



**HAL**  
open science

# Développement de sources lasers à l'état solide pour la réalisation d'une horloge optique basée sur l'atome d'argent

Yann Louyer

► **To cite this version:**

Yann Louyer. Développement de sources lasers à l'état solide pour la réalisation d'une horloge optique basée sur l'atome d'argent. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Conservatoire national des arts et metiers - CNAM, 2003. Français. NNT: . tel-00005897

**HAL Id: tel-00005897**

**<https://pastel.hal.science/tel-00005897>**

Submitted on 14 Apr 2004

**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.

Conservatoire National des Arts et Métiers

PARIS

# **THÈSE**

présentée pour obtenir

## **LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES**

PAR

YANN LOUYER

### **Développement de sources lasers à l'état solide pour la réalisation d'une horloge optique basée sur l'atome d'argent**

Soutenue le 14 novembre 2003 devant la commission d'examen

M. Patrick Juncar	Directeur de thèse
M. Michel Lintz	
M. David Lucas	Rapporteur
M. François Sanchez	Rapporteur
M. François Balembois	
M. Mark Plimmer	
M. Marc Himbert	



# Merci

J'ai effectué ma thèse à l'Institut National de Métrologie. Je remercie son directeur, Marc HIMBERT de m'y avoir accueillie et d'avoir bien voulu présider mon jury de thèse. Merci également à Patrick JUNCAR, mon directeur de thèse et à Marc PLIMMER pour la confiance qu'ils ont fait preuve à mon égard.

Je remercie toute l'équipe ELSA du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique pour m'avoir accueillie comme si j'étais un de leur thésard. Merci à François BALEMBOIS pour m'avoir tant appris dans la physique des lasers. Je remercie également Patrick GEORGES, dont l'éternel bonne humeur transparaît sur toute l'équipe.

David LUCAS et François SANCHEZ ont eu la gentillesse d'accepter de rapporter ce mémoire. J'ai beaucoup apprécié leurs remarques et commentaires. Merci également à Michel LINTZ d'avoir accepté de faire parti de mon jury. J'ai été touché par les marques d'intérêt que tous trois ont manifestées pour mon travail.

Je souhaite remercier chaleureusement Suat TOPÇU, Thomas BADR, Jean-Pierre WALLERAND et Jozua FODOR pour toute l'aide qu'ils m'ont apporté et pour leur amitié.

Merci également au secrétariat de l'INM avec qui j'ai toujours eu de bon rapports.

Enfin, je souhaite remercier mes parents pour leur soutien et leur présence.

**Nom :** Yann Louyer

**Titre :** Développement de sources lasers à l'état solide pour la réalisation d'une horloge optique basée sur l'atome d'argent

**Résumé** Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre du développement d'une horloge optique basée sur une transition à deux photons de 661 nm de l'Ag de largeur naturelle  $\simeq 1$  Hz. Afin de profiter du facteur de qualité de la résonance, il faudra travailler sur un échantillon d'atomes refroidis par laser, la longueur d'onde nécessaire étant de 328 nm. Ce mémoire concerne plus précisément la mise au point de sources lasers solides pour améliorer la fiabilité de l'expérience actuelle. Le cristal laser de Nd:YLF, pompé par diode laser, permet d'accéder aux longueurs d'onde 1322 nm et 1312 nm. Le doublage en fréquence de la première source fournira la radiation à 661 nm tandis que deux étapes de doublage permettront d'obtenir, à partir des photons à 1312 nm,  $\lambda = 656$  nm puis  $\lambda = 328$  nm. Nous avons développé un modèle théorique, tenant compte des effets thermiques et notamment des processus de recombinaison Auger, afin de dimensionner différentes configurations laser à tester (cavité linéaire, à mode hélicoïdal, cavité en anneau réinjectée). Grâce à la dernière, nous avons réalisé des sources continues, monomodes, d'environ 2 W, à 1322 nm et à 1312 nm. Ces cavités se prêtant au doublage de fréquence, nous avons obtenu des puissances de 440 mW à 661 nm et 340 mW à 656 nm. Par ailleurs, une étude théorique des probabilités de transition de l'atome d'argent à l'aide des codes de Cowan a été entreprise, afin d'une part de chiffrer l'ordre de grandeur de la puissance laser nécessaire et d'autre part, d'estimer la durée de vie du niveau métastable  $^2D_{5/2}$ , jusqu'alors obtenue uniquement par comparaison avec une transition quadrupolaire de l'ion  $Hg^+$ .

**Abstract** This work deals with the development of an clock based on a two-photon transition in Ag at 661 nm, whose natural width is about 1 Hz. To take advantage of the quality factor of the resonance, it will be necessary to use laser-cooled atoms, the required wavelength being 328 nm. This thesis describes the design and construction of solid-state lasers allowing one to simplify the present apparatus. Diode-pumped Nd:YLF crystals enable one to generate both 1322 and 1312 nm. The second harmonic of the former will provide 661 nm while twice frequency doubling the later will yield 328 nm. We have developed a theoretical model including thermal effects and Auger recombination in order to design several prototype configurations (linear, twisted mode and re-injected ring cavities). Using the last of these, we have built single-mode c.w. lasers at both 1312 and 1322 nm with outputs of up to 2 W. By intra-cavity frequency doubling therewith, we have obtained 440 mW at 661 nm and 340 mW at 656 nm. In addition, we have evaluated transition probabilities using the Cowan codes, both to estimate two-photon excitation rates and calculate the lifetime of the metastable  $^2D_{5/2}$  level, hitherto obtained by comparison with an analogous transition in  $Hg^+$ .

**Mots clés :** Lasers solides, Nd:YLF, lasers infra-rouges, régime monomode, processus Auger, doublage de fréquence, atome d'argent, probabilité de transition.

**Keywords :** Solid-state lasers, Nd:YLF, infra-red lasers, single-mode lasers, Auger recombination, frequency doubling, silver atom, transition probabilities.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Généralités</b>	<b>5</b>
2.1	Les sources lasers pour la spectroscopie . . . . .	5
2.2	Avantages des lasers à l'état solide pompés par diode . . . . .	8
2.3	Propriétés des matériaux lasers à solides . . . . .	11
2.3.1	Propriétés requises du matériau laser . . . . .	11
2.3.2	Les ions actifs . . . . .	12
2.3.3	Matrices cristallines . . . . .	18
2.3.4	Les effets thermiques . . . . .	23
2.3.5	Expression simple de la puissance laser . . . . .	27
<b>3</b>	<b>Atome d'argent</b>	<b>31</b>
3.1	Structure électronique . . . . .	31
3.2	Expression du taux de transition à deux photons . . . . .	33
3.2.1	Expression générale du taux de transition . . . . .	33
3.2.2	Etude de l'opérateur transition à deux photons . . . . .	35
3.3	Les codes de COWAN . . . . .	40
3.4	Calcul de la durée de vie du niveau métastable $^2D_{5/2}$ . . . . .	44

3.5	Calcul du taux de transition à deux photons de 661,3 nm . . . . .	45
<b>4</b>	<b>Propriétés du Nd:GGG et du Nd:YLF</b>	<b>49</b>
4.1	Propriétés de l'ion $\text{Nd}^{3+}$ . . . . .	50
4.2	Historique du Nd:GGG et du Nd:YLF . . . . .	53
4.3	Propriétés spectroscopiques et optiques du Nd:GGG et du Nd:YLF . . . . .	55
4.3.1	Nd:GGG . . . . .	55
4.3.2	Nd:YLF . . . . .	59
4.4	Paramètres thermiques, mécaniques et optiques du Nd:YLF et du Nd:GGG . . . . .	66
4.5	Propriétés thermiques du Nd:YLF . . . . .	67
<b>5</b>	<b>Opération multimode</b>	<b>73</b>
5.1	Dimensionnement de la cavité . . . . .	73
5.1.1	Caractérisation de la diode de pompe . . . . .	74
5.1.2	Puissance absorbée limite . . . . .	76
5.1.3	Modélisation du LESP . . . . .	78
5.1.3.1	Efficacité de la pente et puissance pompe au seuil . . . . .	78
5.1.3.2	Processus Auger dans les équations du laser . . . . .	80
5.1.4	Cavité à trois miroirs . . . . .	83
5.1.5	Ordre de grandeur de la puissance laser . . . . .	85
5.2	Résultats expérimentaux . . . . .	89
5.2.1	Le laser Nd:GGG . . . . .	90
5.2.1.1	Absorption et spécifications du Nd:GGG . . . . .	90
5.2.1.2	Résultats du laser Nd:GGG . . . . .	91
5.2.1.3	Accordabilité du laser Nd:GGG monoraie à 1,3 $\mu\text{m}$ . . . . .	98

5.2.2	Le laser Nd:YLF . . . . .	101
5.2.2.1	Présentation des cristaux . . . . .	101
5.2.2.2	Cavité choisie et mesure des pertes passives . . . . .	103
5.2.2.3	Conséquences de l'échauffement : puissance absorbée maximale et répartition de la température . . . . .	104
5.2.2.4	Position optimale du waist de la pompe et puissance laser maximale . . . . .	107
5.2.2.5	Courbes d'efficacités du Nd:YLF . . . . .	110
5.2.2.6	Accordabilité du laser Nd:YLF . . . . .	114
<b>6</b>	<b>Laser Nd:YLF monomode longitudinal</b>	<b>119</b>
6.1	Introduction . . . . .	119
6.2	Laser Nd:YLF monomode à 1,3 $\mu\text{m}$ . . . . .	120
6.2.1	Qu'est-ce qu'un laser monomode? . . . . .	120
6.2.2	Obtention d'un laser monomode . . . . .	122
6.2.3	Laser Nd:YLF linéaire avec étalons . . . . .	125
6.2.4	Laser Nd:YLF <i>axe c</i> à mode hélicoïdal . . . . .	128
6.2.4.1	Principe de la cavité à mode hélicoïdal . . . . .	129
6.2.4.2	Accordabilité de la cavité à mode hélicoïdal . . . . .	131
6.2.4.3	Performances de la cavité à mode hélicoïdal . . . . .	133
6.2.5	Laser Nd:YLF unidirectionnel en anneau conventionnel à 1,3 $\mu\text{m}$ . . . . .	135
6.2.6	Laser Nd:YLF en anneau à 1,3 $\mu\text{m}$ injecté par une cavité externe . . . . .	139
6.2.6.1	Laser en anneau ré-injecté par un miroir externe . . . . .	139
6.2.6.2	Principe de la Cavité en Anneau avec la Diode Optique à l'Extérieur du Résonateur: « CADOER » . . . . .	143

---

6.2.6.3	Résultats de la « CADOER » à 1322,6 nm . . . . .	149
6.3	Laser monofréquence avec doublage intracavité . . . . .	151
6.3.1	Quelques considérations théoriques sur le doublage intracavité . . . . .	151
6.3.2	Laser en anneau conventionnel . . . . .	153
6.3.3	CADOER et doublage intracavité . . . . .	155
<b>7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>163</b>
<b>A</b>	<b>Procédure d'alignement d'un laser solide pompé par diode</b>	<b>167</b>
<b>B</b>	<b>Accordabilité</b>	<b>173</b>
<b>C</b>	<b>D'autres applications du laser Nd:YLF à 1,3 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>177</b>

# Chapitre 1

## Introduction

L'unité de temps du Système International (S.I.), la seconde, est actuellement définie par la transition micro-onde entre les niveaux hyperfins de l'état fondamental du  $^{133}\text{Cs}$ , la fréquence de résonance étant 9 192 663 770 Hz. La stabilité d'une horloge est caractérisée par le facteur de qualité atomique  $Q$  de la résonance

$$Q = \frac{\nu_{\text{hor}} \log e}{\Delta\nu},$$

c.-à-d., par le rapport de la fréquence de la transition d'horloge à la largeur à mi-hauteur de la courbe de résonance observée. Aujourd'hui, la meilleure horloge est la fontaine atomique du BNM-SYRTE<sup>1</sup> [1] qui possède une largeur de raie de  $\sim 1$  Hz et a donc un facteur de qualité  $Q \simeq 10^{10}$ . Avec une transition optique et en supposant la même largeur  $\Delta\nu$ , le facteur de qualité devient  $Q \simeq 5 \times 10^{14}$ . Ainsi, la stabilité peut potentiellement être augmentée d'un facteur  $5 \times 10^4$ . Une telle horloge permettrait d'améliorer la définition de la seconde, et, aurait des retombées tant dans le domaine de la physique fondamentale (variations des constantes fondamentales) que dans le domaine de la physique appliquée (systèmes de navigation). De nombreux projets sont en cours à travers le monde, où les candidats explorés pour leurs transitions optiques sont aussi bien des molécules, que des atomes refroidis par laser ou des ions uniques piégés [2].

L'atome neutre d'argent, que nous étudions au BNM-INM-CNAM,<sup>2</sup> est l'un des candidats [3] possibles pour la réalisation d'un étalon de fréquence optique. Une transition d'horloge peut être

---

1. Bureau National de Métrologie—Systèmes de Référence Temps Espace

2. Bureau National de Métrologie—Institut National de Métrologie—Conservatoire National des Arts et Métiers

excité par technique de spectroscopie à deux photons sans effet Doppler. L'argent possède, en effet, de nombreuses transitions à deux photons liant l'état fondamental  $4d^{10}5s^2\ ^2S_{1/2}$  à des niveaux excités de configurations  $4d^{10}\ nS$  et  $4d^{10}\ nD$  (figure 1.1). Mais celles-ci comme pour les alcalins, ont de trop grandes largeurs naturelles pour être métrologiquement intéressantes. Néanmoins, l'atome d'argent présente d'autres transitions électroniques, comme la transition entre l'état fondamental et l'état  $4d^95s^2\ ^2D_{5/2}$  qui définit la transition d'horloge (deux photons vers 661,3 nm) de l'atome d'argent. Elle a une largeur de raie naturelle d'environ  $\simeq 1$  Hz (voir [3] et chapitre 2). L'intérêt de l'excitation à deux photons réside dans la possibilité d'éliminer l'effet Doppler du 1<sup>er</sup> ordre.<sup>3</sup> Notons que le spin nucléaire des deux isotopes stables ( $^{107}\text{Ag}$  et  $^{109}\text{Ag}$ ) de moment  $I = \frac{1}{2}$  donne lieu à une structure hyperfine, ainsi avec des transitions entre sous-niveaux  $m_F = 0$ , l'effet Zeeman du 1<sup>er</sup> ordre devient négligeable. Un échantillon d'atomes d'argent peut être refroidi par laser dont la fréquence est accordée sur la raie de résonance à 328 nm [4], correspondant à la transition  $4d^{10}5s^2\ ^2S_{1/2} \rightarrow 4d^{10}5p^2\ ^2P_{3/2}$ .

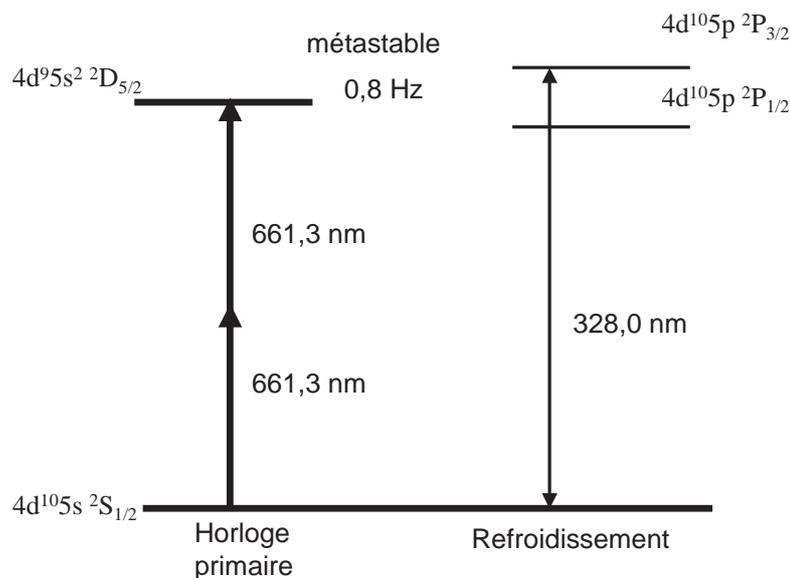


FIG. 1.1 – Diagramme d'énergie de l'atome d'argent montrant les transitions d'horloge et de refroidissement.

*In fine*, il sera nécessaire de disposer de quatre sources laser : deux pour produire une radiation à 661,3 nm (un laser excitateur générant plusieurs centaines de milliwatts et un laser de référence locale de puissance  $\geq 10$  mW et stabilisé en fréquence) et deux pour produire une onde à 328 nm

3. L'effet Doppler du second ordre est négligeable :  $v \ll c$ .

(> 100 mW pour refroidir et un laser repompeur de puissance > 10 mW décalé en fréquence de 1,5 GHz par rapport au laser de refroidissement).<sup>4</sup> Dans l'expérience actuelle, nous utilisons un laser à colorant pompé par un laser à argon pour exciter la transition d'horloge. Cette source fournit une puissance de l'ordre du watt et une largeur de raie inférieure à 10 kHz sur un temps d'intégration d'une seconde. Afin de simplifier à termes le montage expérimental actuel (c.-à-d. remplacer les lasers à colorants), nous développons des sources lasers à solides pompées par diode laser qui émettent essentiellement dans l'infrarouge. Il s'agit donc, dans un premier temps, de réaliser des sources continues monomodes aux longueurs d'onde de 1312,0 nm et 1322,6 nm. Doubler deux fois la fréquence de la première source fournirait du rayonnement à 328 nm nécessaire au refroidissement laser de l'atome d'argent. La seconde harmonique de la deuxième source donnerait 661,3 nm, requise pour l'excitation à deux photons de la transition d'horloge. Ce type de source est plus commode que le laser à colorant pour plusieurs raisons. Le laser à argon ionisé comme laser pompe est remplacé par une diode laser de puissance qui est moins encombrante et plus conviviale d'emploi (pas de colorant toxique à changer ni d'évolution des paramètres en fonction de l'âge du colorant). Avec une bonne mécanique, sa stabilité fréquentielle passive peut être de l'ordre de  $30 \text{ kHz}/\sqrt{Hz}$  au lieu des  $60 \text{ MHz}/\sqrt{Hz}$  que l'on rencontre sur un laser à colorant commercial. La stabilisation active de la fréquence serait donc nettement facilitée. Ainsi, dans le cadre de ma thèse, nous avons collaboré avec l'Equipe Lasers Solides et Applications (ELSA) du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée (IOTA) d'Orsay pour concevoir ces sources à solides.

Le premier chapitre présente une introduction générale concernant l'intérêt qu'il y a d'utiliser des sources à solides et leurs propriétés dans le but de faire de la spectroscopie laser à haute résolution. Nous introduirons les différentes sources utiles pour la spectroscopie, puis nous décrirons les avantages et les propriétés des lasers à solides. Nous concluons sur les conditions d'obtention d'un « bon » cristal laser et sur les cristaux finalement retenus. Le chapitre 2 présente l'atome d'argent et les calculs *ab initio* effectués pour évaluer la durée de vie du niveau métastable ( $^2D_{5/2}$ ) ainsi que le taux de transition à deux photons de 661,3 nm. Cette dernière estimation nous permettra ainsi de donner un ordre de grandeur de la puissance à 661,3 nm utilisée dans une expérience de jet atomique. Au chapitre 3, les matériaux solides dopés aux ions néodymes trivalents sont étudiés sous pompage optique afin de souligner l'importance des effets physiques (mécaniques, optiques, *etc.*) limitant leurs performances. Plus spécialement, les matrices de GGG et de YLF dopés aux

---

4. Ces puissances seront justifiées au chapitre 2, lorsque nous aurons une estimation du taux de transition à deux photons de la transition d'horloge.

ions  $\text{Nd}^{3+}$  seront examinés dans le régime d'oscillation multimode, dans lequel les efficacités et l'accordabilité seront expérimentalement et théoriquement caractérisés. Le chapitre 4 considère finalement le laser monofréquence : pour lequel, le cristal de Nd:YLF s'est avéré le mieux adapté à nos applications. Les différentes techniques et configurations lasers pour obtenir ce régime d'oscillation ainsi que la conversion de la seconde harmonique seront décrites et discutées.

# Chapitre 2

## Généralités

### 2.1 Les sources lasers pour la spectroscopie

La découverte des lasers à colorants monochromatiques et accordables dans les années 70 a révolutionné la spectroscopie, permettant à celle-ci de redéfinir ses buts et sa direction. La lumière laser, intense et monochromatique, n'a pas seulement largement augmenté la sensibilité et la résolution des techniques spectroscopiques classiques, elle a également rendu possible la découverte de nouvelles techniques puissantes, provenant de la spectroscopie non linéaire [5]. En outre, les spectroscopistes n'ont pas simplement regardé la lumière, ils l'ont utilisée comme un outil pour manipuler la matière, et même, pour créer de nouveaux états de la matière.

Aujourd'hui, la spectroscopie laser a trouvé des applications dans la plupart des domaines de la science et de la technologie. On trouve énormément de monographes, de livres, de comptes rendus de conférence dédiés à ce sujet [6, 7]. Des dizaines de milliers de papiers ont été écrits et il est donc impossible de rendre compte de l'état actuel de ce domaine, ainsi que de ses perspectives futures. Nous allons discuter ici des sources lasers et d'autres outils commerciaux intéressants pour le domaine de la métrologie des fréquences optiques. L'accent sera mis en particulier sur les lasers à solides.

**Lasers à colorants et diodes lasers** L'avancée de la spectroscopie laser a souvent été rendue possible grâce aux progrès technologiques. Les lasers à colorants, largement utilisés depuis leur apparition, permettent de couvrir (en incluant tout le spectre visible) l'intervalle de longueurs d'onde allant de 350 à 950 nm.

Les applications telles que le stockage de données, les imprimantes laser, les télécommunications ainsi que le traitement des matériaux ont aidé au développement des diodes lasers. La sélection de la longueur d'onde avec des réseaux de Bragg, ou avec des éléments sélectifs dans une cavité externe étendue font de ces lasers un bon outil pour la spectroscopie à haute résolution. L'amplification en « fuseaux » (*tapered*) de diode lasers ou la stabilisation par injection optique conduisent à des puissances moyennes souvent appréciables (plusieurs watts) et peuvent remplacer les systèmes lasers à colorants beaucoup plus coûteux et complexes.

Les diodes lasers fonctionnent sur un grand nombre de longueurs d'onde. Par exemple, les diodes lasers de nitrure de gallium et les lasers à cascades quantiques couvrent la région spectrale de l'infrarouge moyen renforçant ainsi l'arsenal des outils spectroscopiques. Les lasers à cascades quantiques, inventé en 1994 [8], peuvent émettre de 3,5 à 90  $\mu\text{m}$ .<sup>1</sup>

**Lasers à l'état solide pompés par diode** Les lasers Nd:YAG et Nd:YLF doublés en fréquence remplacent maintenant dans 90 % des cas les lasers à argon ionisé (grands consommateurs de puissance), comme sources de pompage pour les lasers accordables tels que les Ti:saphir et les lasers à colorant. Ces lasers à solides monofréquences peuvent aussi pomper des prototypes d'oscillateurs paramétriques optiques continus pour générer du rayonnement infrarouge monochromatique accordable dans un large domaine spectral avec une efficacité impressionnante. En outre, avec des lasers à solides monolithiques nous pouvons obtenir des largeurs de raie en mode libre dans la gamme du kilohertz [9]. Nous verrons plus loin d'autres applications de ce type de laser.

La génération des harmoniques et des fréquences sommes et différences dans les cristaux non linéaires permettent d'étendre la gamme de longueurs d'onde vers le bleu et l'ultra violet ou la région spectrale infrarouge. Ces processus ont beaucoup gagné en efficacité de conversion et en souplesse avec l'apparition des cristaux non linéaires à quasi-accord de phase.

