Kellner 98] T. Kellner, F. Heine, and G. Huber, "Efficient laser performance of Nd:YAG at 946 nm and intracavity frequency doubling of $LiIO_3$, ß-BaB_2O_4, and LiB_3O_5", *Applied Physics B*, **65**, pp. 789-792, 1998.

[Klein 03] R. S. Klein, G. E. Kugel, A. Maillard, A. Sifi, and K. Polgar, "Absolute non-linear optical coefficients measurements of BBO single crystal and determination of angular acceptance by second harmonic generation", *Optical Materials*, **22**, pp. 163-169, 2003.

[Kretschmann 99a] H.M. Kretschmann and G. Huber, "Comparison of doubly resonant, singly resonant and non resonant sum frequency mixing of two continuous wave lasers", *Technical Digest of Conference on Laser and Electro-Optics*, Baltimore, 1999.

[Kretschmann 99b] H.M. Kretschmann and G. Huber, "A discretely tunable continuous wave doubly resonant intracavity sum frequency mixer at 594 nm, 598 nm, 602 nm and 618 nm: output performance and noise characterization", *Technical Digest of Conference on Laser and Electro-Optics*, Baltimore, 1999.

[Levin 62] E.M. Levin and C.L. McDaniel, "System Bi_2O_3-B_2O_3", *Journal of the American Ceramic Society*, **45**, pp. 355-360, 1962.

[Leysop] http://www.leysop.com/

[Liebertz 82] J. Liebertz, "Metrik und Raumgruppe von BiB_3O_6", *Zeitschrift fur Kristallographie*, **158**, pp. 319, 1982.

[Li 04] P. Li, D. Li, C. Li, and Z. Zhang, "Simultaneous dual-wavelength continuous wave laser operation at 1.06 µm and 946 nm in Nd:YAG and their frequency doubling", *Optics Communications*, **235**, pp. 169-174, 2004.

[Limpert 91] J. Limpert, H. Zellmer, P. Riedel, G. Maze and A. Tunnermann, "Laser oscillation in yellow and blue spectral range in Dy^{3+}:ZBLAN", *Electronics Letters*, **36**, pp. 1386-1387, 1991.

[Lin 99] W. Lin and H. Shen, "A configuration of the laser cavity for simultaneous dual wavelength Q-switch pulsed Nd:$YAlO_3$ laser", *Journal of Applied physics*, **86**, pp. 2979-2983, 1999.

[Linos] http://www.linos.com/

[Loiacono 92] G.M. Loiacono, D.N. Loiacono, T. McGee, and M. Babb, "Laser damage formation in KTiOPO4 and KTiOAsO4 crystals: Grey tracks", *Journal of Applied Physics*, **72**, pp. 2705-2712, 1992.

[Lupei 03] V. Lupei, N Pavel, Y. Sato, and T. Taira, "Highly efficient 1063-nm continuous-wave laser emission in Nd:$GdVO_4$", *Optics Letters*, **28**, pp. 2366-2368, 2003.

[Lutz 95] Y. Lutz, D. Rytz, and A. Hirth, "Characterization of KNbO3 crystal for frequency doubling of a tunable pulsed near-infrared laser", *Optics Letters*, **20**, pp. 1946-1948, 1995.

[Lynn 91] J.G. Lynn, R.C. Stoneman and L. Esterowitz, "Three-level lasers end-pumped with laser diode bars", *OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers*, **10**, Dubé et Chase (eds), 1991.

[Maiman 60] T.H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby", *Nature*, **187**, pp. 493-494, 1960.

[Marshall 04] L. Marshall, "Many variant lasers compete in the blue", *Laser Focus World*, pp. 79-83, October 2004.

[Maxwell 1864] J.C. Maxwell, "A dynamical theory of the electromagnetic field", *Scientific papers*, **1**, pp. 526-597, 1864.

[Mc Donagh 06] Louis Mc Donagh, Richard Wallenstein, Ralf Knappe, and Achim Nebel, "60 W high efficiency TEM00 Nd:YVO4 oscillator pumped at 888 nm", *Optics letters*, to be published in 2006.