**Une chaîne de diviseurs de fréquence verrouillée en phase** Dans un tout autre domaine, concernant cette fois les techniques de mesure et de raccordement des étalons de fréquence depuis les fréquences microonde jusqu'au visible, une avancée spectaculaire est apparue dans la métrologie des fréquences optiques avec les sources lasers femtosecondes. Le verrouillage de mode par lentille Kerr des lasers titane saphir, l'amplification d'impulsion étirée en fréquence, et la compression d'impulsion linéaire ou non linéaire ont créé des sources d'impulsions intenses ultra-courtes,

---

1. La longueur d'onde dépend de l'épaisseur du matériau constituant le laser, et non plus de sa composition chimique, comme c'est le cas pour les autres lasers.

avec des longueurs d'impulsion tombant à quelques cycles optiques. La conversion non linéaire de fréquence donne accès à une très large gamme spectrale, allant des longueurs d'onde sub-millimétriques jusqu'aux rayons X mous qui sont générés par les harmoniques élevées dans des jets gazeux, en passant par le rayonnement terahertz. Avec un pompage direct des cristaux lasers ou des fibres, des systèmes lasers femtosecondes compacts et clés-en-main sont devenus une réalité (voir les figures 2.1 et 2.2).

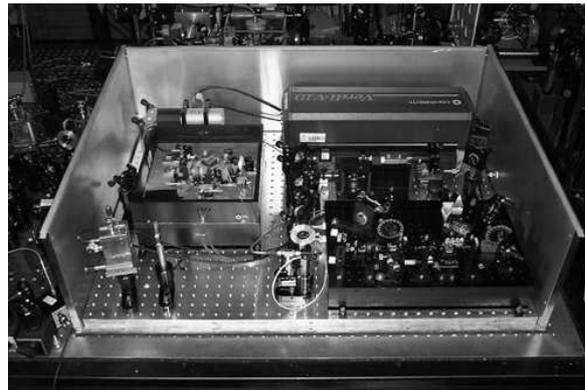


FIG. 2.1 – Le prototype du synthétiseur de fréquence optique fabriqué par Menlo Systems. ([www.menlosystems.de](http://www.menlosystems.de))

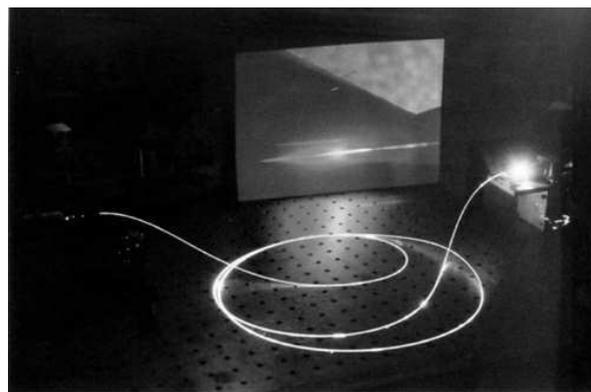


FIG. 2.2 – Fibre photonique permettant d'élargir le spectre sur une octave.

La métrologie des fréquences optiques a donc été révolutionnée par l'union des lasers femto-

secondes et des techniques de stabilisation des lasers [10–14]. Cette union a permis de concevoir de véritables synthétiseurs de fréquence beaucoup plus compacts et polyvalents que les chaînes de synthèse de fréquences classiques grâce au développement des peignes de fréquence optique. Ils utilisent pour cela un seul laser Ti:saphir verrouillé en phase et une référence de fréquence micro-onde absolue (horloge à césium) [12, 13]. Ces peignes sont devenus des références absolues de fréquence optique avec lesquels on peut stabiliser d'autres lasers [15] ou mesurer d'autres fréquences optiques.

## 2.2 Avantages des lasers à l'état solide pompés par diode

Les lasers à l'état solide pompés par diode (LESPD) représente une petite partie du marché mondiale de la vente des lasers, 53 millions de dollars US par rapport au total de la vente des lasers s'élevant à 2,8 milliards de dollars (données 1997). Néanmoins, la croissance de ce marché est l'une des plus rapide, par exemple, le taux d'augmentation atteignait 49 % pour l'année 1997 [16]. Ils commencent à remplacer de plus en plus les lasers à solides pompés par lampe dans le marché lucratif du traitement des matériaux et de la médecine. Ils entrent en compétition avec le marché des lasers à gaz (ionisé) dans l'instrumentation, des capteurs, de la mesure et du stockage optique. Le marché des diodes lasers est largement représenté dans le domaine des télécommunications et du stockage optique. La vente des diodes représente 64 % de la vente totale du marché des lasers. Un accroissement plus rapide de la vente des LESPD est limitée par le coup encore élevé des diodes lasers par rapport aux lampes, mais ceci devrait changer avec la demande.

Les LESPD offrent un grand nombre d'avantages clés sur les diodes lasers, les lasers à colorant et les lasers à gaz.

1. **La qualité du faisceau.** Le faisceau laser d'un LESPD est typiquement circulaire  $TEM_{00}$ , limité par la diffraction. Au contraire, les diodes lasers, notamment celles de puissances élevées, ont typiquement un faisceau qui est à la fois non circulaire, multimode transverse et dépendant de la taille de la surface émettrice.
2. **La largeur de raie.** La largeur de raie d'une diode laser de forte puissance est de plusieurs centaines de gigahertz mais peut être réduite à quelques mégahertz avec des diodes à réseau distribué. Pour les lasers à colorants, en régime passif, la largeur de raie laser est de l'ordre de quelques dizaines de mégahertz suivant le type de filtres sélectifs utilisés. Pour les LESPD, des largeurs de raie de quelques hertz ont été obtenues en mode asservi et, des largeurs de raie de quelques dizaines de kilohertz sont réalisables pour des systèmes en mode

libre. Ces faisceaux lasers de faibles largeurs spectrales et stables en fréquence peuvent être utilisés dans d'autres applications que la spectroscopie. On les utilise par exemple dans les techniques d'interféromètres hétérodynes, pour déterminer la vitesse et la direction du flux d'un liquide [17], et dans les vibromètres et vélocimètres Doppler ultra sensibles [18, 19]. En résumé, il faut retenir que les LESPД sont intrinsèquement plus stables et de meilleure pureté spectrale que les diodes lasers et les lasers à colorant.

3. **Stabilité de l'amplitude.** La relativement bonne stabilité d'amplitude et de fréquence des diodes lasers se manifeste aussi sur les LESPД. Pour un laser « microchip », <sup>2</sup> le bruit d'amplitude est typiquement <1 % du signal, avec une stabilité de fréquence de quelques dizaines de hertz sur une minute [21], faisant du LESPД un bon outil pour des applications de la métrologie des longueurs et des fréquences.
4. **Puissance crête.** Les diodes lasers ne conviennent pas pour des applications où la puissance crête doit être élevée, car la courte durée de vie de la recombinaison des trous et des électrons (environ 1 ns) interdit un stockage d'énergie efficace. De plus, les régions actives ont de faibles seuils de dommage (environ 1 MW cm<sup>-2</sup>). Dans les cristaux dopés aux terres rares, au contraire, la durée de vie du niveau laser supérieur des ions actifs peut être de l'ordre de quelques centaines de microsecondes, faisant des LESPД des outils parfaitement adaptés pour le régime déclenché et de manière plus générale, appropriés pour l'obtention d'un faisceau laser impulsionnel de puissance élevée. En fait, les LESPД ont produit des impulsions <10 femtosecondes, et des puissances crêtes supérieures au térawatt. Ils sont maintenant utilisés dans beaucoup d'applications, permettant ainsi d'augmenter la compréhension de beaucoup de phénomènes liés à la physique, la chimie, la biologie *etc.* La stabilisation de ces sources impulsionnelles [22] a ouvert un champ d'exploitation impressionnant en couvrant une large part des champs disciplinaires des sciences.
5. **Les régions spectrales.** Les LESPД offrent aussi la possibilité d'accéder à des régions du spectre électromagnétique, pour lesquelles les diodes et les lasers à colorants, soit ne peuvent y parvenir, soit n'ont pas suffisamment de puissance pour être exploitable, en particulier dans les régions spectrales vertes/ bleues/UV et l'IR moyen [23]. Les LESPД dopés à l'ion terre rare Tm<sup>3+</sup>, avec une longueur d'onde laser autour de 2 μm, ont des applications dans la médecine et dans la sécurité oculaire, car le faisceau laser peut être accordé sur une bande d'absorption forte de l'eau [24]. La fréquence quadruplée d'un laser Nd:YAG a été utilisée pour exciter la fluorescence *in situ* d'échantillons de terre pour déterminer les concentrations

---

2. En 1989, MOORADIAN a été le premier à utiliser le terme de laser « microchip » (microlaser) pour les lasers monolithiques de longueur inférieure au millimètre [20].

d'espèces volatiles et d'autres impuretés et donc de contrôler la pollution atmosphérique. La combinaison des modes  $TEM_{00}$  opérant à des longueurs d'onde courtes comme les lasers microchips doublés en fréquence a conduit à des systèmes de stockage de densité optique élevée [25,26].

Pour rivaliser dans le marché existant des lasers à solides, les LESPД peuvent offrir quelques avantages significatifs par rapport aux systèmes pompés par lampes :

1. **L'efficacité.** L'efficacité des LESPД (puissance électrique-optique) peut excéder 15 % [27]. Ces efficacités peuvent être d'un ordre de grandeur plus grandes que dans les lasers à gaz et les lasers pompés par lampes, conduisant à une diminution des effets thermiques et de la consommation d'énergie électrique.
2. **Les ions actifs.** Le choix et l'efficacité des matériaux lasers, en particulier pour les ions terres rares, sont renforcés par le pompage par diode car la longueur d'onde de pompe peut s'adapter aux raies d'absorption ioniques.
3. **La durée de vie.** La durée de vie des diodes lasers peut aisément dépasser 40 000 heures, faisant des LESPД des systèmes plus fiables et plus aisés à maintenir en état de fonctionnement que ses rivaux [28]. Une nouvelle méthode de production en volume de lasers microchips a été développée par le MIT pour produire de petits LESPД à un coût unitaire faible [20].
4. **La stabilité.** Grâce à la stabilité élevée des diodes lasers de pompe, la stabilité d'amplitude et de fréquence d'un LESPД est typiquement une fraction de pourcent. Au contraire, le pompage par lampe est souvent bruité, avec des fluctuations autour du pourcent qui se reporte sur la puissance émise par le laser.
5. **Compacité.** Nous pouvons concevoir des systèmes miniatures en adaptant la longueur d'onde de la diode de pompage à la bande d'absorption de l'ion actif et en utilisant une configuration de pompage longitudinal. La faible puissance thermique et l'efficacité élevée des LESPД diminuent à la fois le besoin d'espace, mais aussi la consommation de puissance des instruments périphériques.

Tous les avantages du LESPД sur les diodes lasers, les lasers à colorants et les lasers à solides pompés par lampes aideront à former un marché stable et croissant pour ces appareils et fourniront du même coup de futurs outils pour les chercheurs.

Les lasers à colorants sont limités en termes de qualité de faisceau, de stabilité et de facilité de maintenance. Le principal inconvénient des matériaux semiconducteurs, utiles pour nos applications dans l'atome d'argent, vient de la faible puissance laser. Sur le même projet que nous,

le groupe de Mr. Walther [4] s'est vu contraint de travailler avec des lasers à colorants, suite aux faibles puissances délivrées par les diodes. Il nous serait donc très profitable de disposer de LESP. Le paragraphe suivant décrit les principales propriétés des cristaux lasers. Elles montrent comment nous pouvons accéder à un très large éventail de longueurs d'onde et du même coup aux milieux à gain qui seront étudiés par la suite.

## 2.3 Propriétés des matériaux lasers à solides

Les progrès effectués dans le développement des diodes lasers semiconductrices puissantes, efficaces et fiables ont beaucoup contribué à la renaissance des lasers à solides. Les lasers à solides, signifiant la classe des milieux à gain diélectriques qui est à différencier des milieux à gain semi-conducteurs, ont été traditionnellement pompés optiquement par lampe dans les années 70. Ce sont aussi des cristaux inorganiques. L'utilisation des diodes lasers semiconductrices comme sources de pompage ont permis le développement des lasers à l'état solide qui sont plus efficaces, plus compacts, plus fiables, plus stables, et souvent moins coûteux que leurs équivalents pompés par lampe. D'autres part, les diodes lasers permettent maintenant d'étudier beaucoup de cristaux lasers. Ce paragraphe revoit les propriétés de bases de quelques cristaux lasers potentiellement intéressants pour des applications aussi bien pour l'atome d'argent que pour d'autres atomes comme l'hydrogène, le calcium, le strontium *etc.* Pour cela, le cristal laser sera considéré comme un ensemble formé par le matériau hôte (la matrice) et l'ion actif (le dopant). Nous commençons par décrire les caractéristiques essentielles du cristal laser pour obtenir un gain laser efficace.

### 2.3.1 Propriétés requises du matériau laser

Les matériaux lasers doivent posséder des courbes de fluorescence étroites, des bandes d'absorption fortes et, une efficacité quantique relativement élevée pour la transition intéressante. Ces caractéristiques sont généralement établies dans les cristaux ou les verres solides, qui incorporent en petites quantités des éléments dans lesquelles les transitions optiques peuvent se produire entre les états des couches internes électroniques incomplètes. Ce sont les ions de transition métalliques, la famille des terres rares (lanthanides) ainsi que la famille des actinides qui présentent de telles propriétés. Les courbes de fluorescence étroites dans les cristaux dopés proviennent du fait que les électrons impliqués dans les transitions (dans le régime optique) sont protégés par les couches externes du réseau cristallin environnant. Les transitions correspondantes sont similaires à celles

des ions libres. En plus d'une courbe d'émission de fluorescence étroite, un matériau laser devra posséder des bandes de pompage facilement accessibles par les spectres d'émission des sources de pompage.

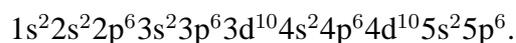
Les trois éléments principaux conduisant au gain dans un laser sont :

- le matériau hôte avec ses propriétés macroscopiques mécaniques, thermiques et optiques, et ses propriétés microscopiques dans le réseau cristallin ;
- les ions actifs (et ions absorbants) avec leurs états de charge et les configurations électroniques de l'ion libre ;
- la source de pompage optique avec sa géométrie particulière, sa luminance spectrale, et ses caractéristiques temporelles.

### 2.3.2 Les ions actifs

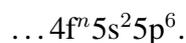
Nous allons donner une description qualitative de quelques caractéristiques les plus importantes des ions terres-rares (couches périphériques 4f incomplète) et des ions de transition métalliques (couches périphériques 3d incomplètes).

**Les ions terres-rares.** La configuration électronique de l'état fondamental de l'atome de terre-rare consiste en un cœur identique à celui du xénon, plus quelques électrons sur les orbites plus élevées. La configuration électronique du xénon s'écrit :



Les couches  $n=1, 2, 3$  sont complètement remplies. La couche  $n=4$  a ses sous-couches remplies pour s, p et d, alors que la sous-couche 4f est complètement vide. La couche  $n=5$  a des électrons remplissant les orbites 5s et 5p.

Notons que dans les cristaux, les ions terres rares sont normalement trivalents, mais dans quelques cas l'état de valence peut aussi être divalent. La configuration électronique des ions terres rares trivalents peut s'écrire :



Par exemple, le premier élément des terres rares trivalent, le cérium a la configuration électronique suivante



et le Nd trivalent a la configuration



Les ions terres rares diffèrent seulement dans la structure électronique par le nombre d'électrons dans la couche 4f.

Les transitions dipolaires électriques dans les couches 4f sont de parités interdites (règle de Laporte) et un mélange des fonctions d'onde de parités opposées est nécessaire pour créer des probabilités de transition faibles. A cause de l'écrantage (*screening*) des orbitales des couches extérieures remplies,  $5s^2$  et  $5p^6$ , le couplage électron-phonon est très faible. La structure électronique de quelques ions terres rares est illustrée sur la figure 2.3.

La situation est différente quand l'ion est dopé dans le solide. Le champ cristallin (le champ « électrique » vu par l'ion actif lorsqu'il occupe la place d'un ion dans la matrice cristalline) provoque une levée de dégénérescence des  $(2J + 1)/2$  différents états  $|m_J|$ , en vertu de l'effet Stark. Le fonctionnement laser devient alors possible et la transition optique perd partiellement son caractère interdit. Par exemple, pour l'ion  $\text{Nd}^{3+}$ , le niveau fondamental  $^4I_{9/2}$  se scinde en 5 sous-niveaux (Stark). La figure 2.4 fournit une illustration de l'« éclatement » des niveaux de l'ion libre  $\text{Nd}^{3+}$  dans le champ cristallin du YAG.

Dans une matrice donnée, l'émission stimulée est obtenue à l'intérieur de trois groupes différents de transitions centrées autour de 0,9, 1,06, et 1,3  $\mu\text{m}$  pour l'ion  $\text{Nd}^{3+}$ . Le rayonnement laser à ces longueurs d'onde provient des transitions  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ ,  $^4I_{11/2}$ ,  $^4I_{13/2}$ , respectivement. L'état fondamental du  $\text{Nd}^{3+}$  est l'état  $^4I_{9/2}$ . Les états  $^4I_{11/2}$  et  $^4I_{13/2}$  sont les premiers niveaux excités.

A température ambiante, il faut tenir compte des modes de vibrations du réseau cristallin, qui rendent le champ cristallin dépendant du temps. Les niveaux électroniques se couplent à des niveaux vibrationnels, ce qui a pour effet d'élargir les raies.

En résumé et ceci est aussi valable pour les ions de transition métalliques : avec l'ion actif inséré dans une matrice cristalline, le couplage entre les niveaux d'énergie de l'ion, les interactions avec le cristal et les phonons excités par les relaxations contribuent à créer un continuum de niveaux d'énergie. Ceci peut être avantageux si l'on veut produire une onde laser élargie spectralement, mais en contre-partie, les processus de relaxation non radiatifs augmenteront et, l'intensité de la

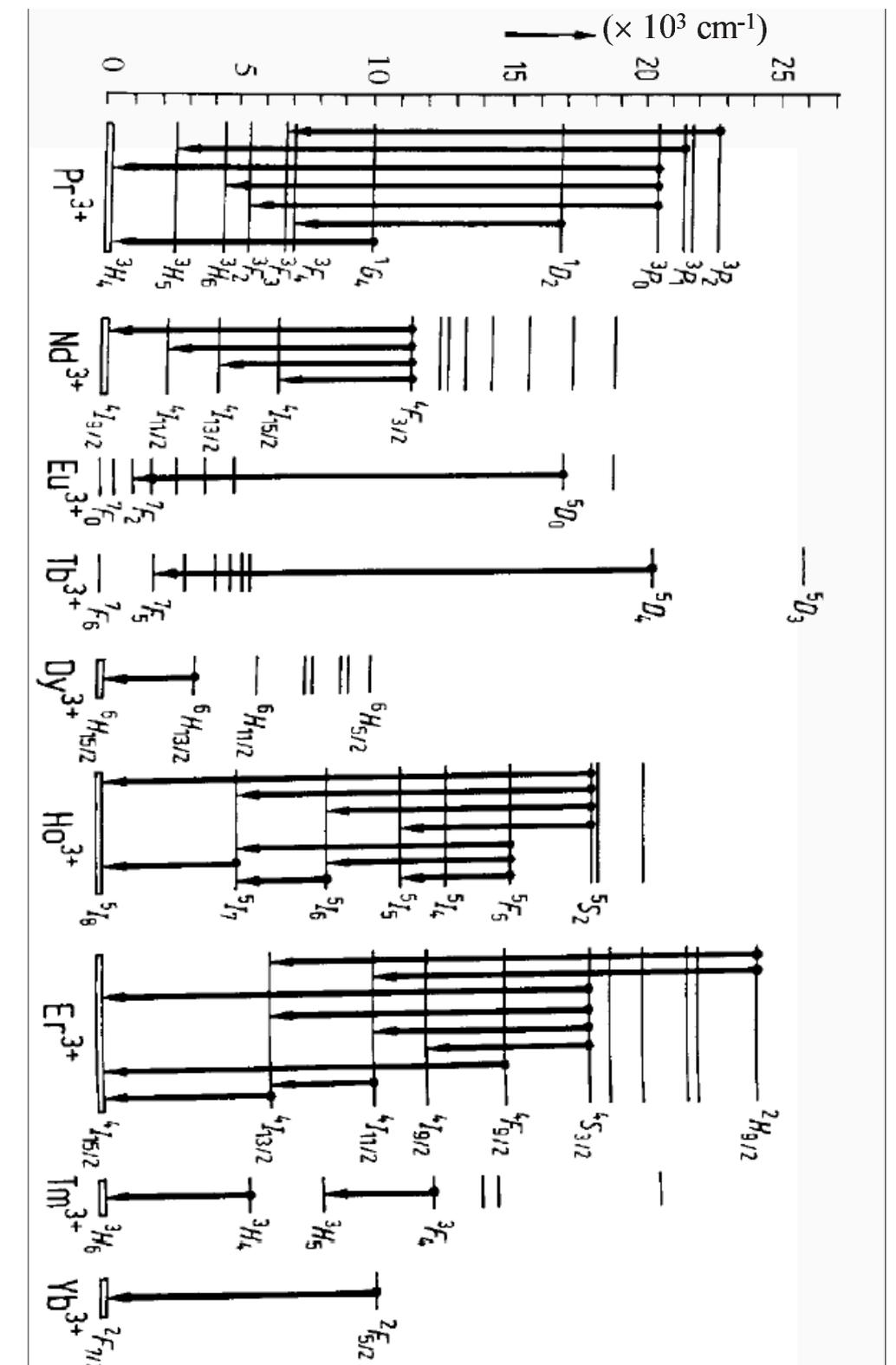


FIG. 2.3 – Transitions purement électroniques dans des cristaux lasers d'après la référence 29.

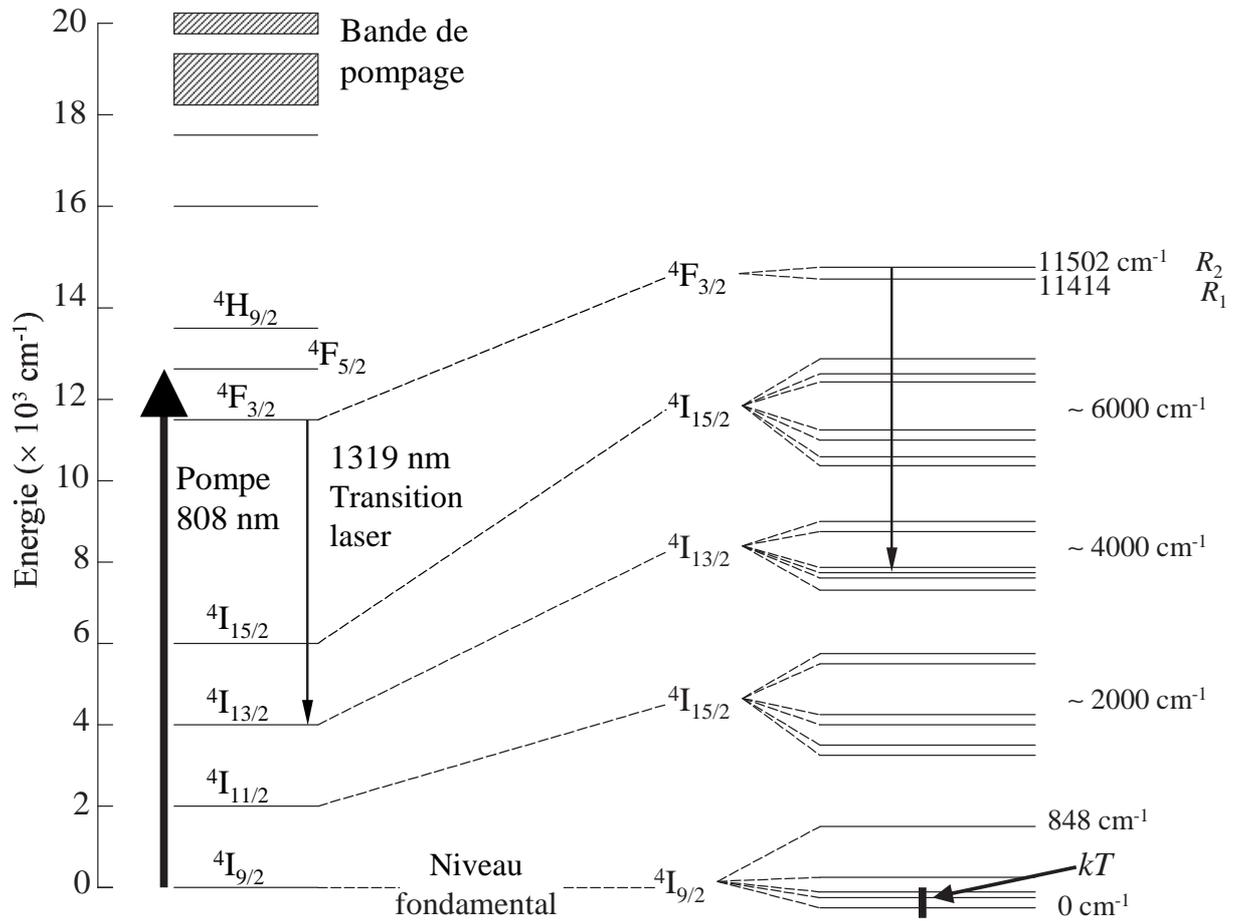


FIG. 2.4 – Diagramme des niveaux d'énergie du Nd:YAG d'après [30]. A gauche, les niveaux d'énergie correspondent à ceux de l'ion libre, et à droite, le champ cristallin montre l'éclatement des niveaux de l'ion dans la matrice de YAG. L'élargissement des raies dû à l'interaction avec les modes de vibration du réseau n'est pas indiqué.

transition au contraire diminuera.