[McInerney 03] J.G. McInerney, A. Mooradian, A. Lewis, A.V. Shchegrov, E.M. Strzelecka, D. Lee, J.P. Watson, M.K. Liebman, G.P. Carey, A. Umbrasas, C.A. Amsden, B.D. Cantos, W.R. Hitchens, D.L. Heald, and V.V. Doan, "Novel 980 nm and 490 nm light sources using vertical cavity lasers with extended coupled cavities", *Proceedings of the SPIE Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers VII*, **4994**, pp. 21-31, 2003.

[Melles Griot] http://www.mellesgriot.fr/

[Merkle 92] L.D. Merkle, A. Pinto, H.R. Verdun and B. McIntosh, "Laser action from Mn^{5+} in $Ba_3(VO_4)_2$", *Applied Physics Letters*, **61**, pp. 1272-1274, 1992.

[Miller 62] R.C. Miller and A. Savage, "Harmonic Generation and Mixing of $CaWO_4$: Nd^{3+} and Ruby Pulsed Laser Beams in Piezoelectric Crystals", *Physical Review*, **128**, pp. 2175-2179, 1962.

[Moncorgé 88] R. Moncorgé, G. Boulon, D. Vivien, A. M. Lejus, R. Collongues, V. Djevahirdjian, K. Djevahirdjian, and R. Cagnard, "Optical properties and tunable laser action of Verneuil-grown single crystals of Al_20_3:Ti^{3+}", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **24**, pp. 1049-1051, 1988.

[Morkel 88] P. R. Morkel, M. C. Farries and S. B. Poole, "Spectral variation of excited state absorption in neodymium doped fibre lasers", *Optics Communications*, **67**, pp. 349-352, 1988.

[Mosier 87] M. A. Mosier, J. Champion, L.-H.L. Liaw, and M.W. Berns, "Delayed retinal effects of the frequency-doubled YAG laser (532 nm)", *Investigative ophthalmology & visual science*, **28**, pp. 1298-1305, 1987.

[Mu 05] X. Mu and Y.J. Ding, "Efficient generation of coherent blue light at 440 nm by intracavity-frequency-tripling 1319-nm emission from a Nd:YAG laser", *Optics Letters,* **30**, pp.1372-1374, 2005.

[Myers 97] L.E. Myers, W.R. Bosenberg, "Periodically poled lithium niobate and quasi-phasematched optical parametric oscillators", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **33**, pp. 1663-1672, 1997.

[Nelson 62] D.F. Nelson and W.S. Boyle, "A continuously operating ruby optical maser", *Applied Optics,* **1**, pp.181-183, 1962.

[Nichia] http://www.nichia.com/

[Nilsson 98] J. Nilsson, J.D. Minelly, R. Paschotta, A.C. Tropper and D.C. Hanna, "Ring-doped cladding-pumped single-mode three-level fiber laser", *Optics Letters*, **23**, pp. 355-357, 1998.

[Novalux] http://www.novalux.com/

[Ostroumov 98] V. Ostroumov, T. Jensen, J.-P. Meyn, G. Huber, M.A. Noginov, "Study of luminescence concentration quenching and energy transfer upconversion in Nd-doped $LaSc_3(BO_3)_4$ and $GdVO_4$ laser crystals", *Journal of Optical Society of America B*, **15**, pp. 1052-1060, 1998.

[Owens 71] J.C. Owens, in *Laser Applications*, edited by M. Ross (Academic, New York, 1971) Vol. 1, pp 62.

[Oxxius] http://www.oxxius.com/

[Peltz 05] M. Peltz, J. Bartschke, A. Borsutzky, R. Wallenstein, S. Vernay, T. Salva and D. Rytz, "Harmonic generation in bismuth triborate (BiB_3O_6)", *Applied Physics B*, **81**, pp. 487-495, 2005.

[Peng 01] X. Peng, A. Asundi, Y. Chen, and Z. Xiong, "Study of the mechanical properties of Nd:YVO_4 crystal by use of laser interferometry and finite-element analysis", *Applied Optics*, **40**, pp. 1396-1403, 2001.

[Picarro] http://www.picarro.com/

[Prosentov 03] V. Prosentov, E. Sherman, A. Patlakh, Y. Ariel, and D. Eger, "Efficient Yb-doped air-clad fiber laser operating at 980 nm and its frequency doubling", *Proceedings of the SPIE Advances in Fiber Lasers*, **4974**, pp. 193-201, 2003.