**Les ions de transition métalliques.** Les ions de transition métalliques sont le:  $\text{Co}^{2+}$ ,  $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$ ,  $\text{Sm}^{2+}$ ,  $\text{Ti}^{3+}$  et  $\text{V}^{2+}$  et appartiennent au groupe du fer. Ils donnent lieu à une émission large bande provenant du couplage entre les niveaux électroniques des électrons 3d et les vibrations du réseau. Ce couplage électron-phonon conduit, en plus, à des taux de relaxation radiatifs et non radiatifs dépendant de la température. Le principal intérêt de ces ions de transitions provient de leur accordabilité très large. Les cristaux les plus connus sont le  $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$  ou titane saphir [31], qui couvre une gamme spectrale qui s'étend continuellement de 660 à 1050 nm, et le  $\text{Cr}:\text{LiSrAlF}_6$  ( $\text{Cr}:\text{LiSAF}$ ) accordable de 814 à 962 nm [32].

La figure 2.5 illustre les niveaux d'énergie de cinq de ces ions. Normalement chacun de ces ions a une transition laser efficace. Les bandes d'absorption larges dans la partie visible du spectre pour chaque ion peuvent être vues au sommet du diagramme, donnant à chacun une couleur distincte. Les lignes en pointillées représentent la limite supérieure de la terminaison du niveau correspondant aux phonons associés au réseau cristallin, qui est très proche du niveau fondamental. Ces cristaux fonctionnent mieux en dessous de la température ambiante en régime pulsé et pompé par flash à cause d'une forte absorption dans le visible.

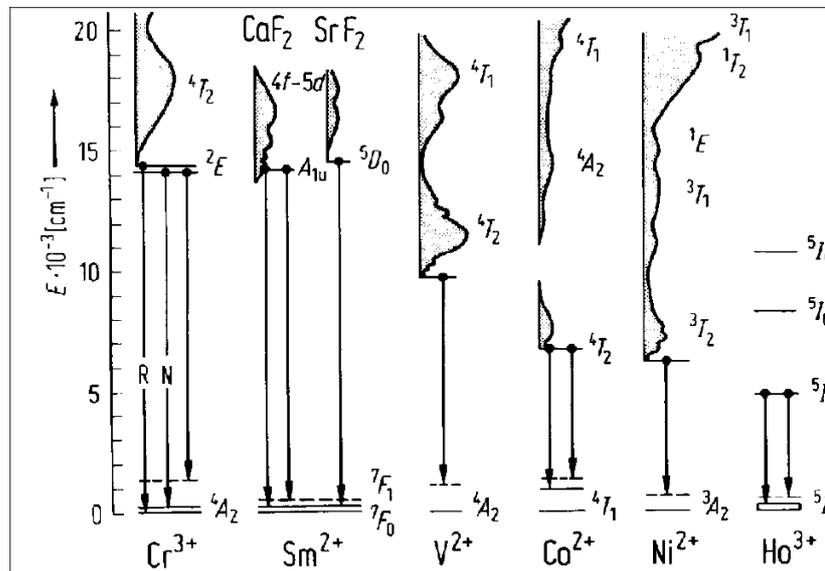


FIG. 2.5 – Schémas de niveau laser des ions de transitions métalliques. Les lignes pleines indiquent la position des niveaux des phonons d'après la référence 29.

Les processus non radiatifs (augmentant avec la température) limitent l'efficacité quantique de

ces ions. Par exemple, les niveaux laser d'énergie supérieurs, qui sont élargis, sont eux-mêmes enclins à être excités vers les bandes de pompage, soit par les photons pompe, soit par les photons laser. Ces effets et d'autres encore peuvent grandement réduire l'efficacité quantique interne à haute température [33].

L'émission large bande est cependant très attractive et beaucoup d'efforts ont été accomplis pour développer des systèmes appropriés, où les problèmes soulignés plus hauts sont minimisés. Les ions les plus utilisés sont le  $\text{Ti}^{3+}$  et le  $\text{Cr}^{3+}$ . Depuis le développement des diodes lasers de haute puissance AlGaInP, l'ion  $\text{Cr}^{3+}$  peut être pompé autour de 670 nm via la bande d'absorption  $^4\text{T}_2$  [34].

Parmi les  $\text{Cr}^{3+}$ , le plus intéressant pour nos applications semblent être le LIMAF:Cr (ou  $\text{Cr}^{3+}:\text{LiMnAlF}_6$ , découvert à l'université de Stuttgart très récemment). Comme le montre la figure 2.6, les longueurs d'onde à 656 ( $2 \times 328$  nm pour le refroidissement) et 661 nm (pour la transition d'horloge) tombent dans la bande d'émission permise. Les bandes d'absorption sont, par contre, comprises entre 340 nm et 500 nm, difficilement accessible par des diodes lasers. De plus, il semble très difficile de fournir plusieurs centaines de milliwatts continus autour de 660 nm avec ce type de cristal. La puissance de sortie du laser Cr est finalement limitée par les considérations thermiques citées plus haut.

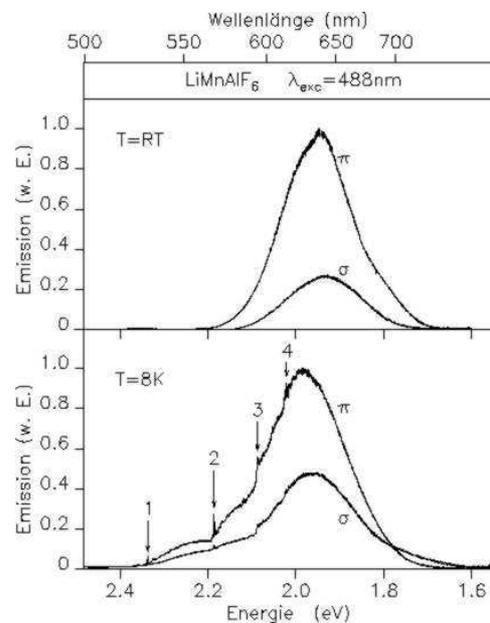


FIG. 2.6 – Courbes d'émission du Cr:LIMAF, [www.physik.uni-stuttgart.de/ExPhys/2.Phys.Inst/group/paus/neu.html](http://www.physik.uni-stuttgart.de/ExPhys/2.Phys.Inst/group/paus/neu.html).

En ce qui concerne l'ion tétravalent  $\text{Cr}^{4+}$ , les cristaux les plus intéressants sont le Cr:Forsterite ( $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ) et le Cr:LiAlO<sub>2</sub>. Le 1<sup>er</sup> cristal peut être pompé avec un laser Nd:YAG à 1,064  $\mu\text{m}$  ou à 532 nm [35], il couvre la région spectrale s'étendant de 1130 à 1348 nm. Cependant, la section efficace autour de 1,3  $\mu\text{m}$  est trop faible pour espérer obtenir des centaines de milliwatts. Le 2<sup>e</sup> cristal est plus favorable à l'émission à 1,3  $\mu\text{m}$  et au pompage par diode [36]. Encore une fois, l'efficacité quantique étant relativement faible, il est difficile d'obtenir des centaines de milliwatts continus [37].

### 2.3.3 Matrices cristallines

Les matériaux hôtes ou matrices cristallines peuvent être groupés en deux grands groupes : les verres et les solides cristallins. L'hôte doit avoir de bonnes propriétés optiques, mécaniques et thermiques pour résister aux conditions de fonctionnement sévères rencontrées habituellement dans les lasers. Les propriétés suivantes sont de surcroît souhaitables : dureté, chimiquement non réactif, absence de contraintes internes et faible variation de l'indice de réfraction, résistance aux centres colorés induits optiquement et facilité de fabrication.

La matrice dans laquelle les ions actifs sont placés peut significativement altérer les caractéristiques de l'ion. En effet, le champ cristallin dans lequel se situe l'ion joue un rôle crucial en ce qui concerne les caractéristiques de fonctionnement du laser. Par exemple, un cristal isotrope a un champ cristallin symétrique, produisant ainsi un faisceau non polarisé. Inversement, pour les cristaux anisotropes l'asymétrie du champ cristallin polarise l'ion et l'émission laser. On parle de gain polarisé.

Les interactions entre la matrice et l'ion actif restreignent le nombre utile de matériaux, car il faut prendre en compte la taille de l'ion actif, la valence, et les propriétés spectroscopiques. Idéalement la taille et la valence de l'ion actif devront correspondre à l'ion du réseau cristallin qui est substitué.

En sélectionnant un cristal, convenant pour une utilisation laser, nous devons considérer les critères suivants, le cristal doit :

1. posséder des propriétés optiques favorables. Les variations de l'indice de réfraction conduisent à une propagation inhomogène de la lumière à travers le cristal entraînant une mauvaise qualité du faisceau. De plus, un faible indice, une faible diffusion et une absorption parasite minimale sont préférables.

2. posséder des propriétés mécaniques et thermiques qui permettront un fonctionnement laser à des puissances élevées. Les paramètres les plus importants sont la conductivité thermique, la dureté et la limite de fracture.
3. avoir des sites pouvant accepter les ions dopants. En outre, la symétrie et l'amplitude du champ cristallin local doivent induire les propriétés spectroscopiques souhaitées.
4. Il doit être possible d'augmenter le nombre d'ions actifs dans le cristal tout en maintenant une qualité optique élevée.

**Les verres.** Les verres étant non cristallins, ils peuvent être dopés par les ions terres-rares, en particulier par l'ion trivalent  $\text{Nd}^{3+}$ . En outre, les verres sont faciles à fabriquer. Les ions dopants placés dans le verre montrent des largeurs de raies de fluorescence plus larges que dans les cristaux, par suite du manque d'un environnement cristallin bien défini pour l'atome actif. Les seuils laser sont ainsi plus élevés pour les verres. Par ailleurs, la conductivité thermique est beaucoup plus faible que celle de la plupart des matrices cristallines. Le dernier facteur conduit à une grande biréfringence induite thermiquement et à une grande distorsion optique. Notons toutefois que les ions  $\text{Nd}^{3+}$  et  $\text{Pr}^{3+}$  placés dans le verre conviennent à nos applications en termes de longueurs d'onde (émission laser autour de  $1,3 \mu\text{m}$ ), mais pas en ce qui concerne la puissance laser et la tenue au flux.

**Les hôtes cristallins.** Les matériaux hôtes cristallins peuvent se regrouper en trois catégories : les oxydes, les fluorures et les cristaux stœchiométriques. Ils offrent généralement par rapport aux verres, les avantages d'une conductivité thermique plus élevée, des largeurs de raies d'absorption et de fluorescence plus étroites et dans plupart des cas une plus grande dureté. Cependant, la qualité optique et l'homogénéité du dopant dans la matrice sont souvent moins bonnes.

– Les oxydes .

Parmi les oxydes on trouve d'autres sous-groupes : les saphirs, les grenats (YAG, GGG), les aluminates, les oxysulfures, plus rares en pratique, les phosphates et silicates, les tungstates, les molybdates, et les beryllates. Les oxydes ont de bonnes propriétés thermiques et mécaniques. Un de leurs problèmes majeur est l'extinction (*quenching*) de fluorescence<sup>3</sup> qui limite la concentration de dopants dans la matrice. Chez les grenats nous trouvons le

---

3. Dans beaucoup de cristaux la concentration de Nd par exemple est limitée, car la relaxation non radiative du niveau laser supérieur due à la relaxation croisée  $\text{Nd}^{3+} - \text{Nd}^{3+}$  se produit à des niveaux de dopage élevés.

Nd:GGG (grenat de gadolinium et de gallium) qui a une raie d'émission autour 1322 nm et qui sera étudié plus loin. Les grenats sont stables, durs, optiquement isotropes, et ont une bonne conductivité thermique, permettant ainsi d'obtenir des niveaux de puissance laser élevés. Parmi les aluminates nous trouvons l'ortho aluminate d'yttrium ( $\text{YAlO}_3$ ), appelé encore YAIO ou YAP. Dans les vanadates, l'orthovanadate d'yttrium dopé au  $\text{Nd}^{3+}$  ( $\text{Nd:YVO}_4$ ) est un cristal laser important pour ses performances en termes de puissance laser.

– Les fluorures.

Les fluorures souffrent moins de l'extinction de fluorescence que les oxydes, mais les propriétés thermiques et mécaniques sont moins bonnes. Ils sont intéressants dans la mesure où habituellement les coefficients thermo-optiques sont négatifs. C'est dans cette catégorie de matrice cristalline (dopée avec l'ion  $\text{Nd}^{3+}$ ) que nous avons trouvé le cristal qui sera étudié tout au long du manuscrit : le Nd:YLF ou fluorure de lithium et d'yttrium ( $\text{YLiF}_4$ ) dopé aux ions  $\text{Nd}^{3+}$ . La matrice de YLF est uniaxe. Le Nd:YLF a une biréfringence et une lentille thermique réduites avec une énergie de stockage comparable au cristal de Nd:YAG. Cependant, les propriétés thermo-mécaniques du Nd:YLF ne sont pas aussi bonnes que celui du Nd:YAG.

Actuellement, il y a plus de 560 matrices cristallines dans lesquelles l'émission stimulée des ions terres-rares a été observée.

Le tableau 2.1 résume les propriétés requises pour obtenir un bon milieu à gain.

Le tableau 2.2 donne les propriétés optiques de quelques cristaux lasers qui ont déjà été étudiées.

La méthode la plus simple à notre sens pour sélectionner le bon cristal laser, une fois que la longueur d'onde et la puissance (§ 2) laser désirées sont fixées, est d'identifier l'ion actif. En effet, l'ion actif seul présente déjà un spectre riche malgré la dégénérescence des niveaux d'énergie. L'ion trivalent  $\text{Nd}^{3+}$  rend accessible les longueurs d'onde placées au voisinage de 1320 nm. Ensuite, nous distinguons parmi les différentes matrices hôtes celles couvrant la longueur d'onde recherchée (661,3 ou  $661,3 \times 2$  nm). Le livre de KAMINSKII [29] donne, pour la plupart des cristaux lasers, les niveaux d'énergie de l'ion dans la matrice cristalline. Néanmoins, parmi la quantité impressionnante de matériaux présents dans ce livre, peu conviendront. En effet, certains auront des propriétés thermo-optiques insuffisantes tandis que d'autres ne seront pas encore disponibles dans le commerce. L'expérience et le savoir-faire de l'Institut d'Optique nous a permis de choisir ceux

TAB. 2.1 – *Propriétés requises pour avoir un bon cristal laser.*

Système total	Production rentable-grande dimension ; compatibilité ion-matrice hôte ; état de valence et rayon ionique compatibles avec le site de substitution ; distribution uniforme dans le cristal.
Cristal hôte	Stable des points de vue : chimique, mécanique, thermique et optique. Optique : faible diffusion, absorption parasite minimum, seuil de dommage élevé, forte dureté pour un bon polissage optique. Mécanique : bonne tenue aux contraintes, faible dilatation thermique, effet de lentille thermique limité.
Centre actifs	Absorption efficace du pompage ; transfert efficace vers l'état métastable ; bonne efficacité de fluorescence ; phénomènes de réabsorption de l'émission laser limités ; concentration optimisée pour limiter le quenching de fluorescence ; largeur de raie de l'émission adaptée à l'accordabilité spectrale souhaitée.

qui conviendront le mieux compte tenu des propriétés désirées (tableau 2.1). Ainsi, les propriétés du Nd:GGG et du Nd:YLF, deux cristaux commerciaux, ont retenu notre attention et seront étudiés au chapitre 4.

TAB. 2.2 – Propriétés de quelques cristaux lasers.

Ion actif	Exemple de matériau	Longueurs d'onde laser ( $\mu\text{m}$ )	Longueurs d'onde de pompe ( $\mu\text{m}$ )	Durée de vie ( $\mu\text{s}$ )	Section efficace d'émission ( $10^{-20} \text{ cm}^2$ )	Section efficace d'absorption ( $10^{-20} \text{ cm}^2$ )
Ce <sup>3+</sup>	Ce:YLF	0,28-0,4			0,03	
Co <sup>2+</sup>	Co:MgF <sub>2</sub>	1,7-2,6	1,3-1,4	37	1,1	0,36
Cr <sup>2+</sup>	Cr:ZnSe	1,8-3,0	1,6-1,9	4-13	75-188	
Cr <sup>3+</sup>	Cr:LiSAF	0,76-1,01	0,55-0,75	67	5	4,5
Cr <sup>4+</sup>	Cr:Mg <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub>	1,16-1,34	1,064	3	14,4	1-2
Dy <sup>2+</sup>	Dy:CaF <sub>2</sub>	2,35	1,25, 1,62	40 000-50 000		
Er <sup>3+</sup>	Er:YSGG	0,5, 0,7, 0,85, 1,55, 1,77, 2,69-2,94	0,97, 0,79	1 300-2 000	2,6	0,64 (Er:Yb)
Eu <sup>3+</sup>	Eu:Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,61-0,62	0,53	870		
Ho <sup>3+</sup>	Ho:LiYF <sub>4</sub>	0,55, 0,75, 0,98, 1,4, 1,5, 2,36, 2,9	0,48, 0,51, 0,98	14 300	1-2	0,9
Nd <sup>3+</sup>	Nd:YAG	0,9, 1,06, 1,3, 1,8	0,81, 0,78	240	33	7
Ni <sup>2+</sup>	Ni:ZnSe	2,5-2,8	1,1-1,35, 1,9-2,1	106	8	
Pr <sup>3+</sup>	Pr:YLF	0,53, 0,6, 0,64, 0,69, 0,72, 0,996	0,44, 0,47, 0,48, 0,59	9-45, 160	2-28	0,8-2,4
Sm <sup>2+</sup>	Sm:CaF <sub>2</sub>	0,7-0,77	0,44-0,45, 0,6-0,65	1,4	40	300
Ti <sup>3+</sup>	Ti:Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,68-1,1	0,4-0,65	3,2	32	6
Tm <sup>3+</sup>	Tm:YVO <sub>4</sub>	0,45, 1,8-2,0, 2,35	0,78-0,79	2 500-2 700	5,6	3,5
U <sup>3+</sup>	U:CaF <sub>2</sub>	2,2-2,6	0,52-0,58, 1,12	140		
V <sup>2+</sup>	V:MgF <sub>2</sub>	1,12-1,26	0,83-0,91	2 300	0,8	
Yb <sup>3+</sup>	Yb:SFAP	1,047	0,89-0,91	1 260	7,3	8,6

### 2.3.4 Les effets thermiques

Il est nécessaire pour la suite de ce mémoire de comprendre les principes de base des effets limitant la puissance laser. Certains sont liés à la nature même du milieu à gain et ont pour origine les effets thermiques induits par l'absorption de la source de pompage.

En effet, durant le pompage optique le matériau laser s'échauffe et doit être refroidi. Le gradient de température dans le cristal induit initialement une dégradation de la qualité du faisceau laser et finalement, une fracture du milieu laser. Cet échauffement détermine la qualité du mode spatial du faisceau ainsi que la puissance laser maximale. La connaissance exacte des divers mécanismes de chauffage est donc importante et est discutée brièvement (une théorie plus détaillée sera développée ultérieurement).

Les trois principaux mécanismes de chauffage sont le défaut quantique, l'absorption des photons stimulés par les centres colorés ou les impuretés et les transitions non radiatives du niveau laser supérieur.

**Le défaut quantique,**<sup>4</sup> c.-à-d., la différence d'énergie relative entre les photons pompe et les photons laser s'écrit,  $\eta_S = (h\nu_p - h\nu_l)/h\nu_p = 1 - \lambda_p/\lambda_l$ , où  $\nu_l$  et  $\nu_p$  sont les fréquences du laser et de la pompe.

Pour un oscillateur laser sans pertes et à un niveau de pompage élevé, chaque photon pompe  $h\nu_p$  produit un photon laser d'énergie plus faible  $h\nu_l$ . La différence d'énergie  $h(\nu_p - \nu_l)$  dans la plupart des cas est convertie en quantité de chaleur. Donc, la puissance de chauffage minimale  $P_{th}$  due au défaut quantique est reliée à la puissance pompe absorbée par  $P_{th} = \eta_S P_{abs}$ .

**L'absorption du rayonnement laser due aux centres colorés ou aux impuretés dans le cristal.**<sup>5</sup> Des centres colorés permanents sont générés par de la lumière intense aux courtes longueurs d'onde dans le cristal. Ils absorbent dans une grande gamme jusqu'à la longueur d'onde laser. La puissance de chauffage supplémentaire due à l'absorption des centres colorés s'écrit  $P_{th} = P_p(1 - \exp(-\alpha_p l))(1 - R)$ , où  $R$  est le coefficient de réflexion du coupleur de sortie et  $\alpha_p$  le coefficient d'absorption (absorptivité) du milieu actif.

**Les transitions non radiatives du niveau d'énergie laser supérieur.** Ce mécanisme est décrit par l'efficacité quantique de fluorescence  $\eta_Q$ . L'efficacité quantique de fluorescence  $\eta_Q$  est définie

4. La dénomination est abusif car il s'agit d'un rapport et non d'une différence. Mais nous garderons le nom de cette quantité qui est largement répandu dans la littérature.

5. Un centre coloré est un défaut ponctuel chargé. Quand l'énergie d'excitation est transférée vers un tel centre coloré, elle peut être perdue, par exemple, par cascade non radiatives et donc générer de la chaleur.

par,  $\eta_Q = q_f/q_a$ , où  $q_f$  est le nombre total de quanta de fluorescence émis par seconde dans toutes les transitions émanants de l'état émetteur et  $q_a$  est le nombre de photons absorbés par seconde.

On peut aussi trouver quatre autres mécanismes d'échauffement moins importants qui sont (voir figure 2.7) :

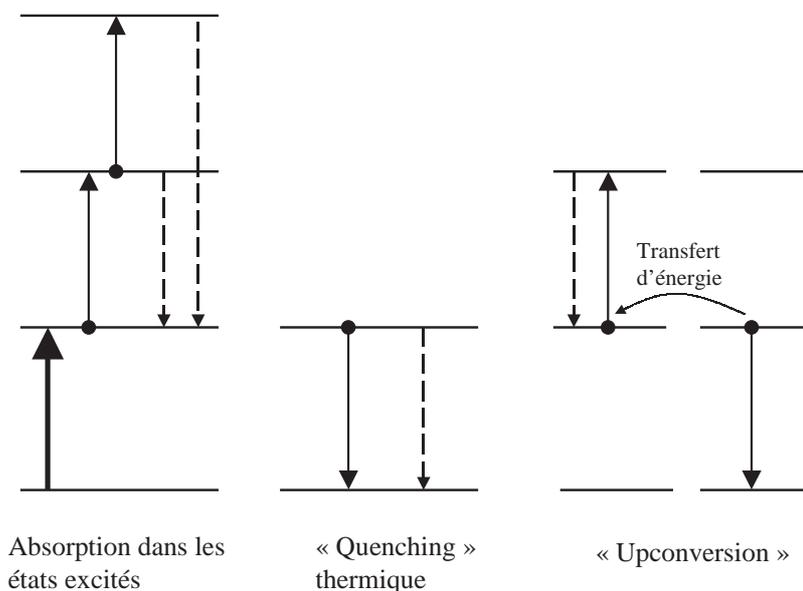


FIG. 2.7 – Représentation schématique de quelques sources de chaleur (indiquées par les flèches en pointillées). Le niveau le plus bas est l'état fondamental, le 2<sup>e</sup> représente le niveau laser métastable ou de pompage.