[Qin 03] L.J. Qin, X.L. Meng, H.Y. Shen, L. Zhu,B.C. Xu, L.X. Huang, H.R. Xia, Z. Shao, and G. Zheng, "Thermal conductivity and refraction indices of Nd:$GdVO_4$ crystals", *Crystal and Research Thechnology*, **38**, pp. 793-797, 2003.

[Rafailov 01] E. U. Rafailov, D.J.L. Birkin, W. Sibbett, P. Battle, T. Fry and D. Mohatt, "Efficient frequency doubling of a pulsed laser diode by use of a periodically poled KTP waveguide crystal with Bragg gratings", *Optics Letters*, **26**, pp. 1961-1962, 2001.

[Rafailov 03] E. U. Rafailov, W. Sibbett, A. Mooradian, J.G. McInerney, H. Karlsson, S. Wang, and F. Laurell, "Efficient frequency doubling of a vertical-extended-cavity surface-emitting laser diode by use of a periodically poled KTP crystal", *Optics Letters*, **28**, pp. 2091-2093, 2003.

[Raicol crystals] http://www.raicol.com/

[Reddy 83] R. B. Reddy and P. Venkateswarlu, "Energy up-conversion in LaF_3:Nd^{3+}", *Journal of Chemical Physics*, **79**, pp. 5845-5850, 1983.

[Richter 04] A. Richter, E. Heumann, E. Osiac, G. Huber, W. Seelert, and A. Diening, "Diode pumping of a continuous-wave Pr^{3+}-doped $LiYF_4$ laser", *Optics Letters*, **29**, pp. 2638-2640, 2004.

[Sato 04] Y. Sato, N. Pavel, and T. Taira, "Comparative study of Nd:$GdVO_4$ and Nd:YVO_4: laser oscillation under 808-nm and 879 nm pumping", *Technical Digest of Conference on Laser and Electro-Optics*, San Francisco , 2004.

[Schellhorn 03] M. Schellhorn, A. Hirth, and C. Kieleck, "Ho:YAG laser intracavity pumped by a diode-pumped Tm:YLF laser", *Optics Letters*, **28**, pp. 1933-1935, 2003.

[Scott 93] B.P. Scott, F. Zhao, R.S.F. Chang, and N. Djeu, "Upconversion-pumped blue laser in Tm:YAG", *Optics Letters*, **18**, pp. 113-115, 1993.

[Selvas 03] R. Selvas, J.K. Sahu, L.B. Fu, J.N. Jang, J. Nilsson, A.B. Grudinin, K.H. Ylä-Jarkko, S.A. Alam, P.W. Turner, and J. Moore, "High-power, low-noise, Yb-doped, cladding-pumped, three-level fiber sources at 980 nm", *Optics Letters*, **28**, pp. 1093-1095, 2003.

[Shen 84] Y.R. Shen, "The principles of Nonlinear Optics", *John Wiley & Sons Inc.*, 1984.

[Shen 91] H.Y. Shen, R.R. Zeng, Y.P. Zhou, G.F. Yu, C.H. Huang, Z.D. Zeng, W.J. Zhang, and Q.J. Ye, "Simultaneous multiple wavelength laser action in various neodymium host crystals", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **27**, pp. 2315-2318, 1991.

[Shen 92] H.Y. Shen, W.X. Lin, R.R. Zeng, Y.P. Zhou, G.F. Yu, C.H. Huang, Z.D. Zeng, and W.J. Zhang, "Second-harmonic generation and sum-frequency mixing of double-wavelength Nd:$YALO_3$ laser to 413.7-nm violet coherent radiation in $LiIO_3$ crystal", *Journal of Applied physics*, **72**, pp. 4472-4473, 1992.

[Shen 99] H.Y. Shen, and H. Su, "Operating conditions of continuous wave simultaneous dual wavelength laser in neodymium host crystals", *Journal of Applied physics*, **86**, pp. 6647-6651, 1999.

[Shichijyo 94] S. Shichijyo, K. Yamada, and K. Muro, "Efficient intracavity sum-frequency generation of 490-nm radiation by use of potassium niobate", *Optics Letters*, **19**, pp. 1022-1024, 1994.