- l'absorption directe de la lumière à l'extérieure et à l'intérieure de la bande de pompage par les impuretés et les centres colorés ;
- l'excitation du niveau laser d'énergie supérieure vers des niveaux d'énergie plus élevés (bandes de pompage) par la lumière du laser pompe ou par les photons propres du laser (absorption dans les états excités) ;
- le « quenching » thermique, les transitions directes de photons partant du niveau laser d'énergie supérieure ;
- l'upconversion ou effet Auger fait intervenir deux ions proches qui transfèrent leur énergie. L'un part vers un niveau d'énergie supérieur alors que l'autre rejoint le niveau fondamental.

La température et la distribution de la température influencent les performances du laser. En effet, la différence de température dans le matériau entre le centre et la surface du cristal détermine

le maximum de charge thermique permise et donc le maximum de puissance laser disponible. Le gradient de température dans le matériau conduit à un effet de lentille durant le fonctionnement du laser et doit être pris en compte dans le dimensionnement de la cavité. Pour finir, la température moyenne absolue dans le milieu actif détermine la population des niveaux d'énergie laser.

Etudions maintenant d'un peu plus près, les deux dernières remarques.

Influence de la température.

La température du radiateur et l'échauffement dû à la puissance de la pompe déterminent la température moyenne du matériau laser. En général, le cristal doit fonctionner avec des températures les plus basses possibles (généralement on cherche tout au plus à travailler à température ambiante).

La température dans le milieu actif a plusieurs effets sur les propriétés optiques :

- La durée de vie des niveaux laser peut varier,
- une augmentation notable de la population du niveau laser inférieur apparaît pour les systèmes à quasi-trois niveaux (par exemple, l'efficacité du Nd:YAG, diminue avec l'augmentation de la température à cause de la distribution thermique non nul sur le niveau d'énergie laser inférieur),
- la section efficace varie et
- le centre de la fréquence se déplace.

La population du niveau laser inférieur, habituellement supposée nulle, se peuple thermiquement et peut s'écrire :

$$N_1 = \frac{N_0 \exp(-\Delta E/k_B T)}{\sum_{i=0}^n \exp(-\Delta E_i/k_B T)}, \quad (2.1)$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $\Delta E$  est la différence d'énergie entre le niveau d'énergie fondamental et le niveau d'énergie laser inférieur. Ainsi, plus  $N_1$  est grand, plus l'inversion de population, et donc la puissance laser diminuent. Or, comme nous travaillons sur les raies lasers situées à  $1,3 \mu\text{m}$ ,  $\Delta E$  est à peu près 20 fois plus grand que  $k_B T$  et le peuplement thermique reste négligeable. Néanmoins, l'efficacité de pompage diminue à cause du peuplement thermique des niveaux d'énergie immédiatement supérieurs à celui du fondamental (fig. 2.4). On appelle cet effet, le blanchiment du niveau fondamental et a été observé sur le Nd:YAG et le Nd:YLF [38].

Lentille thermique.

- La différence de température ( $T_m - T_0$ ) entre le centre et la surface du milieu laser entraîne

un effet de lentille. Trois effets contribuent à l'amplitude de la focale thermique :

- \* la déformation des faces avants du cristal par une dilatation longitudinale  $\alpha$ ,
- \* le gradient de température radial de l'indice de réfraction ( $dn/dT$ ) et,
- \* l'effet photoélastique ( $C_{r,\Phi}$ ).

$\alpha$ ,  $dn/dT$  et  $C_{r,\Phi}$  sont les quantités caractéristiques [30].

- La déformation de la surface du cristal, modélisée par le rayon de courbure  $R$ , produit une lentille épaisse (voir figure 2.8). Le rayon de courbure peut s'écrire  $R^{-1} = \alpha r_0 P_{th}/4k_c V$ ,

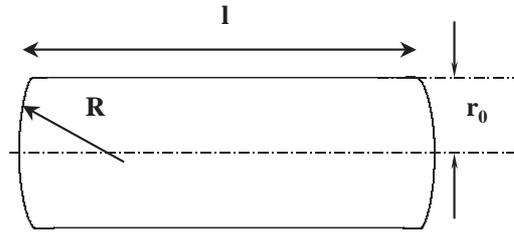


FIG. 2.8 – Cristal laser modélisé par une lentille épaisse.

où  $V = \pi r_0^2 l$ ,  $k_c$  est la conductivité thermique et  $P_{th}$  la puissance dissipée. La déformation longitudinale peut être négligée aussi longtemps que  $l \gg r_0$ .

A cause de la distribution de température, l'indice de réfraction du milieu actif devient dépendant de l'espace. En négligeant la dépendance en  $z$ , l'indice de réfraction au 1<sup>er</sup> ordre, peut s'écrire [39] :

$$n(r) = n - (dn/dT)(P_{th}/(4k_c V))r^2, \quad (2.2)$$

où l'on a supposé que la distribution de la quantité de chaleur est homogène.

- A l'ordre supérieur en  $n$ , les contraintes mécaniques dans les directions tangentielles  $\varphi$  et radiales  $r$  entraînent aussi, une variation de l'indice de réfraction proportionnelle à  $n^3$  qui est négligeable au 1<sup>er</sup> ordre.

Par exemple, la puissance dioptrique (inverse de la focale thermique) sous effet laser vaut, pour 5 W de puissance absorbée, moins de  $1 \text{ m}^{-1}$  pour le Nd:YLF [40] et environ  $7 \text{ m}^{-1}$  pour le Yb:YAG [41]. D'après l'article [42] la lentille thermique du Nd:YAG et du Nd:GSGG est d'un ordre de grandeur plus élevé que celle du Nd:YLF qui a une dispersion thermique négative.

En résumé, l'obtention d'une forte puissance laser est régie par les conditions suivantes :

- l'indice de réfraction  $n$  doit être le plus petit possible,
- la variation de  $n$  avec la température  $dn/dT$  doit être réduite le plus possible,
- la conductivité thermique  $k_c$  doit être la plus grande possible,
- le cristal doit être dur,
- la limite de fracture doit être élevée, c.-à-d. qu'en plus des conditions établies dans cette liste il faut également que le module d'Young  $E$  soit élevé,
- la dilatation thermique  $\alpha$  doit être faible.

Les effets de lentille thermique influenceront donc les performances de la puissance de sortie et la qualité du faisceau laser. Il faudra en tenir compte dans la construction des sources laser.

### 2.3.5 Expression simple de la puissance laser

Nous nous proposons dans cette section d'exprimer de manière simple la puissance laser. Elle nous permettra dans les chapitres suivants d'avoir une image claire des paramètres physiques qui limitent ses performances. Nous utilisons l'analyse bien connue de Rigrod [43] pour un système à quatre niveaux plongé dans un interféromètre de type Fabry Perot.

L'évolution spatiale de l'intensité à l'intérieure de la cavité s'écrit

$$\frac{dI_{\pm}}{dz} = \pm (g(z) - \alpha_0) I_{\pm}(z), \quad (2.3)$$

où  $g$  et  $\alpha_0$  représentent, respectivement, le gain saturé et les pertes linéiques. Le gain dépend de l'intensité totale *via* l'expression  $I(z) = I_+(z) + I_-(z)$ . Le gain saturé s'écrit alors

$$g(z) = \frac{g_0}{1 + I(z)/I_{sat}}, \quad (2.4)$$

où  $g_0$  est le gain non saturé et,

$$I_{sat} = h\nu_l / \sigma_e \tau_f \quad (2.5)$$

est l'intensité de saturation, avec  $\nu_l$  la fréquence laser,  $\sigma_e$  la section efficace d'émission induite et  $\tau_f$  la durée de vie du niveau laser métastable. Si le gain, les pertes et la transmission du miroir

de sortie ont une faible valeur, alors la variation spatiale de  $I_{\pm}$  est petite (comparé à la valeur moyenne), on peut écrire

$$I_+(z) \approx I_-(z) = I_{circ} \implies I(z) \approx 2I_{circ}, \quad (2.6)$$

où  $I_{circ}$  est l'intensité circulant dans la cavité ou le milieu laser. Le gain est alors indépendant de  $z$  pour un pompage uniforme et (2.4) devient

$$g(z) = \frac{g_0}{1 + 2I_{circ}(z)/I_{sat}}. \quad (2.7)$$

De l'expression (2.3), nous avons

$$I_+(z) = I_+(0) \exp(g - \alpha_0)z. \quad (2.8)$$

L'auto-consistance après un aller et retour dans la cavité conduit à l'expression :

$$I_{circ} \exp[(g - \alpha_0)2l] R_1 R_2 = I_{circ}, \quad (2.9)$$

où  $l$  est la longueur du milieu actif et  $R_{1,2}$  sont les deux coefficients de réflexion des miroirs de la cavité. La solution de cette équation est

$$g \cdot 2l = \alpha_0 \cdot 2l - \ln(R_1 R_2), \quad (2.10)$$

où le terme de gauche représente le gain sur un tour de cavité et le terme de droite, les pertes sur un aller et retour en incluant celles données par les miroirs laser. Si le gain excède le seuil, le gain doit saturer pour atteindre l'état stationnaire et nous avons

$$\begin{aligned} \frac{g_0}{1 + 2I_{circ}/I_{sat}} 2l &= \alpha_0 \cdot 2l - \ln(R_1 R_2), \\ I_{circ} &= \frac{I_{sat}}{2} \left( \frac{2g_0 l}{\alpha_0 \cdot 2l - \ln(R_1 R_2)} - 1 \right). \end{aligned} \quad (2.11)$$

Nous pouvons simplifier les notations en considérant :

- le gain en puissance sur un aller et retour :  $G_0 = g_0 \cdot 2l$ ,
- les pertes en puissance sur un aller et retour :  $L = \alpha_0 \cdot 2l$ ,
- la transmission des miroirs :  $T = -\ln(R_1 R_2) \sim T_1 + T_2 = T$  pour des coefficients de réflexion proches de 1.

Ainsi, l'intensité circulant dans la cavité peut se réécrire

$$I_{circ} = \frac{I_{sat}}{2} \left( \frac{G_0}{T+L} - 1 \right). \quad (2.12)$$

Pour des lasers typiques, il n'y a qu'un seul coupleur de sortie,  $R_1 = 1$  et  $T = T_2$ , d'où  $I_{laser} = TI_{circ}$ .

Si la surface (effective) du mode de la cavité laser est  $A$ , la puissance de sortie est  $P_{laser} = AI_{laser}$ , soit

$$P_{laser} = \frac{AI_{sat}T}{2} \left( \frac{G_0}{T+L} - 1 \right). \quad (2.13)$$

La condition de seuil laser est simplement  $G_0 \geq T + L$ . Au-dessus du seuil, la puissance laser augmente linéairement avec le gain. Rappelons que le gain  $G_0$  est proportionnel à la densité d'inversion de population :

$$G_0 = g_0 \cdot 2l = \sigma_e N \cdot 2l, \quad (2.14)$$

et que ce dernier l'est avec le taux de pompage  $T_P$  :

$$N = T_P \tau_f. \quad (2.15)$$

Ainsi, la puissance laser est proportionnel au taux de pompage au-dessus du seuil. Nous pouvons écrire le taux de pompage en fonction de la puissance absorbée en tenant compte de l'efficacité  $\eta_{laser}$  du niveau laser. Ce dernier est définie comme le rapport de la puissance émise à la longueur d'onde laser sur la puissance absorbée :

$$\eta_{laser} = \eta_Q \eta_{Stokes}, \quad (2.16)$$

où  $\eta_Q$  est l'efficacité quantique (voir § 2.3.4) et  $\eta_{Stokes}$  est égale à  $1 - \eta_S$  parfois définie, lui-même, dans la littérature comme le défaut quantique  $\eta_S$ . Le taux de pompage peut donc s'exprimer par l'expression suivante

$$T_P = \eta_{laser} \zeta_0 \frac{P_{abs}}{h\nu_l A l}, \quad (2.17)$$

où  $\zeta_0$  est l'efficacité du recouvrement spatial entre le mode du résonateur et le faisceau pompe (ou encore définie par la distribution du gain dans le milieu laser). Finalement, en réécrivant  $G_0$  (équ. 2.14) à partir des équations (2.15) et (2.17), nous en déduisons deux nouvelles expressions équivalentes de la puissance laser

$$P_{laser} = \frac{AI_{sat}T}{2} \left( \frac{2\eta_{laser}\zeta_0 P_{abs}}{(T+L) AI_{sat}} - 1 \right), \quad (2.18)$$

et

$$P_{laser} = S_e (P_{abs} - P_{seuil}), \quad (2.19)$$

avec l'efficacité de la pente  $S_e$ ,

$$S_e = \frac{T}{T + L} \eta_{laser} \zeta_0, \quad (2.20)$$

et, la puissance absorbée au seuil laser  $P_{seuil}$ ,

$$P_{seuil} = \frac{T + L}{2} \eta_{laser}^{-1} \frac{A}{\zeta_0} I_{sat}. \quad (2.21)$$

Avec les équations (2.19, 2.20 et 2.21) nous pouvons donner un ordre de grandeur de la puissance laser à 1322,6 nm.

A partir des résultats publiés par RAHLFF *et al.* [44], nous savons que l'on peut obtenir avec un laser Nd:YLF, 2,8 W à 1321 nm pour une puissance pompe de 15,5 W à 797 nm avec une configuration laser dite « slab » (le faisceau laser fait des zigzags dans le barreau alors que le volume du cristal est pompé entièrement). Le faisceau laser était multimode longitudinale avec une efficacité de pente  $\sim 24$  %.

Nous supposons les valeurs réalistes suivantes :

- $\zeta_0 = 1$ ,
- $A = \pi(w_{p0}^2 + w_{c0}^2)/2$ , avec
- le waist de la pompe  $w_{p0} = 100 \mu\text{m}$  est identique à celui de la cavité laser,
- la puissance absorbée est égale à  $P_{abs} = 15 \text{ W}$ ,
- $T = 0,02$  et  $L = 0,005$  et,
- les paramètres du Nd:YLF sont reportés au § 4.3.2 et notamment dans le tableau 4.6 page 65.

Après calculs, nous trouvons une expression (grossière) de la puissance laser à 1322,6 nm :  $P_{laser} \simeq 0,4(P_{abs} - 0,12) \approx 6 \text{ W}$  pour 15 W de puissance absorbée. Nous pouvons ainsi espérer obtenir plusieurs watts multimode à 1322,6 nm. En passant à un fonctionnement mono-fréquence, nous rajoutons des pertes dues aux éléments sélectifs : avec par exemple,  $L = 0,025$ , nous arrivons à  $\sim 3 \text{ W}$  de puissance monomode à 1322,6 nm pour le même niveau de pompage.

Nous verrons au chapitre 4 comment écrire la surface effective de recouvrement  $A/\zeta_0$ , ainsi que la puissance laser, modifiée par les effets thermiques et notamment, par le processus de recombinaison Auger.

## Chapitre 3

# Atome d'argent

Le présent chapitre étudie l'atome d'argent lorsqu'il est sondé par deux photons à 661,3 nm. Nous commencerons par présenter succinctement les propriétés des transitions à deux photons dont le formalisme fut développé par GRYNBERG *et al.* [45]. Le taux de transition à deux photons sera évalué par les codes de COWAN qui calculent les forces d'oscillateur pour les transitions dipolaires ou quadripolaires électriques. Ce calcul a déjà été effectué dans notre laboratoire par GUÉRANDEL [46], mais il est utile de préciser explicitement les signes des éléments de matrices réduites dipolaires électriques et la contribution dominante des niveaux relais sur la détermination du taux de transition. Par ailleurs, toujours grâce aux codes de COWAN, la durée de vie de l'état métastable qui se relaxe par une transition quadripolaire électrique (E2) sera évaluée plus rigoureusement. En effet, ce temps de vie fut estimé initialement par une simple extrapolation en utilisant la durée de vie (0,11 s) de la transition à deux photons  $5d^{10}6s^2S_{1/2} - 5d^96s^2^2D_{5/2}$  de l'ion mercure  $Hg^+$  [3].<sup>1</sup> Pour clore ce chapitre, nous déterminerons l'ordre de grandeur de la puissance laser nécessaire, pour exciter un nombre suffisant d'atomes d'argent dans une expérience de jet atomique.

### 3.1 Structure électronique

L'atome d'argent comme le cuivre et l'or, a un électron  $ns$  à l'extérieur des couches remplies dans l'état fondamental. Il est précédé dans le tableau périodique des éléments par l'atome de Pd ; la couche 4d est complètement remplie. Ainsi, seul l'électron 5s est aisément excitable. Le spectre, étudié depuis plus de cinquante ans, peut être divisé en deux parties. Il ressemble complètement aux

---

1. Les effets systématiques pour les transitions à deux photons ont été étudiés dans [46].

spectres des éléments alcalins pour les configurations  $4d^{10}nl$ , alors que les configurations  $4d^9 5snl$  ( $n \geq 5$ ) font apparaître une structure plus complexe comportant des niveaux métastables ( $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2}$  et  $4d^9 5s5p \ ^4F_{9/2}$ ) ainsi que des niveaux autoionisants (figure 3.1). En outre, l'électron manquant dans la couche 4d et l'interaction des termes  $4d^{10}5p \ ^2P_{1/2,3/2}$ ,  $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2,3/2}$  (perturbation des séries [47]) provoque une inversion des doublets de la structure fine.

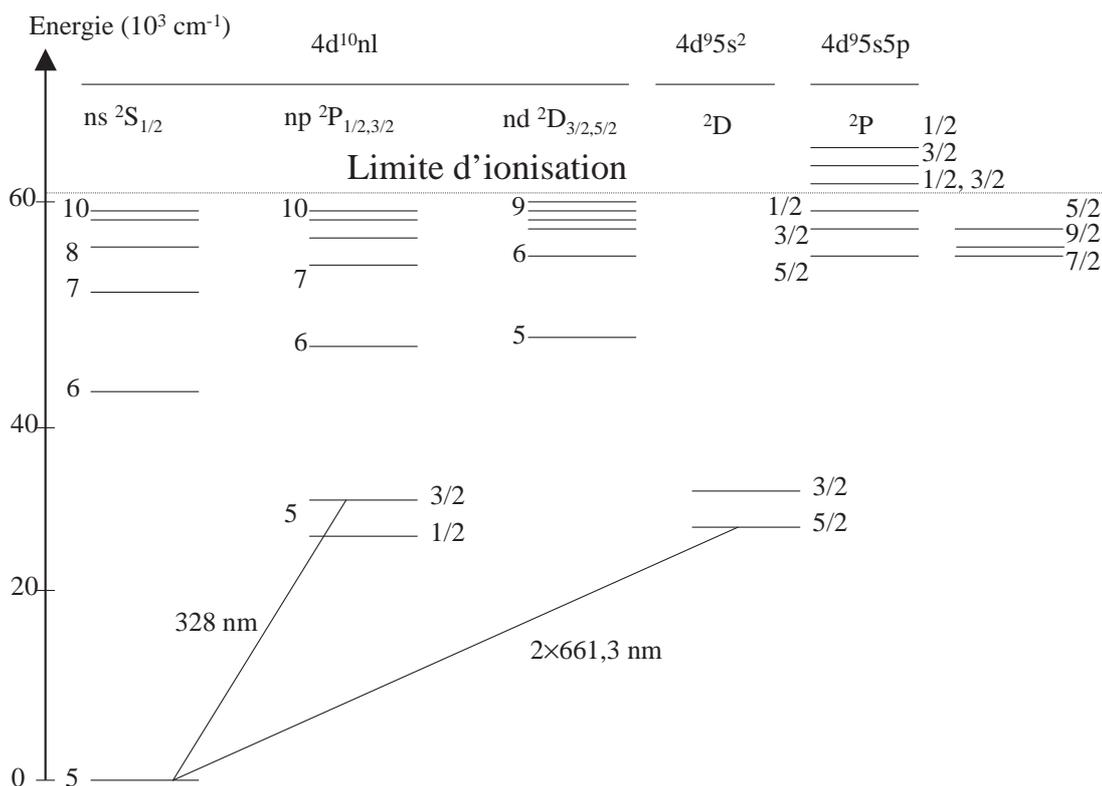


FIG. 3.1 – Diagramme d'énergie de l'atome d'argent divisé en deux parties : une pour le remplissage complet de la couche 4d dont le spectre optique est identique à celui d'un alcalin et une partie plus complexe avec un trou dans la couche 4d.

En ce qui concerne les configurations  $4d^{10}nl$ , toutes les expériences confirment les calculs théoriques [48, 49] sur les principales raies d'absorption dans le visible et l'ultraviolet. Quant à la configuration  $4d^9 5s^2$ , sa structure hyperfine a été mesurée pour chaque terme [50, 51]. Les niveaux d'énergie de la configuration  $4d^9 5s5p$  ont d'abord été analysés par MARTIN et SUGAR [52, 53] à partir des données de SHENSTONE [54], puis par JOHANSEN et LINCKE [55] et BROWN et GINTER [56], mais les éléments de matrice et les sections efficaces d'excitation ne sont pas connus.

## 3.2 Expression du taux de transition à deux photons

Cette section découle essentiellement des travaux de GRYNBERG [45]. Elle permet de familiariser le lecteur sur la notion du taux de transition à deux photons et les outils de la physique atomique utilisés dans sa détermination : on trouve par exemple, les éléments de matrice réduite, les symboles  $3j$  et  $6j$ . Néanmoins, en première lecture on pourra uniquement considérer les relations 3.30 à 3.33 qui donnent les expressions des taux de transition entre deux niveaux fins ou deux niveaux hyperfins.

### 3.2.1 Expression générale du taux de transition

Soit un atome placé dans une onde stationnaire polarisée parfaitement monochromatique de fréquence  $\omega$ . Nous allons négliger le processus d'absorption de deux photons arrivant dans le même sens, c.-à-d., que l'on ne considérera pas le fond Doppler. Les deux ondes se propageant en sens inverse ont la même polarisation et la même puissance. Considérons donc la transition à deux photons entre l'état fondamental  $|g\rangle$  et l'état excité  $|e\rangle$  avec  $E_e - E_g = \hbar\omega_{ge}$ . On suppose ce processus dominant, avec un petit désaccord énergétique :<sup>2</sup>

$$2\delta\omega = 2\omega - \omega_{ge}. \quad (3.1)$$

Les autres transitions à un seul photon entre  $|g\rangle$  et les autres niveaux excités  $|r\rangle$ , d'énergie  $E_r = E_g + \hbar\omega_{gr}$ , sont supposées être loins de la résonance, donc le défaut d'énergie

$$\Delta\omega_r = \omega - \omega_{gr} \quad (3.2)$$

est grand. On peut négliger le taux de relaxation  $\Gamma_r$  et le déplacement Doppler  $\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{v}$ , par rapport au défaut d'énergie  $|\Delta\omega_r|$  dans les niveaux intermédiaires.

Nous pouvons alors introduire l'opérateur transition à deux photons [45]:

$$Q_{\epsilon\epsilon} = D_\epsilon \frac{1}{\hbar\omega - \mathcal{H}_0} D_\epsilon \quad (3.3)$$

où  $\mathcal{H}_0$  est le hamiltonien de l'atome libre en l'absence d'émission spontanée,  $D_\epsilon = \mathbf{D} \cdot \boldsymbol{\epsilon}$  ( $\boldsymbol{\epsilon}$  est le vecteur polarisation et  $\mathbf{D}$  est l'opérateur dipolaire électrique).