[Siegman 86] A.E. Siegman, "LASERS", *University Science Books*, 1986.

[Smart 91] R.G. Smart, D.C. Hanna, A.C. Tropper, S.T. Davey, S.F. Carter, and D. Szebesta, "CW room temperature upconversion lasing at blue, green and red wavelengths in infrared-pumped Pr^{3+}-doped fluoride fibre", *Electronics Letters*, **27**, pp. 1307-1308, 1991.

[Smith 65] R.G. Smith, K. Nassau, and M.F. Galvin, "Efficient continuous optical second-harmonic generation", *Applied Physics Letters*, **7**, pp. 256-258, 1965.

[SNLO] http://www.sandia.gov/imrl/XWEB1128/snloftp.htm

[Soh 04] D.B.S. Soh, C. Codemard, S. Wang, J. Nilsson, J.K. Sahu, F. Laurell, V. Philippov, Y. Jeong, C. Alegria, and S. Baek, "A 980-nm Yb-doped fiber MOPA source and its frequency doubling", *IEEE Photonics Technology Letters*, **16**, pp. 1032-1034, 2004.

[Song 01] F. Song, J.Q. Yao, D.W. Zhou, J.Y. Qiao, G.Y. Zhang, and J.G. Tian, "Rate-equation theory and experimental research on dual-wavelength operation of a Ti:sapphire laser", *Applied Physics B*, **72**, pp. 605-610, 2001.

[Stoneman 92] R.C. Stoneman and L. Esterowitz, "Intracavity-pumped 2.09-µm Ho:YAG laser", *Optics Letters*, **17**, pp. 736-738, 1992.

[Streifer 88] W. Streifer, D. Scifres, G. Harnagel, D. Welch, J. Berger, and M. Sakamoto, "Advances in laser diode pumps", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **24**, pp. 883-894, 1988.

[Sulc 05] J. Sulc, H. Jelinkova, J.K. Jabczynski, W. Zendzian, J. Kwiatkowski, K. Nejezchleb, and V. Skoda, "Comparison of diode side pumped Nd:YAG and Nd:YAP laser", *Proceedings of the SPIE Solid State Lasers XIV : Technology and Devices,* **5707**, pp. 325-334, 2005.

[Sun 05] D. L. Sun, Q.L. Zhang, Z.B. Wang, J. Su, X. Zhang, S.F. Shao, U.J. Gu, A.H. Wang, H.H. Jiang, and S.T. Yin, "Absorption and Luminescence Study of Nd^{3+}:$Gd_3Ga_5O_{12}$ Laser Crystal", *Journal of optoelectronics laser*, **16**, pp. 1325-1328, 2005.

[Taccheo 96] S. Taccheo, P. Laporta, and C. Svelto, "Widely tunable single-frequency erbium-ytterbium phosphate glass laser", *Applied Physics Letters*, **68**, pp. 2621-2623, 1996.

[Teng 01] D. Teng, J. Wang, Z. Wang, H. Jiang, X. Hu, R. Song, H. Liu, Y. Liu, J. Wei, and Z. Shao, "Growth and investigation of a new nonlinear optical crystal: bismuth borate BiB_3O_6", *Journal of Crystal Growth*, **224**, pp. 280-283, 2001.

[Tidemand-Lichtenberg 04] P. Tidemand-Lichtenberg, J. Janousek, R. Melich, J.L. Mortensen, and P. Buchhave, "Synchroniszation of 1064 and 1342 nm pulses using passive saturable absorbers", *Optics Communications*, **241**, pp. 487-492, 2004.

[Tordjman 74] I. Tordjman, R. Masse, and J. C. Guitel, "Crystal structure of potassium titanyl monophosphate $KTiPO_5$", *Zeitschrift Für Kristallographie*, **139**, pp. 103-115, 1974.

[Unique Mode] http://www.unique-mode.com/

[Varona 05] C. Varona, P. Loiseau, G. Aka, V. Lupei and B. Ferrand, "900 nm infrared laser emission and second harmonic generation of Nd doped ASL $Sr_{1-x}La_{x-y}Nd_yMg_xAl_{12-x}O_{19}$ ($0.05 \leq x \leq 0.5$; $y = 0.05$)", *Advanced Solid State Photonics Vienna 2005 Technical Digest on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2005)*, 2005.