---

2. Le principe de la spectroscopie d'absorption à deux photons sans élargissement Doppler n'est pas rappelé ici. L'étude détaillée est présentée dans la thèse de G. Grynberg [45].

La probabilité de transition  $\Gamma_{ge}$  entre  $g$  et  $e$  par unité de temps produit par l'absorption d'un photon sur chaque onde progressive, s'écrit :

$$\Gamma_{ge} = \frac{4E^4}{\hbar^2} |\langle e | Q_{ee} | g \rangle|^2 \frac{\Gamma_e}{4\delta\omega^2 + \Gamma_e^2/4}, \quad (3.4)$$

où  $1/\Gamma_e$  est la durée de vie du niveau d'arrivée  $|e\rangle$ ,  $2E$  est l'amplitude du champ électrique de l'onde qui est reliée à la puissance par la relation  $P/S = 2\epsilon_0 c E^2$ . Le nombre de photons  $n$  par unité de volume dans les deux faisceaux permet de relier la densité d'énergie volumique à la puissance  $P$  de l'onde propagative :

$$n\hbar\omega = \frac{P}{Sc}, \quad (3.5)$$

ce qui nous permet de réécrire  $\Gamma_{ge}$  :

$$\Gamma_{ge} = \frac{n^2\omega^2}{\epsilon_0^2} |\langle e | Q_{ee} | g \rangle|^2 \frac{\Gamma_e}{4\delta\omega^2 + \Gamma_e^2/4}. \quad (3.6)$$

Soit  $|\gamma_{ge}|^2 = |\langle e | Q_{ee} | g \rangle|^2$  la quantité sans dimension déterminée numériquement à partir des codes de COWAN. A résonance la probabilité de transition s'écrit :

$$\Gamma_{ge}(0) = \frac{n^2\omega^2}{\epsilon_0^2} |\langle e | Q_{ee} | g \rangle|^2 \frac{4}{\Gamma_e} = \frac{n^2\omega^2}{\epsilon_0^2} |\gamma_{ge}|^2 \frac{4}{\Gamma_e}. \quad (3.7)$$

nous désirons à présent travailler uniquement avec les unités atomiques. Il y a deux raisons à cela. (1) Ce sont les unités les plus naturelles lorsque l'on fait de la physique atomique et (2) les codes de COWAN les utilisent ce qui facilite le calcul de  $|\gamma_{ge}|^2$ . Précisons un peu plus clairement ce système d'unités.

On définit le système d'unités atomiques (u.a.) en posant  $\hbar = m = e = 4\pi\epsilon_0 = 1$ . Ainsi, les unités pour les autres quantités physiques sont formées par des combinaisons convenables de  $\hbar$ ,  $m$ , et  $e$ . En unités atomiques, les unités de longueur et d'énergie sont les plus importantes. Elles sont appelées respectivement le Bohr ( $a_0$ ) et le Hartree ( $H$ ). Les expressions pour l'énergie et la longueur peuvent généralement s'exprimer en termes de  $H$  ou de  $a_0$  et par des puissances de la constante de structure fine  $\alpha$ .

De cette manière, les éléments de matrice s'expriment en unités atomiques du moment dipolaire électrique  $-ea_0$ , et les énergies qui apparaîtront au dénominateur s'expriment en unités atomiques

d'énergie  $2hcR_\infty = m_e c^2 \alpha^2$ . Avec  $I^2 = (P/S)^2 = (n\hbar\omega c)^2$  nous pouvons écrire le taux de transition à deux photons en unités atomiques :

$$\begin{aligned}\Gamma_{ge}(0) &= \frac{n^2 \omega^2}{\epsilon_0^2} \left( \frac{e^2 a_0^2}{m_e c^2 \alpha^2} \right)^2 |\gamma_{ge}|^2 \frac{4}{\Gamma_e} \\ &= \left( \frac{4\pi a_0^2}{m_e c^2 \alpha} \right)^2 I^2 |\gamma_{ge}|^2 \frac{4}{\Gamma_e} = (5,89 \cdot 10^{-5})^2 I^2 |\gamma_{ge}|^2 \frac{4}{\Gamma_e}.\end{aligned}\quad (3.8)$$

Nous devons dériver l'expression de l'opérateur transition à deux photons afin d'arriver à une expression générale mais directement utilisable pour calculer le taux de transition de l'atome d'argent.

### 3.2.2 Etude de l'opérateur transition à deux photons

Soit l'opérateur

$$Q_{\epsilon_1 \epsilon_2} = \mathbf{D} \cdot \epsilon_1 \frac{1}{\hbar\omega - \mathcal{H}_0} \mathbf{D} \cdot \epsilon_2 \quad (3.9)$$

Dans le cas qui nous intéresse les fréquences aller et retour seront toujours les mêmes.

$$Q_{\epsilon_1 \epsilon_2}^S = \frac{1}{2} (Q_{\epsilon_1 \epsilon_2} + Q_{\epsilon_2 \epsilon_1}) \quad (3.10)$$

Les opérateurs  $Q_{\epsilon_1 \epsilon_2}^S$  forment un ensemble d'opérateur tensoriel de rang inférieur ou égale à deux. Ce sont des opérateurs symétriques,  $Q_{\epsilon_1 \epsilon_2}^S = Q_{\epsilon_2 \epsilon_1}^S$ , ils se décomposent uniquement sur des opérateurs de rang 0 et 2. On peut trouver ce résultat en introduisant les composantes standard  $Q_q^k$  de cet ensemble d'opérateurs définis par :

$$Q_q^k = \sum_{q_1 q_2} \langle kq | 11q_1 q_2 \rangle D_{q_1} \frac{1}{\hbar\omega - \mathcal{H}_0} D_{q_2} \quad (3.11)$$

$D_{q_1}$  et  $D_{q_2}$  étant les composantes standard de  $\mathbf{D}$ . On peut inverser cette relation :

$$D_{q_1} \frac{1}{\hbar\omega - \mathcal{H}_0} D_{q_2} = \sum_{kq} \langle kq | 11q_1 q_2 \rangle Q_q^k \quad (k = 0, 1 \text{ ou } 2) \quad (3.12)$$

La décomposition de  $Q_{\epsilon_1 \epsilon_2}^S$  en fonction des composantes standards de  $\mathbf{D}$  ne fait intervenir que des expressions symétriques du type :

$$D_{q_1} \frac{1}{\hbar\omega - \mathcal{H}_0} D_{q_2} + D_{q_2} \frac{1}{\hbar\omega - \mathcal{H}_0} D_{q_1} \quad (3.13)$$

En utilisant un développement identique à celui de la formule (3.12), on trouve :

$$\begin{aligned} & D_{q_1} \frac{1}{\hbar\omega - \mathcal{H}_0} D_{q_2} + D_{q_2} \frac{1}{\hbar\omega - \mathcal{H}_0} D_{q_1} \\ &= \sum_{kq} (\langle kq | 11q_1 q_2 \rangle + \langle kq | 11q_2 q_1 \rangle) Q_q^k \end{aligned} \quad (3.14)$$

or  $\langle kq | 11q_1 q_2 \rangle = (-)^k \langle kq | 11q_2 q_1 \rangle$ , ce qui prouve<sup>3</sup> qu'il n'y a pas de tenseur de rang 1 dans le développement de  $Q_{\epsilon_1 \epsilon_2}^S$  :

$$Q_{\epsilon_1 \epsilon_2}^S = \sum_q a_q^2 Q_q^2 + a_0^0 Q_0^0. \quad (3.15)$$

On peut voir que dans la plupart des cas, on aura à la fois un opérateur de rang 2 et un opérateur de rang 0 dans la décomposition de  $Q_{\epsilon_1 \epsilon_2}^S$ .<sup>4</sup> Mais l'opérateur que l'on utilisera expérimentalement sera la réduction de cet opérateur  $Q_{\epsilon_1 \epsilon_2}^S$  entre les deux niveaux extrêmes de la transition à deux photons. Cet opérateur  ${}^{\alpha\beta}Q_{\epsilon_1 \epsilon_2}^S$  est défini par :

$${}^{\alpha\beta}Q_{\epsilon_1 \epsilon_2}^S = P(\alpha J_\alpha) Q_{\epsilon_1 \epsilon_2}^S P(\beta J_\beta) \quad (3.16)$$

où  $P(\alpha J_\alpha)$  et  $P(\beta J_\beta)$  sont les projecteurs sur les sous-espaces définis par les nombres quantiques  $\alpha$  et  $J_\alpha$  d'une part et  $\beta$  et  $J_\beta$  de l'autre.

Si les moments cinétiques des niveaux fondamentaux et excités sont différents ( $J_\alpha \neq J_\beta$ ), l'opérateur isotrope ne pourra coupler ces niveaux :

$$J_\alpha \neq J_\beta \implies {}^{\alpha\beta}Q_{\epsilon_1 \epsilon_2}^S \text{ est de rang 2.} \quad (3.17)$$

3. Rappelons que :

$$\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | j_1 j_2 j m \rangle = (-)^{j_1 + j_2 - j} \langle j_2 j_1 m_2 m_1 | j_2 j_1 j m \rangle = (-)^{-j_1 + j_2 - m} [j]^{1/2} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ m_1 & m_2 & -m \end{pmatrix}.$$

4. Par exemple, pour des polarisations excitatrices  $\pi$ , on a :

$$a_q^2 = \sqrt{\frac{2}{3}} \delta_{q0} \text{ et } a_0^0 = -\sqrt{\frac{1}{3}}.$$

Si les moments cinétiques des deux niveaux considérés sont égaux et inférieurs à 1/2, seul l'opérateur isotrope pourra les coupler :

$$J_\alpha = J_\beta = 0 \text{ ou } 1/2 \implies {}^{\alpha\beta}Q_{\epsilon_1\epsilon_2}^S \text{ est de rang } 0. \quad (3.18)$$

Les conclusions (3.17) et (3.18) sont absolument générales et ne dépendent pas du choix des polarisations excitatrices.

L'opérateur transition à deux photons  ${}^{\alpha\beta}Q_{\epsilon_1\epsilon_2}^S$  peut être séparé entre les niveaux  $\alpha$  et  $\beta$  par une partie radiale  $\langle \alpha || Q || \beta \rangle$  et une partie angulaire. Une telle décomposition se fait en utilisant les opérateurs  $T_q^k(\alpha J_\alpha, \beta J_\beta)$  définis par :

$$T_q^k(\alpha J_\alpha, \beta J_\beta) = \sum_{m_\alpha m_\beta} (-)^{J_\beta - m_\beta} \langle J_\alpha J_\beta m_\alpha - m_\beta | kq \rangle |\alpha J_\alpha m_\alpha\rangle \langle \beta J_\beta m_\beta|. \quad (3.19)$$

Ces opérateurs forment une base tensorielle irréductible, donc la décomposition de  $Q_{\epsilon_1\epsilon_2}^S$  sur ces opérateurs est unique. On trouve :

$$Q_{\epsilon_1\epsilon_2}^S = \sum_{\alpha\beta} {}^{\alpha\beta}Q_{\epsilon_1\epsilon_2}^S \quad (3.20)$$

et<sup>5</sup>

$${}^{\alpha\beta}Q_{\epsilon_1\epsilon_2}^S = \sum_{k=0,2} \sum_q [k]^{-\frac{1}{2}} \langle \alpha J_\alpha || Q^k || \beta J_\beta \rangle a_q^k T_q^k(\alpha J_\alpha, \beta J_\beta), \quad (3.21)$$

où l'on utilise la notation  $[J] = 2J + 1$  et  $[J, K] = (2J + 1)(2K + 1)$ .

Faisons maintenant le calcul des intensités des raies d'absorption à champ magnétique nul et en supposant que le niveau fondamental est non polarisé.

A résonance, l'intensité de la raie fine<sup>6</sup> est égale à :

$$\Gamma_{J_g \rightarrow J_e}(0) = \frac{4n_1 n_2 \omega^2}{\epsilon_0^2 \Gamma_e} \overline{Q}_{\epsilon_1\epsilon_2}^S \quad (3.22)$$

5. La preuve de cette relation est expliquée dans la thèse de Grynberg (p. 52).

6. Probabilité par unité de temps.

avec<sup>7</sup>

$$\overline{Q}_{\epsilon_1\epsilon_2}^S = \frac{1}{2J_g + 1} \sum_{m_g m_e} |\langle eJ_e m_e | {}^{eg}Q_{\epsilon_1\epsilon_2}^S | gJ_g m_g \rangle|^2. \quad (3.23)$$

En utilisant la décomposition (3.21) de  ${}^{eg}Q_{\epsilon_1\epsilon_2}^S$ , nous obtenons :

$$\begin{aligned} \overline{Q}_{\epsilon_1\epsilon_2}^S &= \frac{1}{2J_g + 1} \sum_{\substack{k=0,2 \\ k'=0,2 \\ qq'}} [k, k']^{-\frac{1}{2}} \langle eJ_e || Q^k || gJ_g \rangle \langle eJ_e || Q^{k'} || gJ_g \rangle^* a_q^k a_{q'}^{k'*} \times \\ &\times \sum_{m_g m_e} \langle J_e J_g m_e - m_g | kq \rangle \langle k' q' | J_e J_g m_e - m_g \rangle \end{aligned} \quad (3.24)$$

En appliquant la relation d'orthogonalité des Clebsch-Gordan, nous arrivons au résultat suivant :

$$\overline{Q}_{\epsilon_1\epsilon_2}^S = \frac{1}{2J_g + 1} \sum_{k=0,2} [k]^{-1} |\langle eJ_e || Q^k || gJ_g \rangle|^2 \left( \sum_q |a_q^k|^2 \right). \quad (3.25)$$

On peut remarquer que si  ${}^{eg}Q_{\epsilon_1\epsilon_2}^S$  a un rang défini, alors la formule (3.25) assure une séparation complète entre la partie excitation lumineuse  $\left( \sum_q |a_q^k|^2 \right)$  et la partie atomique (élément de matrice réduit).

Voyons maintenant les relations que l'on peut trouver en fonction des éléments de matrice du dipôle électrique. Pour cela, nous calculons les éléments de matrice de  $Q_q^k$  en utilisant la relation (3.11) :

$$\begin{aligned} &\langle J_e m_e | Q_q^k | J_g m_g \rangle \\ &= \sum_{q_1 q_2} \langle kq | 11q_1 q_2 \rangle \sum_r \langle J_e m_e | D_{q_1} | J_r m_r \rangle \frac{1}{\hbar(\omega - \omega_r)} \langle J_r m_r | D_{q_2} | J_g m_g \rangle. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Appliquons le théorème de Wigner-Eckart<sup>8</sup> aux opérateurs  $Q_q^k$ ,  $D_{q_1}$  et  $D_{q_2}$  :

7. La probabilité d'exciter un ensemble d'atomes initialement non polarisé est égale à :

$$\overline{\Gamma}_g = \frac{1}{2J_g + 1} \sum_{m_g} \Gamma_{gm_g}.$$

8.  $\langle \alpha J_\alpha m_\alpha | T_q^k | \beta J_\beta \rangle = (-)^{J_\alpha - m_\alpha} \langle \alpha J_\alpha || T_q^k || \beta J_\beta \rangle \begin{pmatrix} J_\alpha & k & J_\beta \\ -m_\alpha & q & \beta \end{pmatrix}.$

$$\begin{aligned} \langle eJ_e \| Q^k \| gJ_g \rangle (-)^{J_e - m_e} \begin{pmatrix} J_e & k & J_g \\ -m_e & q & m_g \end{pmatrix} &= \sum_{rJ_r} \frac{[k]^{-\frac{1}{2}}}{\hbar(\omega - \omega_r)} \langle eJ_e \| D \| rJ_r \rangle \langle rJ_r \| D \| gJ_g \rangle \times \\ &\times \sum_{q_1 q_2 m_r} (-)^q \begin{pmatrix} k & 1 & 1 \\ -q & q_1 & q_2 \end{pmatrix} (-)^{J_e - m_e} \begin{pmatrix} J_e & 1 & J_r \\ -m_e & q_1 & m_r \end{pmatrix} (-)^{J_r - m_r} \begin{pmatrix} J_r & 1 & J_g \\ -m_r & q_2 & m_g \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.27)$$

En utilisant une des relations fondamentales<sup>9</sup> des symboles 6j de Wigner, on trouve :

$$\frac{\langle eJ_e \| Q^k \| gJ_g \rangle}{\sqrt{2k+1}} = (-)^{J_g + J_e + k} \sum_{r, J_r} \frac{\langle eJ_e \| D \| rJ_r \rangle \langle rJ_r \| D \| gJ_g \rangle}{\hbar(\omega - \omega_r)} \begin{Bmatrix} J_e & J_g & k \\ 1 & 1 & J_r \end{Bmatrix}. \quad (3.28)$$

Exprimons de façon compacte la probabilité de transition. On suppose que l'opérateur  ${}^{eg}Q_{\epsilon_1 \epsilon_2}^S$  est soit isotrope, soit quadripolaire ( $k=0$  ou  $2$ ). Puisque nous étudions l'absorption par une seule onde progressive, la formule (3.22) doit être remplacée par :

$$\Gamma_{J_g \rightarrow J_e}(0) = \frac{n^2 \omega^2}{\epsilon_0^2 \Gamma_e} \bar{Q}_{\epsilon_1 \epsilon_2} \quad (3.29)$$

A partir des formules (3.25), (3.28) et (3.29), nous déduisons :

$$\Gamma_{J_g \rightarrow J_e}(0) = \frac{n^2 \omega^2}{\epsilon_0^2 \Gamma_e} \frac{1}{2J_g + 1} \left| \sum_r \frac{\langle eJ_e \| D \| rJ_r \rangle \langle rJ_r \| D \| gJ_g \rangle}{\hbar(\omega - \omega_r)} \begin{Bmatrix} J_e & J_g & k \\ 1 & 1 & J_r \end{Bmatrix} \right|^2 \sum_q |a_q^2|^2 \quad (3.30)$$

et

$$|\gamma_{J_g \rightarrow J_e}|^2 = \frac{1}{2J_g + 1} \left| \sum_r \frac{\langle eJ_e \| D \| rJ_r \rangle \langle rJ_r \| D \| gJ_g \rangle}{\hbar(\omega - \omega_r)} \begin{Bmatrix} J_e & J_g & k \\ 1 & 1 & J_r \end{Bmatrix} \right|^2 \sum_q |a_q^2|^2. \quad (3.31)$$

Pour une polarisation linéaire, la partie polarisation s'écrit,

$$\begin{aligned} &9. \sum_{v_1 v_2 v_3} (-)^{l_1 + l_2 + l_3 + v_1 + v_2 + v_3} \begin{pmatrix} j_1 & l_2 & l_3 \\ m_1 & v_2 & -v_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_1 & j_2 & l_3 \\ -v_1 & m_2 & v_3 \end{pmatrix} \times \\ &\times \begin{pmatrix} l_1 & l_2 & j_3 \\ v_1 & -v_2 & m_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ l_1 & l_2 & l_3 \end{Bmatrix}. \end{aligned}$$

$$\sum_q |a_q^2|^2 = \frac{2}{3}. \quad (3.32)$$

Pour obtenir les taux de transition entre les niveaux hyperfins, il suffit de remplacer  $J$  par  $F$  dans l'opérateur de transition à deux photons et d'appliquer le théorème de Wigner-Eckart. En faisant cela, nous arrivons à :<sup>10</sup>

$$\Gamma_{F_g \rightarrow F_e}(0) = \frac{[F_g, F_e]}{[I]} \left\{ \begin{array}{ccc} J_e & 2 & J_g \\ F_g & I & F_e \end{array} \right\}^2 \Gamma_{J_g \rightarrow J_e}(0) \quad (3.33)$$

et qui vérifie la relation de fermeture :

$$\sum_{F_g} \Gamma_{F_g \rightarrow F_e}(0) = \Gamma_{J_g \rightarrow J_e}(0). \quad (3.34)$$

D'après les propriétés du symbole 6j données en (3.31), les règles de sélection pour les transitions entre niveaux de structure fine sont :

$$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2, \quad \text{et} \quad J_g + J_e \geq 2. \quad (3.35)$$

De la même manière, les règles de sélection pour les transitions hyperfines sont :

$$\Delta F = 0, \pm 1, \pm 2, \quad \text{et} \quad F_g + F_e \geq 2. \quad (3.36)$$

Finalement, l'expression (3.31), dont les éléments de matrice sont calculés numériquement, et l'expression (3.8) permettent de déterminer le taux de transition par unité de seconde à deux photons ( $k=2$ ).

### 3.3 Les codes de COWAN

Les codes de COWAN développés par R.D. COWAN au Los Alamos National Laboratory fournissent quatre programmes (RCN, RCN2, RCG et RCE) qui calculent les structures et les spectres atomiques par la méthode de la « superposition des configurations » [57]. Ces codes résolvent

10. Nous utilisons la notation condensée :  $[J_a, J_b, J_c, \dots] = (2J_a + 1)(2J_b + 1)(2J_c + 1) \dots$

l'équation de Schrödinger pour un atome à plusieurs électrons en utilisant un schéma multi-configurationnel qui est développé et approximé, les corrections relativistes étant traités par perturbation. Les solutions propres sont utilisées pour évaluer les probabilités de transitions radiatives de type dipolaires et quadripolaires électriques, ainsi que les transitions dipolaires magnétiques.

## Théorie.

**Le hamiltonien.** Pour un atome à  $N$  électrons de charge nucléaire  $z_0$ , le hamiltonien s'écrit

$$\begin{aligned} H &= H_{cin} + H_{e-nuc} + H_{e-e} + H_{s-o} \\ &= -\sum_i \nabla_i^2 - \sum_i \frac{2z_0}{r_i} + \sum_{i>j} \frac{2}{r_{ij}} + \sum_i \zeta_i(r_i) \vec{l}_i \cdot \vec{s}_i \end{aligned} \quad (3.37)$$

en unités atomiques avec  $r_i$  la distance du  $i^e$  électron par rapport au noyau et  $r_{ij} = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$ . La fonction  $\zeta_i(R) = \frac{\alpha^2}{2} \left\langle \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \right\rangle$  est le terme de spin-orbite avec  $\alpha$  la constante de structure fine et  $V$  le potentiel moyen provenant du champ du noyau et des autres électrons.

**Fonctions de base.** La fonction d'onde multi-électronique est développée en termes de spineurs de Pauli à un électron  $\phi_i(\vec{x})$  qui sont en retour séparés en parties radiale, angulaire et de spin :

$$\phi_i(\vec{x}) = \frac{1}{r} P_{n_i l_i}(r) Y_{l_i m_i}(\theta, \varphi) \chi_{m_{s_i}}(\sigma) \quad (3.38)$$

Ainsi, les bases des fonctions d'onde multiélectroniques (antisymétriques) sont les déterminants de Slater

$$\Phi = \begin{vmatrix} \phi_1(\vec{x}_1) & \cdot & \phi_1(\vec{x}_N) \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \phi_N(\vec{x}_1) & \cdot & \phi_N(\vec{x}_N) \end{vmatrix} \quad (3.39)$$

En pratique, les combinaisons linéaires de telles fonctions (associées à de simples configurations) sont états propres dans un schéma de couplage approprié et forment les états de base pour des développements multi-configurationnels.

**Eléments de matrice.** Les éléments de matrice du hamiltonien entre les fonctions  $\Phi$  peuvent être réduits à des termes à un et deux électrons, ainsi pour les états  $B$  et  $B'$

$$\langle B | H | B' \rangle = E_{av} \delta_{BB'} + \sum_{ijk} [f_k F^k(l_i l_j) + g_k G^k(l_i l_j)] + \sum_i d_i \zeta(l_i) \quad (3.40)$$

où  $E_{av}$  est l'énergie du champ central. En pratique, de modestes ajustements d'échelles *ad hoc* sont appliqués à  $F$ ,  $G$  et  $d$ , car certaines configurations provenant du développement multi-configurationnel sont omises.

**Schémas de couplage.** Les calculs sont réalisés dans le schéma de couplage intermédiaire. Un choix de nomenclatures est possible lorsque l'on fixe les nombres quantiques angulaires comme identificateurs des états propres numériques du couplage intermédiaire. Puisque seuls, les observables du moment angulaire total et la parité commutent avec le hamiltonien, les autres nombres quantiques sont approximés. Le schéma de couplage intermédiaire consiste alors à utiliser, soit le schéma de couplage LS quand les termes électrostatiques dominent, soit le schéma de couplage jj quand les termes relativistes dominent à leur tour.

**Calcul de  $P_{n_i l_i}(r)$ .** La fonction d'onde radiale est obtenue comme solution de

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} + \frac{l_i(l_i + 1)}{r^2} + V_i(r) \right] P_i(r) = \varepsilon_i P_i(r) \quad (3.41)$$

où  $V_i$  est le potentiel central que subit le  $i^e$  électron.

## Étapes du programme.

**RCN.** Il calcule les fonctions d'onde radiales (liées ou libres) pour chaque configuration électronique spécifiée par l'utilisateur en utilisant la méthode de Hartree Fock relativiste.<sup>11</sup> En sortie et pour chaque configuration, nous récupérons l'énergie du centre de gravité ( $E_{av}$ ) ainsi que les intégrales radiales d'interaction coulombienne ( $F^k$  et  $G^k$ ) et de spin-orbite ( $\zeta$ ) nécessaires pour calculer les niveaux d'énergie de la configuration.

**RCN2.** Il utilise les fonctions d'onde de RCN pour calculer les intégrales radiales ( $R^k$ ) entre deux configurations : intégrales de recouvrement, intégrales d'interaction coulombienne entre deux configurations, intégrales d'interaction spin-orbite et intégrales radiales dipolaires électriques et/ou quadripolaires électriques.

**RCG.** Il prépare les matrices d'énergie pour toutes les valeurs possibles du moment angulaire total ; il diagonalise ces matrices pour obtenir les valeurs propres (niveaux d'énergie) et les vecteurs propres (fonctions d'onde multi-configurations ou couplage intermédiaire qui expriment toutes

11. Nous devons d'après [57] considérer les effets relativistes lorsque  $Z \geq 30$ .

les représentations possibles des moments angulaires). Il calcule les spectres M1 (dipolaires magnétiques), E2 et/ou E1, avec les longueurs d'onde, les forces d'oscillateur, les probabilités de transitions radiatives, et les durées de vie radiatives.

**RCE.** Il est utilisé pour augmenter la précision des résultats. Pour cela, il modifie les paramètres énergétiques radiaux calculés *ab initio*  $E_{av}$ ,  $F^k$ ,  $G^k$ ,  $\zeta$ , et  $R^k$  par itérations successives selon une méthode d'ajustement par moindres carrés sur des niveaux énergétiques expérimentaux. Les nouveaux paramètres sont alors réinsérés dans la boucle de calcul RCG.

Lors de la détermination du taux de transition à deux photons de 661,3 nm, nous devons prendre en compte l'ensemble des niveaux relais appartenant aux configurations  $4d^{10}$  et  $4d^9$ . En effet, bien que le niveau relais  $5p^2P_{3/2}$  soit dix fois plus important que les autres niveaux relais, il présente une force d'oscillateur très faible pour la transition  $^2P_{3/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$ . De plus, il surestime, s'il était le seul niveau relais pris en compte, la valeur du taux de transition d'un facteur 3 à 4.

Selon les indications énoncées par Guérandel [46], nous devons utiliser un modèle faisant intervenir les configurations interagissantes  $4d^{10}ns$ ,  $4d^95s^2$ ,  $4d^95p^2$  ( $n=5, \dots, 10$ ) d'une part et  $4d^{10}np$ ,  $4d^95snp$  ( $n=5, \dots, 10$ ) d'autre part. En outre, selon les recommandations de [57] les paramètres de Slater (paramètres énergétiques d'interaction spin-orbite) sont multipliés par un facteur d'échelle (dans le cas d'un atome neutre). Puisque nous n'avons pas utilisé un potentiel modèle pour décrire la polarisation du coeur, nous ferons, selon ZHANKUI *et al* [58], une sous-estimation de 30 % de l'élément de matrice dipolaire électrique.

Notons aussi que dans les cas favorables, les forces d'oscillateurs et les probabilités de transition sont précises à 10 % ou mieux (dépendant de la méthode utilisée). Dans beaucoup de cas cependant, particulièrement pour les atomes neutres ayant des configurations complexes, les erreurs peuvent être plus grandes (de 50 à 100 % ou même de un à plusieurs ordres de grandeurs). Les erreurs ont pour cause des « effets d'annulation » provenant d'interférences destructives qui ont pour effet qu'une raie faible le soit encore plus, ou même qu'une raie intense disparaisse. Il est alors utile dans les calculs numériques (codes de COWAN) d'évaluer un facteur d'annulation CF [57] qui mesure pour chaque transition dipolaire entre deux configurations, le degré de ces interférences destructives.

Finalement, les codes de COWAN nous donneront les forces de transitions dipolaires électriques,  $S = |\langle e || D || r \rangle|^2$  exprimées en unité de  $(ea_0)^2$  à partir des forces d'oscillateurs pondérées,  $gf = [J] f_{ij} = 3,0376 \cdot 10^{-6} \sigma S$  où  $\sigma = \sigma_{ij} = (E_i - E_j) / hc$  est exprimé en  $\text{cm}^{-1}$ .

### 3.4 Calcul de la durée de vie du niveau métastable ${}^2D_{5/2}$

La probabilité de transition (quadripolaire) radiative entre l'état fondamental  $4d^{10}5s\ {}^2S_{1/2}$  et l'état métastable  $4d^95s^2\ {}^2D_{5/2}$  est donnée par [47] :

$$\begin{aligned} a_{E_2} &= \frac{64\pi^6 (e^2 a_0^4) \sigma^5}{15h} \sum_q |\langle \gamma J M | Q_q^2 | \gamma' J' M' \rangle|^2 \\ &= \frac{64\pi^6 (e^2 a_0^2)^2 \sigma^5}{15h} \sum_q \begin{pmatrix} J & 2 & J' \\ -M & q & M \end{pmatrix}^2 |\langle \gamma J || Q_q^2 || \gamma' J' \rangle|^2, \end{aligned} \quad (3.42)$$

où  $Q_q^2$  est l'opérateur quadripolaire électrique. Les codes de COWAN calculent la probabilité radiative généralisée de la transition quadripolaire :

$$gA_{E_2} = [J'] \sum_M a_{E_2} = \frac{64\pi^6 (e a_0^2) \sigma^5}{h} |\langle \gamma J || Q_q^2 || \gamma' J' \rangle|^2 \quad (3.43)$$

$$= 1,1199 \times 10^{-22} \sigma^5 |\langle \gamma J || Q_q^2 || \gamma' J' \rangle|^2 \quad (\text{sec}^{-1}). \quad (3.44)$$

Ainsi, un calcul plus rigoureux donné par les codes de COWAN fournit une nouvelle estimation de la largeur naturelle de la raie  $4d^95s^2\ {}^2D_{5/2}$ , on trouve :

$$\Gamma_e = A_{E_2} \simeq 1Hz, \quad (3.45)$$

soit une durée de vie d'approximativement 0,2 s. Nous avons utilisé pour cela les mêmes configurations interagissantes que celles utilisées pour la détermination du taux de transition à deux photons (voir § précédent). De plus, un facteur d'échelle de 80% pour les intégrales  $F^k$ ,  $G^k$  et  $R^k$  était appliqué comme l'indique BIÉMONT *et al.* dans [59]. Nous devons cependant resté prudent sur le résultat qui doit être considéré comme un ordre de grandeur. En effet, nous n'avons pas pris en compte la polarisation du coeur ainsi que l'ajustement des valeurs propres calculées sur les niveaux d'énergie observés (RCE).

### 3.5 Calcul du taux de transition à deux photons de 661,3 nm

Les codes de COWAN pour les configurations interagissantes indiquées au § 3.3 donnent en sortie la valeur des forces d'oscillateur généralisées  $gf \propto \sigma S$  (voir fin du § 3.3). Le tableau 3.1 retranscrit la valeur des forces de raie  $S$  et les rapports  $S_{gr}^{1/2} S_{re}^{1/2} / \hbar (\omega - \omega_r)$  associées à chaque niveau relais permis ( $J = 3/2$ ).

Ainsi, en faisant la somme au carré de ces rapports et en utilisant la formule (3.8) nous arrivons à une estimation du taux de transition à deux photons à résonance [46] :

$$\Gamma_{\frac{1}{2}\frac{5}{2}}(0) = 2,81 \times 10^{-9} \left( \frac{P}{S} \right)^2 \frac{1}{\Gamma_e}. \quad (3.46)$$

On peut voir du tableau 3.1 que le niveau intermédiaire  $5p^2 P_{3/2}$  contribue à 53 % du taux de transition alors que les termes  $6p^2 P_{3/2}$  à  $10p^2 P_{3/2}$  ont une influence très faible.

Les niveaux relais des configurations  $5snp$  ( $n=5..10$ ) ont une action négative sur le niveau  $5p^2 P_{3/2}$  et participe à environ 50 % du taux de transition. Mentionnons notamment que dans les configurations  $5snp$ , les niveaux autoionisants  $5snp(^3D) P_{3/2}$  sont prépondérants. En résumé, seul deux niveaux relais contribuent de manière significative au calcul du taux de transition, à savoir : le niveau  $5p^2 P_{3/2}$  et le niveau autoionisant  $5s5p(^3D) P_{3/2}$ .

Les taux de transition à résonance entre les niveaux hyperfins permis ( $0 \rightarrow 2$ ,  $1 \rightarrow 2$  et  $1 \rightarrow 3$ ) sont donnés par la formule (3.33), nous trouvons :

$$\begin{aligned} \Gamma_{02}(0) &= \frac{1}{4} \Gamma_{\frac{1}{2}\frac{5}{2}}(0) \\ \Gamma_{12}(0) &= \frac{1}{6} \Gamma_{\frac{1}{2}\frac{5}{2}}(0) \\ \Gamma_{13}(0) &= \frac{7}{12} \Gamma_{\frac{1}{2}\frac{5}{2}}(0) \end{aligned} \quad (3.47)$$

Les intensités relatives hyperfines s'obtiennent en calculant pour chaque raie la formule donnée en (3.33). On trouve que les intensités sont dans le rapport  $I_{02} : I_{12} : I_{13} = 3 : 2 : 7$  pour chaque isotope de l'atome d'argent ( $^{107}\text{Ag}$  et  $^{109}\text{Ag}$ ).

**Intensité de saturation et nombre de métastables créés en configuration jet atomique** Nous voulons maintenant montrer qu'à partir du taux de transition, l'intensité laser peut difficilement saturer la transition. De plus, nous visons environ un milliard de métastables créés par seconde dans un jet d'atomes d'argent. Pour arriver à ce résultat nous chercherons la puissance laser nécessaire.

TAB. 3.1 – Résultats des codes de COWAN. La colonne « Rapports » exprimé en unité S.I. représente le rapport (voir équ. 3.31) du produit des éléments de matrice réduite pour un niveau relais liant l'état fondamental et le niveau métastable par le désaccord énergétique associé.

Niveaux relais	Matrices réduites en ( $ea_0$ )		Rapports en S.I.
	$\langle r \parallel J = 3/2 \rangle$	$\langle g \parallel D \parallel r \rangle = S_{gr}^{1/2}$	$\langle r \parallel D \parallel e \rangle = S_{re}^{1/2}$
5p <sup>2</sup> P	3,82	0,59	$-1,76 \times 10^{-35}$
6p <sup>2</sup> P	0,32	0,27	$-2,72 \times 10^{-37}$
7p <sup>2</sup> P	0,048	0,19	$-2,43 \times 10^{-38}$
8p <sup>2</sup> P	0,041	0,16	$-1,63 \times 10^{-38}$
9p <sup>2</sup> P	-0,013	0,13	$4,06 \times 10^{-39}$
10p <sup>2</sup> P	-0,0085	0,099	$1,98 \times 10^{-39}$
5s5p( <sup>3</sup> D) <sup>4</sup> P	-0,53	-0,14	$1,90 \times 10^{-37}$
5s5p( <sup>3</sup> D) <sup>4</sup> F	0,044	-0,0026	$2,74 \times 10^{-40}$
5s5p( <sup>1</sup> D) <sup>2</sup> P	-1,33	-0,32	$9,1 \times 10^{-37}$
5s5p( <sup>1</sup> D) <sup>2</sup> P	-1,25	-0,16	$4,26 \times 10^{-37}$
5s5p( <sup>3</sup> D) <sup>2</sup> P	-1,04	4,33	$7,92 \times 10^{-36}$
5s6p( <sup>3</sup> D) <sup>4</sup> P	-0,39	0,41	$2,28 \times 10^{-37}$
5s6p( <sup>3</sup> D) <sup>2</sup> P	-0,59	1,21	$9,86 \times 10^{-37}$
5s6p( <sup>3</sup> D) <sup>4</sup> F	-0,043	0,024	$1,40 \times 10^{-39}$
5s6p( <sup>1</sup> D) <sup>2</sup> P	-0,47	0,074	$4,54 \times 10^{-38}$
5s7p( <sup>3</sup> D) <sup>2</sup> P	-0,24	0,54	$1,69 \times 10^{-37}$
5s7p( <sup>3</sup> D) <sup>2</sup> P	-0,21	0,48	$1,29 \times 10^{-37}$
5s7p( <sup>3</sup> D) <sup>4</sup> F	0,0014	-0,03	$5,19 \times 10^{-41}$
5s7p( <sup>1</sup> D) <sup>2</sup> P	-0,15	-0,14	$-2,51 \times 10^{-38}$
5s8p( <sup>3</sup> D) <sup>2</sup> P	-0,33	0,50	$2,07 \times 10^{-37}$
5s8p( <sup>3</sup> D) <sup>2</sup> P	-0,29	0,45	$1,61 \times 10^{-37}$
5s8p( <sup>3</sup> D) <sup>4</sup> F	-0,046	0,048	$2,63 \times 10^{-39}$
5s8p( <sup>3</sup> D) <sup>4</sup> F	0,0088	-0,02	$2,10 \times 10^{-40}$
5s8p( <sup>1</sup> D) <sup>2</sup> P	-0,12	-0,05	$-6,9 \times 10^{-39}$
5s9p( <sup>3</sup> D) <sup>2</sup> P	-0,084	0,038	$3,95 \times 10^{-39}$
5s9p( <sup>3</sup> D) <sup>4</sup> P	0,23	-0,36	$1,00 \times 10^{-37}$
5s9p( <sup>3</sup> D) <sup>4</sup> F	-0,009	-0,002	$-2,11 \times 10^{-41}$
5s9p( <sup>1</sup> D) <sup>2</sup> P	-0,09	-0,03	$-3,06 \times 10^{-39}$
5s10p( <sup>3</sup> D) <sup>2</sup> P	-0,29	0,39	$1,38 \times 10^{-37}$
5s10p( <sup>3</sup> D) <sup>4</sup> P	0,17	-0,23	$4,69 \times 10^{-38}$
5s10p( <sup>3</sup> D) <sup>4</sup> F	-0,009	0,002	$2,08 \times 10^{-41}$
5s10p( <sup>1</sup> D) <sup>2</sup> P	-0,07	-0,02	$-1,57 \times 10^{-39}$

En pratique, on ne s'attend pas à observer une transition ayant une largeur naturelle, mais plutôt une transition élargie à cause du temps de transit. Nous fixons alors  $\Gamma_e$  en prenant un élargissement typique [46] de  $\Gamma_e/2\pi = 1$  kHz.

Une intensité laser trop élevée peut saturer la transition provoquant un élargissement des raies d'absorption. Il y a saturation lorsque le taux d'excitation depuis le niveau fondamental est égal au taux de retombée à partir du niveau métastable :  $\Gamma_{ge}(0) = \Gamma_e$ . Nous avons calculé à résonance  $\Gamma_{02}(0) = 7,025 \times 10^{-10} I^2/\Gamma_e$ , on trouve donc une intensité de saturation égale à :

$$I_{sat} = 23,7 \text{ kW cm}^{-2}. \quad (3.48)$$

Avec une puissance laser de 0,5 W dont le faisceau est focalisé, le waist est de 0,2 mm, nous obtenons une intensité laser 60 fois plus petite que l'intensité de saturation :  $I_{sat} \simeq 60 \cdot I_l$ . On peut donc négliger l'intensité de saturation. Par contre, lorsque les atomes d'argent sont refroidis et piégés, la largeur  $\Gamma_e$  devient proche de la largeur naturelle : avec  $\Gamma_e = 10$  Hz, l'intensité de saturation de la transition est cette fois, 10 fois plus petite que l'intensité laser évoquée plus haut. La transition s'élargit alors à forte puissance. En outre, compte tenu de la valeur importante de  $I_{sat}$  [relation (3.48)], nous devons nous assurer que l'on crée suffisamment de métastables.

Les atomes sont excités par deux faisceaux de waist  $w_0$  et d'intensité :

$$I_l = I_0 \exp \left[ -\frac{2r^2}{w_0^2} \right] \quad (3.49)$$

où  $r$  est la distance radiale à l'axe de propagation du faisceau laser. Avec une puissance laser  $P_l$  et un waist de  $w_0 = 0,2$  mm, on a une intensité d'excitation  $I_0 = 2P_l/\pi w_0^2$  W/cm<sup>2</sup> que l'on cherche déterminer. Soit  $N$  le nombre d'atomes par unité de volume en interaction avec le faisceau laser sur une longueur  $L = 1$  m (longueur d'interaction). D'après [46], nous prenons la valeur réaliste :  $N = 7 \times 10^{11}$  atomes/m<sup>3</sup>. Le nombre d'atomes excités par unité de temps vaut :

$$NL \int_0^{+\infty} 2\pi r dr \cdot \Gamma_{02}(0) = NL \int_0^{+\infty} 2\pi r dr \cdot 7,025 \times 10^{-10} \frac{1}{\Gamma_e} I_0^2 \exp \left[ -\frac{4r^2}{w_0^2} \right] \quad (3.50)$$

où dans l'expression  $\Gamma_{02}(0)$ , on a :  $(P/S)^2 = I_0^2 \exp(-4r^2/w_0^2)$ . L'intégration conduit à :

$$7,025 \times 10^{-10} \frac{1}{\Gamma_e} 2\sqrt{\pi} NL w_0 I_0^2 = 10^9. \quad (3.51)$$

Nous en déduisons que l'intensité d'excitation vaut  $I_0 \simeq 4 \times 10^6$  W/m<sup>2</sup> et que la puissance laser doit être égale à :

$$P_l \simeq 0,3 \text{ W}. \quad (3.52)$$

Finalement, le but de cette thèse est de concevoir deux types de laser à solide pompé par diode, le premier fournissant plusieurs centaines de milliwatts monomode à 661,3 nm et, ceci afin de créer suffisamment de métastables dans une expérience de jet atomique. Le second concerne le refroidissement à 328 nm pour arriver à piéger plusieurs millions d'atomes d'argent (voir la référence 60), nous avons également besoin de plusieurs centaines de milliwatts à 656 nm.

## Chapitre 4

# Propriétés du Nd:GGG et du Nd:YLF

Le but de la thèse est le développement de deux types de lasers à l'état solide pompés par diode pour bénéficier de leurs stabilités intrinsèques. Une de ces sources fonctionnant à 1322,6 nm devra après doublage exciter la transition d'horloge de l'atome d'argent par un processus à deux photons de 661,3 nm. La deuxième source laser à 1312 nm permettra, après quadruplage de sa fréquence (328 nm), de refroidir les atomes d'argent afin de profiter de la faible largeur naturelle de la transition à deux photons. Les cristaux lasers que nous avons identifiés, pour générer ces longueurs d'onde, sont le Nd:GGG et le Nd:YLF.

Comme nous l'avons décrit dans le premier chapitre, les propriétés d'émission des matériaux lasers à solides dérivent essentiellement de la structure électronique de l'ion actif. La matrice dans laquelle ces ions sont placés a un effet secondaire sur la structure électronique, occasionnant un éclatement, un élargissement et un déplacement des niveaux d'énergie. Dans les matériaux lasers solides, les ions néodymes sont les plus utilisés parmi les ions terres rares, puisque leur luminescence est relativement élevée quand ils sont pompés dans le visible ou le proche infrarouge. De plus, les bandes d'absorption situées à 790 nm et 810 nm sont aisément accessibles par le pompage des diodes lasers en AlGaAs. Ces milieux à gain peuvent fournir des faisceaux lasers de puissance efficace pour les transitions localisées autour de 946, 1064 et 1320 nm. Pour notre part, nous allons nous intéresser essentiellement à la dernière de ces transitions lasers : la transition  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ .

Nous commencerons cette section par étudier la modification de la structure du niveau d'énergie de l'ion  $\text{Nd}^{3+}$  lorsqu'il est placé dans les différentes matrices hôtes. Ce chapitre passe ensuite en revue les caractéristiques spectroscopiques, optiques, mécaniques et thermiques du Nd:GGG, du

Nd:YLF et du Nd:YAG pour comparaison. La connaissance de ces propriétés permettra alors de concevoir les configurations lasers les mieux adaptées à nos exigences.

## 4.1 Propriétés de l'ion $\text{Nd}^{3+}$

La plupart des schémas de niveau laser des matériaux dopés avec des ions néodymes trivalents forment des systèmes à quatre niveaux (voir figure 2.4). Les ions  $\text{Nd}^{3+}$  dans l'état fondamental peuvent être excités par des sources de pompage dans le proche infrarouge, par exemple avec les diodes lasers AlGaAs, sur les niveaux d'énergie  ${}^4\text{F}_{7/2}$  ( $\sim 734\text{ nm}$ – $760\text{ nm}$ ) ou  ${}^4\text{F}_{5/2}$  ( $\sim 792\text{ nm}$ – $822\text{ nm}$ ). La transition non radiative rapide ( $\sim 0,1\text{ ns}$ ) de ces niveaux se relaxe sur le niveau d'énergie métastable  ${}^4\text{F}_{3/2}$ . La durée de vie des électrons sur ce niveau métastable varie selon la matrice et la densité de dopant, mais demeure typiquement de l'ordre de 30 à 500  $\mu\text{s}$ .

Les quatre relaxations radiatives possibles partant du niveau  ${}^4\text{F}_{3/2}$  fluorescent approximativement à 946 nm, 1064 nm, 1320 nm et 1833 nm. Elles correspondent aux niveaux laser (inférieurs)  ${}^4\text{I}_{9/2}$ ,  ${}^4\text{I}_{11/2}$  et  ${}^4\text{I}_{13/2}$ , respectivement. Il y a alors une relaxation rapide des phonons du niveau laser vers le niveau fondamental  ${}^4\text{I}_{9/2}$ .

Si les électrons thermiques ne peuplent pas trop le niveau laser inférieur, alors l'émission stimulée est possible quand le pompage induit une inversion de population. Les raies étroites d'absorption et d'émission des ions  $\text{Nd}^{3+}$  donnent lieu à des sections efficaces d'absorption et d'émission relativement grandes, de l'ordre de  $1\text{--}10 \times 10^{-19}\text{ cm}^2$  dans chaque cas. L'effet laser est ainsi efficace.

La première démonstration de l'émission laser dans le Nd:YAG concernait la transition à 1064 nm [61]. C'est la transition la plus exploitée du fait de sa nature (système à 4 niveaux) et son efficacité de branchement élevée du niveau métastable  ${}^4\text{F}_{3/2}$  ( $\sim 0,5$ ). Elle est devenue la norme dans la plupart des systèmes lasers de forte puissance avec des applications innombrables.