[Velsko 91] S. P. Velsko, M. Webb, L. Davis, and C. Huang, "Phase-matched harmonic generation in lithium triborate (LBO)", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **27**, pp. 2182-2192, 1991.

[Wallace 69] R.W. Wallace and S.E. Harris, "Oscillation and doubling of the 0.946-μ line in Nd^{3+}:YAG", *Applied Physics Letters*, **15**, pp. 111-112, 1969.

[Walsh 98] B. Walsh, N.P. Barnes, and B. Di Bartolo, "Branching ratio, cross-sections, and radiative lifetimes of rare earth ions in solids: Application to Tm^{3+} and Ho^{3+} ions in $LiYF_4$", *Journal of Applied Physics*, **83**, pp. 2772-2787, 1998.

[Wang 00] C.Q. Wang, Y.T. Chow, L. Reekie, W.A. Gambling, H.J. Zhang, L. Zhu, and X.L. Meng, "A comparative study of the laser performance of diode-laser-pumped Nd:$GdVO_4$ and Nd:YVO_4 crystals", *Applied Physics B*, **70**, pp. 769-772, 2000.

[Wang 02] C.W. Wang, Y.L. Weng, P.L. Huang, H.Z. Cheng, and S.L. Huang, "Passively Q-switched quasi-three-level laser and its intracavity frequency doubling", *Applied Optics*, **41**, pp. 1075-1081, 2002.

[Wiesendanger 70] E. Wiesendanger, "Optical properties of $KNbO_3$", *Ferroelectrics*, **1**, pp. 141-148, 1970.

[Yamada 93] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, and K. Watanabe, "First order quasi-phase matched LiNbO3 waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation", *Applied Physics Letters*, **62**, pp. 435-436, 1993.

[Yiou 03] S. Yiou, F. Balembois, K. Schaffers and P. Georges, "Efficient laser operation of an Yb:S-FAP crystal at 985 nm", *Applied Optics*, **42**, pp. 4883-4886, 2003.

[Zaitseva 97] N.P. Zaitseva, J.J. de Yoreo, M.R. Dehaven, R.L. Vital, L.M. Carman, and H.R. Spears, "Rapid growth of large-scale (40-55 cm) KDP crystals", *Proceedings SPIE Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion: Second Annual International Conference*, Michel L. Andre Ed., **3047**, pp. 404-414, 1997.

[Zeller 00] P. Zeller and P. Peuser, "Efficient, multiwatt, continuous-wave laser operation on the $^4F_{3/2}$-$^4F_{3/2}$ transitions of Nd:YVO_4 and Nd:YAG", *Optics letters*, **25**, pp. 34-36, 2000.

[Zellmer 99] H. Zellmer, P. Riedel, and A. Tünnermann, "Visible upconversion lasers in praseodymium-ytterbium-doped fibers", *Applied Physics B*, **69**, pp. 417-421, 1999.

[Zhang 02] H. Zhang, J. Liu, J. Wang, C. Wang, L. Zhu, Z. Shao, X. Meng, X. Hu, M. Jiang, and Y.T. Chow, "Characterization of the laser crystal Nd:$GdVO_4$", *Journal of the Optical Society of America B*, **19**, pp. 18-27, 2002.

[Zhang 03] H. Zhang, J. Wang, C. Wang, L. Zhu, X. Hu, X. Meng, M. Jiang, and Y.T. Chow, "A comparative study of crystal growth and laser properties of Nd:YVO_4, Nd:$GdVO_4$ and Nd:$Gd_xLa_{1-x}VO_4$ (x=0.8,0.6,0.45) crystals", *Optical Materials*, **23**, pp. 449-454, 2003.

[Zheng 04] Q. Zheng, J. Wang, and L. Zhao, "2.23 W diode-pumped Nd:YVO_4/LBO laser at 671 nm", *Optical & Laser Technics*, **36,** pp. 485-487, 2004.

[Zhou 02] D.L. Zhou and L.J. Mawst, "High-power single-mode antiresonant reflecting optical waveguide-type vertical-cavity surface-emitting lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **38**, pp. 1599-1606, 2002.