La seconde transition la plus probable est celle à 1,3  $\mu\text{m}$ . Elle a une efficacité de branchement et une section efficace d'émission stimulée qui varient énormément avec le matériau hôte. Par exemple, dans le Nd:YVO<sub>4</sub> le rapport de branchement<sup>1</sup> est de 42 %, alors que dans le Nd:YAG et le Nd:YLF, il est de 22 % [62]. Par contre, la section efficace d'émission du Nd:YVO<sub>4</sub> est environ 6

1. Le rapport de branchement de la  $j^{\text{e}}$  raie d'émission  $\beta_j$  est définie par,  $\beta_j = (\text{Nombre de photons rayonnant dans la } j^{\text{e}} \text{ raie d'émission})/(\text{Nombre total de photons qui rayonnent})$ . D'autre part, notons que le rapport de branchement sert pour la fluorescence tandis que la section efficace d'émission est utile pour l'émission stimulée.

fois plus élevée que celle du Nd:YAG et est un ordre de grandeur plus grande que celle du Nd:GGG et du Nd:YLF [39]. C'est pourquoi, lorsque l'on veut travailler à  $1,3 \mu\text{m}$  il est souvent préférable d'utiliser le Nd:YVO<sub>4</sub>.<sup>2</sup> Des efficacités de pente et des seuils identiques à la transition à 1064 nm ont été démontrés dans des matériaux avec des efficacités de branchement élevées [21].

La troisième transition laser à 946 nm se termine sur le sous-niveau supérieur de l'état fondamental [9], ce qui en fait un système laser quasi-trois niveaux. Le refroidissement du cristal réduit la population thermique dans le sous-niveau supérieur en diminuant les pertes par réabsorption et le seuil laser. L'éclatement du niveau  $^4I_{9/2}$  est le principal facteur dans la détermination des performances laser de ce niveau. Par exemple, dans le Nd:YAG, le sous-niveau supérieur est  $848 \text{ cm}^{-1}$  au-dessus du niveau fondamental et l'effet laser a été démontrée avec une efficacité de pente de 33 % [63]. Pour le Nd:YLF où la transition laser est située autour de 900 nm, le rapport de branchement est égal à 20,1 % [62]. Le sous-niveau supérieur est  $528 \text{ cm}^{-1}$  au-dessus du niveau fondamental. L'émission laser en régime continu à 903 et à 908 nm a été démontrée par SPIEKERMANN et LAURELL [64] avec 0,58 et 1,06 W de puissance, respectivement.

Mentionnons en passant, que la transition laser  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  de gain très faible émettant autour de  $1,8 \mu\text{m}$  a un rapport de branchement égale à seulement 0,3 % pour le Nd:YLF. Néanmoins, cette transition a été démontrée dans le Nd:YAG à 1833 nm en dessous de la température ambiante [65], cette transition est généralement ignorée car d'autres ions actifs (par exemple, Tm<sup>3+</sup>) ont des transitions plus intenses dans cette région spectrale.

Bien que ces quatre transitions soient les plus représentatives du niveau  $^4F_{3/2}$ , des transitions sur des sous-niveaux différents peuvent aussi donner lieu à l'effet laser si l'on utilise des éléments sélectifs en longueur d'onde, tel que des étalons. A ce jour, plus de 20 transitions laser ont été explorées sur le Nd:YAG [66–68]. Elles sont écrites dans le tableau 4.1. Notons qu'à température ambiante la raie principale ( $1,06 \mu\text{m}$ ) des cristaux Nd est élargie de manière homogène par l'intermédiaire des vibrations du réseau activé thermiquement.

---

2. Rappelons que le Nd:YVO<sub>4</sub> n'émet pas aux longueurs d'onde souhaitées pour l'atome d'argent.

TAB. 4.1 – *Rapports de branchement et sections efficaces d'émission stimulée des transitions de fluorescence du Nd:YAG à température ambiante d'après la réf. 67.*

$\lambda$ (nm)	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	Transition	$\Delta\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\sigma$ (10 <sup>-20</sup> cm <sup>2</sup> )	$\beta$
869,0	11504	$R_2Z_1$	13	4,2	0,033
875,4	11420	$R_1Z_1$	10	1,1	0,013
879,2	11372	$R_2Z_2$	18	1,3	0,017
884,4	11304	$R_2Z_3$	19	4,2	0,036
885,8	11286	$R_1Z_2$	19	3,5	0,066
891,1	11219	$R_1Z_3$	10	2,4	0,040
893,4	11190	$R_2Z_4$	31	0,5	0,004
900,0	11108	$R_1Z_4$	31	1,2	0,037
938,6	10651	$R_2Z_5$	10	4,8	0,030
946,1	10567	$R_1Z_5$	9	5,1	0,040
1052,13	9502	$R_2Y_1$	5	15,1	0,042
1055,05	9475	$R_2Y_2$	5	1,1	0,006
1061,58	9422	$R_1Y_1$	4	22,8	0,079
1064,18	9394	$R_2Y_3$	5	45,8	0,135
1064,55	9391	$R_1Y_2$	5	8,1	0,030
1068,26	9358	$R_2Y_4$	10	6,7	0,036
1073,85	9310	$R_1Y_3$	4	16,3	0,061
1078,0	9274	$R_1Y_4$	9	4,6	0,045
1105,42	9044	$R_2Y_5$	20	2,0	0,02
1112,12	8989	$R_2Y_6$	14	3,6	0,025
1115,95	8959	$R_1Y_5$	16	2,9	0,034
1122,7	8905	$R_1Y_6$	13	3,0	0,030
1318,8	7581	$R_2X_1$	6	8,7	0,018
1320,0	7574	$R_2X_2$	6	1,9	0,004
1333,8	7495	$R_1X_1$	6	3,0	0,009
1335,0	7489	$R_1X_2$	6	3,4	0,009
1338,2	7471	$R_2X_3$	6	9,2	0,021
1341,0	7455	$R_2X_4$	9	3,5	0,011
1353,6	7386	$R_1X_3$	7	1,4	0,005
1356,4	7370	$R_1X_4$	8	4,4	0,0175
1414,0	7070	$R_2X_6$	15	3,3	0,016
1430,8	6987	$R_1X_6$	15	2,3	0,0145
1444,0	6923	$R_1X_7$	10	3,4	0,0162

## 4.2 Historique du Nd:GGG et du Nd:YLF

La suite du chapitre concerne l'étude des caractéristiques de l'ion  $\text{Nd}^{3+}$  dans les matrices de GGG (grenat de gallium et de gadolinium) et de YLF (fluorure de lithium et d'yttrium). Chacun de ces ions dopants  $\text{Nd}^{3+}$  insérés dans la matrice modifie la valeur des niveaux d'énergie selon le champ cristallin. Nous faisons un bref rappel historique du développement de ces milieux à gain.

**Le Nd:GGG** Les propriétés de croissance excellente du GGG en grosses boules, ainsi que sa qualité optique élevée en font un bon hôte pour les ions de terres rares [69]. L'effet laser a été reporté en 1964 par GEUSIC *et al.* [70] et les données spectrales des niveaux d'énergie du Nd:GGG ont été relevés par DESHAZER et RANON en 1973 [71]. La dispersion de l'indice de réfraction du Nd:GGG, calculée à partir des équations de Sellmeier, a été déterminée par DESHAZER [69]. L'hôte GGG est dur, de bonne qualité optique et a une conductivité thermique élevée. De plus, la structure cubique du GGG favorise une largeur de raie de fluorescence étroite, résultant dans un gain élevé et un seuil faible pour l'opération laser. Dans le Nd:GGG, puisque le néodyme trivalent se substitue à l'yttrium de même valence, la compensation de charge n'est pas nécessaire. Le  $\text{Gd}_2\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  pur est un cristal optiquement isotrope possédant une structure cubique de grenats. Dans ce cristal, environ 1 % des ions  $\text{Y}^{3+}$  sont substitués par des  $\text{Nd}^{3+}$ . Les rayons des deux ions de terres rares diffèrent d'environ 3 %. Avec l'addition d'une plus grande quantité de néodyme le réseau du GGG peut être sérieusement distordue.

Il fut particulièrement intéressant, comme une alternative au Nd:YAG, pour réaliser un oscillateur maître à verrouillage de mode. Il peut aussi être utilisé dans une chaîne d'amplificateur de Nd:verre multi-kilojoule. En effet, la longueur d'onde laser ( $1,0622 \mu\text{m}$ ) s'adapte quasiment parfaitement au maximum de la courbe de gain du verre laser ED-2 [72] ( $1,0623 \mu\text{m}$ ). Ceci représente une augmentation de 6 % de l'efficacité de l'amplificateur [69]. Tout comme le Nd:YAG, le Nd:GGG peut être utilisé pour réaliser soit un laser unidirectionnel, monolithique en anneau [73] (très stable en fréquence mais d'accordabilité limité), soit un laser semi-monolithique dans lequel l'on peut accorder davantage la longueur d'onde [74].

**Le Nd:YLF** Le cristal de Nd:YLiF<sub>4</sub> a été découvert en 1969 [75] et a été initialement pressenti pour remplacer le Nd:CaWO<sub>4</sub>. Le Nd:YLF a montré des propriétés supérieures au Nd:YAG dans le pompage par lampe grâce à son temps de vie plus long. Toutefois, le coût élevé et la disponibilité limitée dans l'obtention de grandes pièces conduit à une utilisation modérée du laser Nd:YLF. Avec

les LESPD, nous n'avons pas besoin de grandes pièces. Le Nd:YLF apparaît supérieur au Nd:YAG pour le pompage par diode dans la plupart des applications où sa biréfringence naturelle n'est pas un problème puisque les pertes par dépolarisation y sont négligeables. Néanmoins, le principal défi dans l'obtention d'une puissance élevée avec le Nd:YLF concerne le seuil de fracture thermique qui est 5 fois plus petit que celui du Nd:YAG [76]. Il démontre en outre quelques avantages spécifiques.

1. La durée de vie du niveau excité conduit à des impulsions en régime déclenché plus énergétique.
2. La largeur de raie plus grande donne un plus grand nombre de modes dans l'opération en régime déclenché, résultant dans une meilleure stabilité de l'énergie des impulsions.
3. Les effets thermiques étant réduits, ils engendrent une performance plus grande (dans une gamme de puissance multi-watt). En effet, la biréfringence naturelle domine complètement la biréfringence induite thermiquement, éliminant ainsi la dépolarisation. Un laser 40 W TEM<sub>00</sub> à 1047 nm a été démontré [77] et la faible lentille thermique a été mesurée pour les deux polarisations [78].
4. Une des raies laser (1,321  $\mu\text{m}$ ) domine fortement dans la fenêtre à 1,3  $\mu\text{m}$  des fibres optiques, au lieu des deux raies du Nd:YAG à 1,319  $\mu\text{m}$  et à 1,338  $\mu\text{m}$ .
5. A 1,0  $\mu\text{m}$  comme à 1,3  $\mu\text{m}$ , il y a deux longueurs d'onde disponibles, qui peuvent être sélectionnées facilement, en plaçant par exemple, un élément polarisant dans le résonateur.

Le tableau 4.2 donne les principales transitions lasers à 1  $\mu\text{m}$  et 1,3  $\mu\text{m}$ .

TAB. 4.2 – *Longueurs d'onde lasers essentielles dans le Nd:YLF.*

Longueurs d'onde $\pi$	Longueurs d'onde $\sigma$
1,321 $\mu\text{m}$	1,313 $\mu\text{m}$
1,047 $\mu\text{m}$	1,053 $\mu\text{m}$

La transition laser du Nd:YLF à 1,053  $\mu\text{m}$  s'adapte bien au maximum de la courbe de gain des verres fluorophosphates dopés au Nd. Ainsi, le Nd:YLF est utilisé dans les oscillateurs maîtres pour les chaînes d'amplificateurs. Il est aussi employé dans des oscillateurs en régime déclenché et dans des oscillateurs-amplificateurs comportant peu d'étages par rapport au Nd:YAG pour la même énergie.

De plus, il est aussi avantageux d'utiliser le Nd:YLF dans le pompage par diode car la durée de vie de fluorescence est deux fois plus longue que celle du Nd:YAG. Les diodes lasers étant limitées en puissance, un temps de pompage plus grand, permis par le temps de fluorescence plus long, fournit deux fois plus d'énergie de stockage pour le même nombre de diodes.

Un désavantage peut être l'incompatibilité des lasers Nd:YAG déjà existant, qui oscillent à des longueurs d'onde différentes. En outre, le Nd:YLF est légèrement plus difficile à fabriquer que le Nd:YAG. Pour des lasers avec des puissances pompe proches de 10 W, la fracture thermique se révèle être un problème pour le Nd:YLF, alors que ce n'est pas le cas avec le YAG, puisque sa dureté et sa conductivité thermique sont toutes les deux plus grandes.

### 4.3 Propriétés spectroscopiques et optiques du Nd:GGG et du Nd:YLF

Nous allons nous intéresser maintenant aux propriétés optiques de ces matériaux. Les spectres d'absorption et de fluorescence seront étudiés et interprétés. L'étude du Nd:GGG sera plus succincte que celle du Nd:YLF, car il s'est révélé être finalement moins favorable pour nos applications.

#### 4.3.1 Nd:GGG

Le diagramme des niveaux d'énergie du Nd:GGG est quasi-identique à celui du Nd:YAG (voir figure 4.1). La courbe de fluorescence du Nd:GGG a été réalisée au laboratoire de Chimie Appliquée de l'Ecole Chimie-Paris. L'échantillon de Nd:GGG était éclairé par un laser à saphir dopé au titane (« titane saphir »), lui-même, pompé par un laser à argon. La fluorescence induite, perpendiculaire au faisceau laser « titane saphir », est récoltée sur un spectromètre convenablement étalonné. La longueur d'onde de pompe du laser « titane saphir » était fixée à 793,6 nm correspondant à un maximum d'une des bandes d'absorption du Nd:GGG (voir figure 4.5). Le montage est illustré sur la figure 4.2.

La figure 4.3 présente la courbe de luminescence du Nd:GGG sur la gamme de longueurs d'onde s'étendant de 900 nm à 1400 nm.

La figure 4.4 est un grossissement de la région spectrale correspondant à la transition  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  dans laquelle quatre niveaux Stark sont nettement visibles. L'observation du schéma des niveaux d'énergie donné par KAMINSKII (réf. 29) et de la courbe de fluorescence expérimentale présente quelques contradictions. En effet, la valeur de la section efficace d'émission maximale est différente. La transition  $R_2Y_3$  est à 1061,3 nm alors que pour la courbe expérimentale la transition est à 1062,4 nm. De plus, cette dernière valeur est en accord avec celle trouvée par GEUSIC *et al.* [70]. Cette contradiction peut s'expliquer par le fait que l'échantillon de Nd:GGG était utilisé à

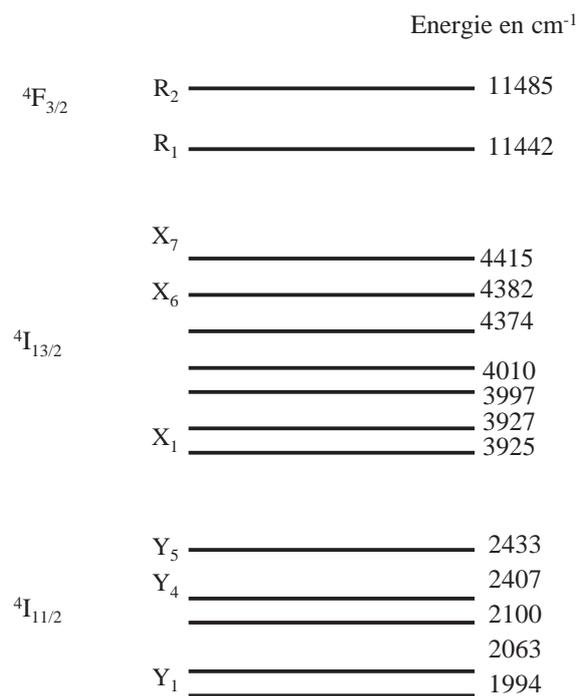


FIG. 4.1 – Diagramme partiel des niveaux d'énergie du Nd:GGG obtenu pour un échantillon à 77 K d'après [29].

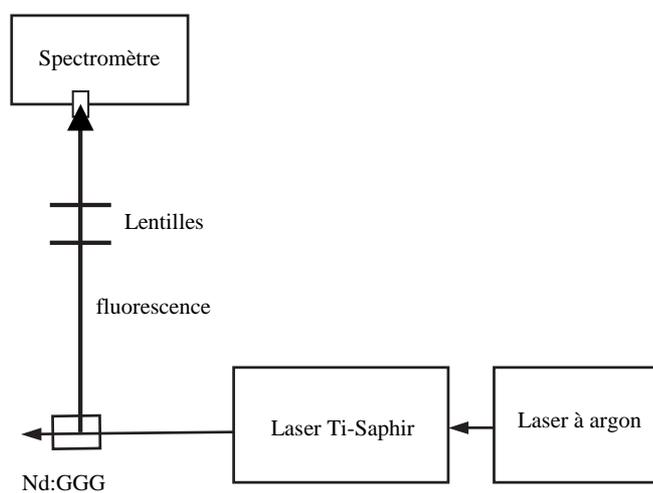


FIG. 4.2 – Montage de la détermination du spectre d'émission du Nd:GGG.

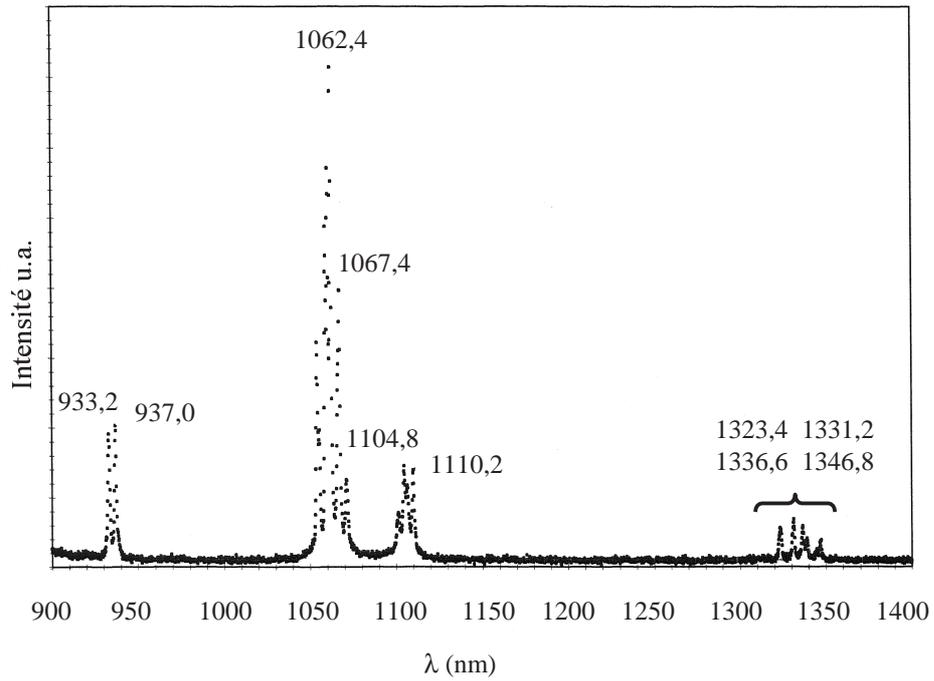
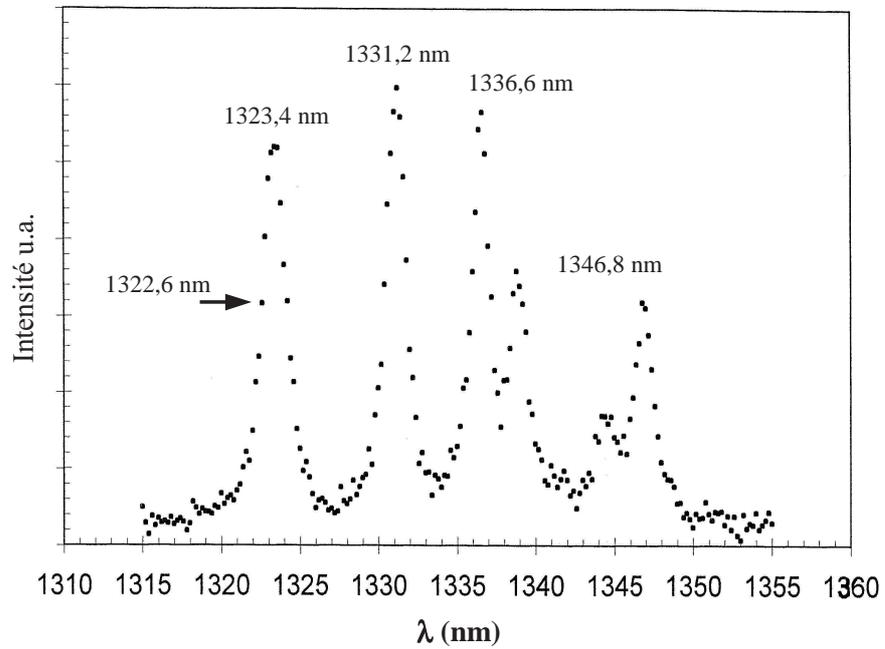


FIG. 4.3 – Courbe de luminescence du Nd:GGG.

FIG. 4.4 – Courbe de luminescence du Nd:GGG à 1,3  $\mu\text{m}$ .

une température de 77 K dans le cas des données présentées par KAMINSKII. Alors que dans notre cas, le Nd:GGG était à température ambiante. Cette faible température entraîne un déplacement des niveaux d'énergie Stark pour certaines transitions.

Ce comportement est connu pour le Nd:YAG : en comparant, à basse température, les données de KAMINSKII travaillant toujours à 77 K avec les données (à température ambiante) de l'article de SINGH *et al.* [67]. En outre, XING et BERGQUIST [79] ont mesuré dans le Nd:YAG un déplacement thermique entre les sous-niveaux Stark  $R_1$ ,  $R_2$  d'environ  $-1 \text{ cm}^{-1}/100 \text{ }^\circ\text{C}$  et certaines transitions  $R_i Y_j$  ont des déplacements supérieures à  $3 \text{ cm}^{-1}/100 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Ce comportement peut s'expliquer de la manière suivante. Le champ cristallin au niveau du site de l'ion Nd est une fonction de la contrainte locale. Quand cette contrainte est produite dynamiquement par les vibrations du réseau, l'interaction entre l'ion Nd et le champ cristallin local implique des élargissements qui dépendent de la température et des déplacements des niveaux d'énergie de l'ion actif. En général, l'interaction entre l'ion Nd et le phonon diminue l'énergie du niveau Stark et conduit à une plus grande dépendance en température des niveaux d'énergie lasers supérieurs ( ${}^4F_{3/2}$ ) que pour les niveaux d'énergie inférieurs ( ${}^4I_{13/2}$ ,  ${}^4I_{11/2}$ , *etc.*). Ainsi, les raies spectrales sont généralement déplacées vers les longueurs d'onde plus grandes quand la température augmente [80].

La durée de vie de fluorescence du Nd:GGG ( $240 \mu\text{s}$ ) [39] a pratiquement la même valeur que celle du Nd:YAG.

Le tableau 4.3 présente les taux de transition dipolaire électrique  $A$  ainsi que les rapports de branchement de fluorescence  $\beta$  pour les bandes de fluorescence  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_J$  ( $J=9/2, 11/2, 13/2$  et  $15/2$ ).

TAB. 4.3 – Taux de transition et rapports de branchement dans le Nd:GGG d'après la réf. 69, où  $\lambda$  représente ici la longueur d'onde moyenne de la bande  $n^\circ J$ .

Transition	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$A$ ( $\text{s}^{-1}$ )	$\beta$
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	0,88	1410	0,35
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	1,06	2150	0,54
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	1,35	420	0,11
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	1,90	21	0,003

Notons que d'après KRUPKE [69] les rapports de branchement diffèrent seulement de quelques pour-cent entre le Nd:GGG et le Nd:YAG.

En partant de la courbe de fluorescence expérimentale et de la valeur de la section efficace d'émission du Nd:GGG à 1062,4 nm ( $\sigma_e=4,3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ ) et à 1331,2 nm ( $\sigma_e=5,5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ ) [39], on trouve que la section efficace d'émission à 1322,6 nm est égale à  $\sigma_e \approx 2,7 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ .

La figure 4.5 présente le spectre d'absorption du Nd:GGG pour une concentration de 1,6 % de Nd. Le maximum d'absorption, comme pour le Nd:YAG, se situe à 808 nm, facilement accessible

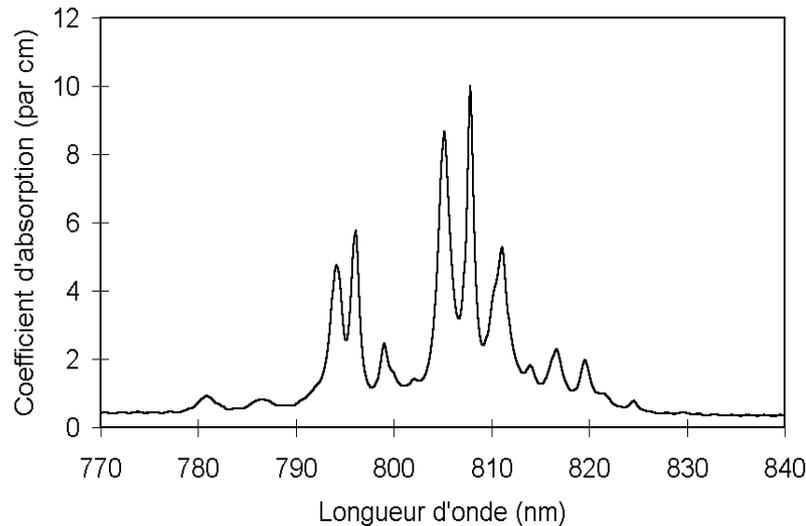


FIG. 4.5 – Spectre d'absorption du Nd:GGG (1,6 % Nd) d'après la société Synoptics ([www.polysci.com/Laser/b15.htm](http://www.polysci.com/Laser/b15.htm)).

avec des diodes lasers de forte puissance. Notons que comme la largeur de raie de la diode fait plusieurs nanomètres, elle recouvre alors plusieurs raies d'absorption. Ceci peut causer des problèmes lors de la montée en puissance de la diode où sa longueur d'onde varie. Elle peut passer d'une région de faible absorption à une région de forte absorption et ainsi conduire à un risque de fracture thermique.

### 4.3.2 Nd:YLF

**Les effets d'orientation du YLF.** Le YLF est un matériau cristallin fortement anisotrope. Ceci signifie que l'indice de réfraction et les propriétés d'absorption et d'émission dépendent de la polarisation de la lumière. Le YLF est uniaxe. La lumière polarisée le long de l'unique *axe c* (axe extraordinaire) voit un ensemble de propriétés, tandis que la lumière polarisée perpendiculairement

à l'axe  $c$  voit un autre ensemble de propriétés. La lumière polarisée le long de l'axe  $c$  est appelée polarisation  $\pi$  ; tandis que celle polarisée le long de l'axe  $a$  (perpendiculaire à l'axe  $c$ ) est appelée polarisation  $\sigma$ .

Si la lumière pompe est polarisée selon l'axe  $c$ , l'efficacité de pompage est alors optimisée. En effet la lumière de la pompe est mieux absorbée (voir figure 4.8). Les deux axes du laser (axes  $a$  et  $c$ ) donnent deux émissions lasers distinctes : avec un laser  $\pi$  ou  $\sigma$  situé à  $1,047 \mu\text{m}$  ( $1,321 \mu\text{m}$ ) ou à  $1,053 \mu\text{m}$  ( $1,313 \mu\text{m}$ ), respectivement. En outre, il est possible de pomper un atome avec une onde  $\pi$  et d'émettre sur une onde  $\pi$  ou  $\sigma$ .

La figure 4.6 montre un diagramme de niveaux d'énergie du Nd:YLF avec ses différents sous-niveaux Stark. Selon la nature de la polarisation de l'onde laser, deux raies peuvent être obtenues autour de  $1,05 \mu\text{m}$  et de  $1,3 \mu\text{m}$ . Par exemple, avec un polariseur intracavité on peut sélectionner soit la transition à  $1321 \text{ nm}$  (onde extraordinaire) soit celle à  $1313 \text{ nm}$  (onde ordinaire). La même chose peut être faite pour les deux transitions à  $1,05 \mu\text{m}$ . Toutes les raies ont pour origine le même niveau Stark  ${}^4F_{3/2}$ .

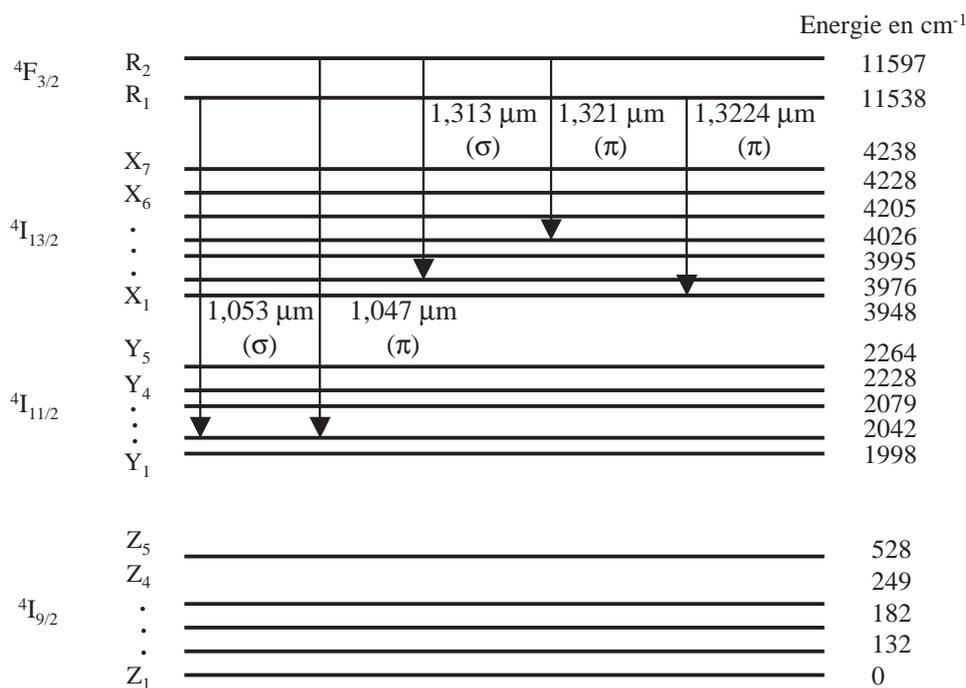


FIG. 4.6 – Diagramme des niveaux d'énergie du Nd:YLF et les principales transitions lasers.

Nous avons mesuré la durée de vie de fluorescence du niveau laser supérieur  ${}^4F_{3/2}$  en éclairant un cristal de Nd:YLF dopé à 1 % d'at. de Nd avec un laser pulsé vert. Nous avons obtenu la courbe

de relaxation de la fluorescence (figure 4.7).

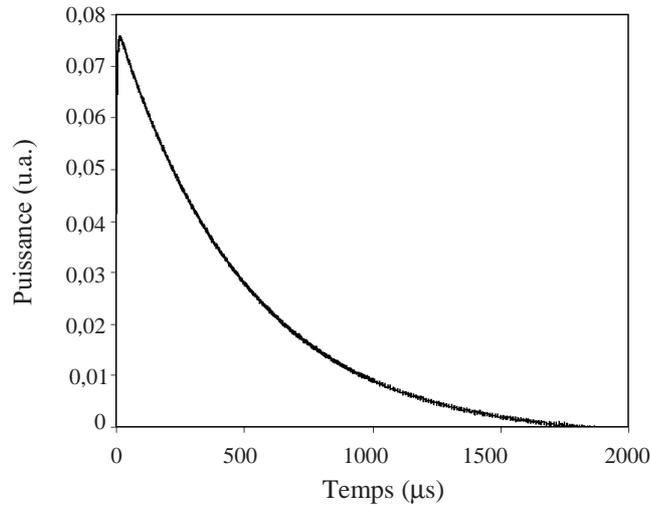


FIG. 4.7 – Mesure du temps de vie de la fluorescence du Nd:YLF.

La courbe représentée par la figure 4.7 fait partie d'un ensemble de plusieurs courbes. La moyenne des constantes de temps mesurées à  $1/e$  du maximum de la puissance permet d'extraire une durée de vie de fluorescence effective du niveau laser supérieur  ${}^4F_{3/2}$  égale à environ  $520 \mu\text{s} \pm 20 \%$  qui est en bon accord avec la littérature.

Le tableau 4.4 indique les différents taux de transition radiatifs (Réf. 62) et les sections efficaces d'émission de chaque transition laser du Nd:YLF.

TAB. 4.4 – Taux de transition  $A$  (d'après [62]) et sections efficaces d'émission stimulée moyen pour le  $\text{Nd}^{3+}:\text{YLF}$ .

Transition	$\lambda$ (nm)	$A$ ( $\text{s}^{-1}$ )	$\sigma_e$ ( $10^{-20} \text{ cm}^2$ ) réf. [81]
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	1830	1,08	
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	1330	210	2
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	1050	1076	15
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	894	617	$\sim 1$

La première transition laser à 1830 nm a un taux de transition extrêmement faible. Elle n'a jamais été observée en fonctionnement laser. La raie de transition qui nous intéresse plus particulièrement ( $1,3 \mu\text{m}$ ) a une section efficace d'émission 7,5 fois plus petite que celle représenté par la transition à  $1,05 \mu\text{m}$ . La transition de longueur d'onde la plus courte a un taux de transition

trois fois supérieure à celui correspondant à  $1,3 \mu\text{m}$  et une section efficace d'émission légèrement inférieure. Malgré tout, elle est moins efficace en configuration laser à cause des effets thermiques réduisant la différence de population et surtout du fait des problèmes de réabsorption importants pour cette transition (laser à quasi trois niveaux).

D'après la figure 4.6, les transitions qui nous intéressent sont du type  $R_i \rightarrow X_j$ , avec  $i=1$  ou  $2$  et  $j=1,2,\dots,7$ . Les transitions  $R_1X_2$  (1322,4nm) et  $R_2X_2$  (1312,2 nm) serviront respectivement comme laser d'horloge et comme laser de refroidissement pour l'atome d'argent. Pour la transition  $\pi$ , la raie la plus intense est la transition  $R_2X_4$  émettant à 1320,8 nm.

**Spectres d'absorption.** Lorsque la polarisation de l'onde pompe est perpendiculaire à l'axe  $c$ , le spectre d'absorption est montré en haut de la figure 4.8.

Pour une onde pompe polarisée parallèlement à l'axe  $c$ , le spectre d'absorption est de nature différente (voir bas de la figure 4.8).

Ces deux spectres montrent que l'absorption est plus forte pour un rayonnement de pompage ayant une polarisation rectiligne parallèle à l'axe extraordinaire du cristal de Nd:YLF. Dans ce cas, le maximum d'absorption est situé à 792 nm, avec un coefficient d'absorption  $\alpha_p^{792nm} = 15,5 \text{ cm}^{-1}$ , le deuxième pic d'absorption à 797 nm est tel que  $\alpha_p^{797nm} = 8,5 \text{ cm}^{-1}$ . Le troisième pic d'absorption à 806 nm (pour la concentration d'ion néodyme utilisée) est celui qui a été le plus souvent utilisé dans nos expériences. Il est caractérisée par  $\alpha_p^{806nm} = 2,7 \text{ cm}^{-1}$ . Pour le cas d'une polarisation de la pompe perpendiculaire à l'axe  $c$ , les coefficients d'absorption sont tels que:  $\alpha_p^{792nm} = 1,4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\alpha_p^{797nm} = 3 \text{ cm}^{-1}$  et  $\alpha_p^{806nm} = 2,3 \text{ cm}^{-1}$ .

Le rayonnement de la diode de pompe utilisée tout au long des travaux menés sur le Nd:YLF étant non polarisé (voir § 5.1.1), les coefficients d'absorption moyens pour chacun des trois pics d'absorption sont donnés dans le tableau 4.5. Noter que par la suite, nous utiliserons des cristaux Nd:YLF ayant des dopages différents et les coefficients d'absorption seront modifiés en consé-

TAB. 4.5 – Coefficients d'absorption moyens du Nd:YLF pour une concentration de Nd à 0,82 % et pour les maxima d'absorption à 792, 797 et 806 nm.

$\lambda_p$ (nm)	$\alpha_p$ ( $\text{cm}^{-1}$ ) pour Nd:YLF (0,82 % at.)
792	8,45
797	5,75
806	2,50

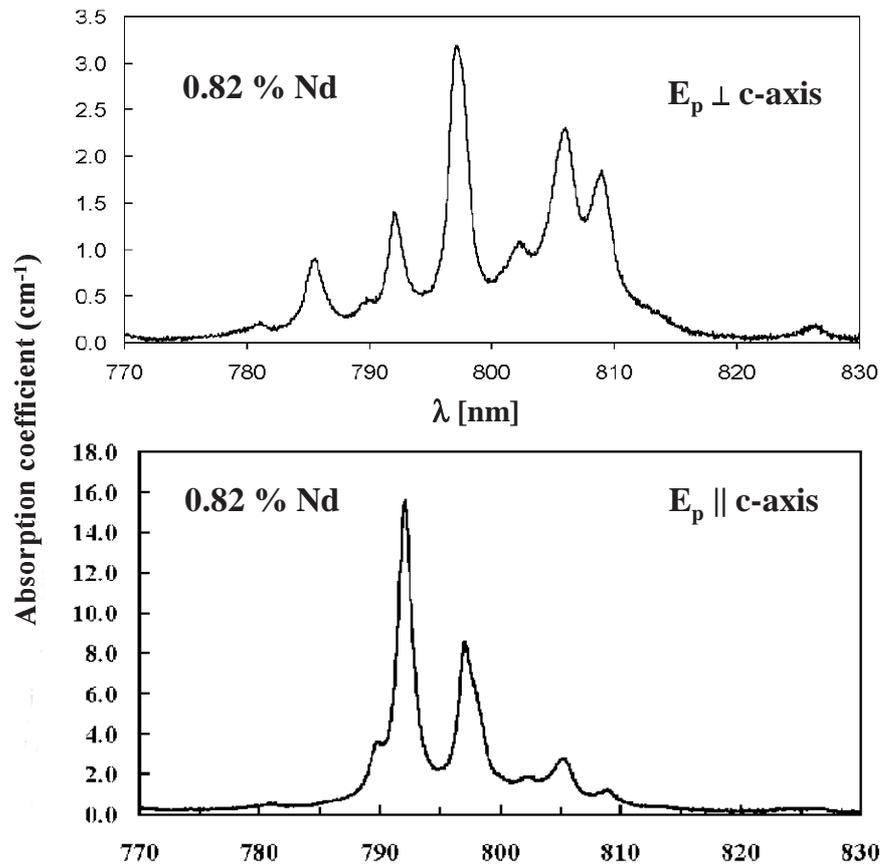


FIG. 4.8 – Spectre d'absorption du Nd:YLF à 0,82 % de Nd, pour une onde pompe polarisée perpendiculairement (haut) et parallèlement (bas) à l'axe  $c$ , mesurée avec une largeur spectrale de 0,2 nm d'après les données de Synoptics ([www.polysci.com/Laser/b15.htm](http://www.polysci.com/Laser/b15.htm)).

quences.

**Spectres d'émission de fluorescence.** De la même manière qu'avec l'absorption, il existe deux courbes de fluorescence suivant la polarisation linéaire de l'onde laser.

Dans le cristal de Nd:YLF nous trouvons deux axes ordinaires (*axes a*) et un axe extraordinaire (*axe c*). Le gain laser sera donc une fonction de la polarisation linéaire du champ électrique laser. Soit  $\vec{E}$ , le vecteur champ électrique polarisé linéairement, nous avons deux cas de figure (figure 4.9) et un troisième, correspondant à un mélange des deux. Le 1<sup>er</sup> cas :  $\vec{E}$  est parallèle à l'axe *c*, la transition laser est dite à « transition  $\pi$  », c'est la raie située autour de 1321 nm. Le 2<sup>e</sup> cas :  $\vec{E}$  est perpendiculaire à l'axe *c*, et on parle de « transition  $\sigma$  » et elle correspond à la raie située autour de 1314 nm.

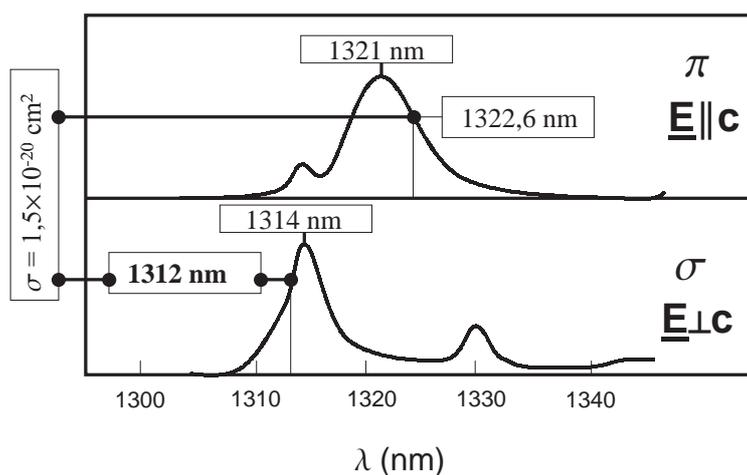


FIG. 4.9 – Spectre d'émission de fluorescence du Nd:YLF montrant l'emplacement des points à 1322,6 et à 1312 nm d'après [81].

La sélection de l'une des deux raies ( $\pi$  ou  $\sigma$ ) peut se réaliser de plusieurs manières différentes. A l'aide d'un polariseur intra-cavité avec lequel l'axe propre coïncide avec un des *axes* (*a* ou *c*) du cristal laser, nous sommes capable de sélectionner une seule raie. Nous pouvons encore utiliser un étalon intra-cavité qui empêche une raie d'osciller et qui sert en même temps à polariser le faisceau laser.

Il est même possible de sélectionner une des deux transitions ( $\pi$  ou  $\sigma$ ) sans avoir recours à des

éléments sélectifs intracavité (polariseurs ou étalons). En effet, nous avons observé le comportement déjà reporté par CERULLO *et al.* [77] et FREI et BALMER [82] dans lequel, une inclinaison du coupleur de sortie en dehors du maximum de puissance laser permet de sélectionner soit la raie à 1314 nm, soit la raie à 1321 nm. En outre, comme les sections efficaces d'émission de ces deux raies sont identiques à 10 % près [83], l'alignement de la cavité est tel que le laser fonctionne simultanément sur les deux transitions. L'explication est que les deux transitions voient des lentilles thermiques différentes [82]. Ainsi, en inclinant le coupleur de sortie, la cavité devient instable pour une transition alors que l'autre reste stable.

Une dernière façon d'obtenir l'oscillation unique de la transition  $\sigma$  est d'utiliser un cristal de Nd:YLF dit *axe c*, pour lequel la polarisation laser est perpendiculaire à cet axe et appartient donc au plan de polarisation formé par les deux axes *a*. L'axe *c* est parallèle à l'axe de propagation du laser et le champ électrique laser ne voit que la courbe de gain  $\sigma$ . Dans ce dernier cas, il est donc impossible d'accéder à la transition  $\pi$  et le laser n'est pas polarisé linéairement.

Pour la transition  $\pi$  et  $\sigma$ , les sections efficaces d'émission à 1322,6 et 1312 nm sont à peu près égales à  $1,5 \times 10^{-20}$  cm<sup>2</sup>, et ne correspondent pas au maximum de la courbe de gain. Il sera donc nécessaire d'utiliser des éléments sélectifs pour accorder la longueur d'onde vers l'une ou l'autre de ces longueurs d'onde laser. D'autre part, dans une cavité laser, un des paramètres clé donnant une indication de l'importance de la puissance laser est le produit de la section efficace d'émission par le temps de vie de la fluorescence «  $\sigma_e \tau_f$  ». En effet, la puissance pompe au seuil d'oscillation laser est inversement proportionnelle à cette quantité comme on peut le voir sur l'équation (2.21) page 30 et de l'expression de l'intensité de saturation (équ. 2.5).

Compte tenu des valeurs du produit  $\sigma_e \tau_f$  pour le Nd:GGG et le Nd:YLF (voir tableau 4.6) et des courbes d'absorption des figures 4.5 et 4.8 : pour la même configuration laser et pour une même longueur d'onde de pompe (806 nm), la puissance pompe au seuil devrait être à peu près identique.

TAB. 4.6 – Valeur de la quantité  $\sigma_e \tau_f$  à 1322,6 nm pour le Nd:GGG et le Nd:YLF.

cristal laser	$\sigma_e \tau_f$ ( $10^{-24}$ cm <sup>2</sup> s)
Nd:GGG	4,0
Nd:YLF	7,8

## 4.4 Paramètres thermiques, mécaniques et optiques du Nd:YLF et du Nd:GGG

Nous présentons sous la forme d'un tableau les paramètres décrivant les propriétés optiques, thermiques, mécaniques, et cristallographiques du Nd:YLF et du Nd:GGG en comparaison avec le Nd:YAG. Certains de ces paramètres nous permettront alors de modéliser numériquement différentes cavités lasers en tenant compte des effets thermiques limitant la puissance de sortie.

Les paramètres utilisés dans le tableau 4.7 sont définis par :  $n$  l'indice de réfraction,  $dn_{rel}/dT$  la variation de l'indice par rapport à la température avec  $n_{rel} = n_{absolue}/n_{air}$ ,  $c_p$  la chaleur spécifique à pression constante,  $k_c$  la conductivité thermique,  $\alpha$  le coefficient de dilatation thermique entre 20 °C et 100 °C,  $\rho$  la densité massique,  $\nu$  le nombre de Poisson,  $E$  le module d'Young (élasticité) et,  $T_m$  la température de fusion.

Les propriétés optiques,  $n$  et  $dn/dT$ , du YLF sont bien plus favorables que le YAG et le GGG.

TAB. 4.7 – Propriétés optiques, thermiques, mécaniques et, cristallographiques du Nd:YLF, Nd:GGG et du Nd:YAG.

Matériau	Nd:YLF	Nd:GGG	Nd:YAG
Propriétés optiques	$n_e$ $n_o$		
$n$	1,470 1,448 [39]	1,943 [84]	1,82 [39]
$dn_{rel}/dT$ ( $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ )	-4,1 -2,0 [39]	20,5 [84]	7,3-8,9 [39]
Propriétés thermiques	axe $a$ axe $c$		
$c_p$ (W s/g °C)	0,79 [39]	0,38 [85]	0,6 [39]
$\alpha$ ( $10^{-6}$ °C)	13 8 [39]	8,96 [84]	6,9-7,5 [39]
$k_c$ (W/m °C)	6 [39]	7,4 [85]	10-14 [85]
Propriétés mécaniques			
$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	3,95 [39]	7,088 [85]	4,56 [39]
$\nu$	0,33 [39]	0,28 [86]	0,25-0,28 [39]
$E$ (GPa)	75-77 [85]	225 [86]	282-300 [39]
Propriétés cristallographiques			
Structure	tétragonale uniaxe	cubique	cubique [84]
Constante du réseau $a$ /nm		1,238 [86]	1,201 [39]
Orientation	<100> [39]	<111> [87]	<111> [39]
$T_m$ (°C)	825 [39]	2000 [86]	1950 [86]

Ce dernier quant à lui est le moins convenable. De plus, la détermination de la lentille thermique dans les conditions laser et non-laser dans le cas du Nd:YLF pompé par diode a été entreprise par POLLNAU *et al.* [88]. Ils trouvent que la lentille thermique dans les conditions non-laser est six fois plus forte qu'avec effet laser. La puissance dioptrique (ou vergence) augmente non linéairement avec la puissance pompe, indiquant qu'une quantité supplémentaire de chaleur est générée. Les processus Auger (qui seront définis plus loin) ainsi que la dépendance en température de la conductivité thermique et les paramètres thermo-optiques sont responsables de cette augmentation de quantité de chaleur dans le cristal, limitant ainsi la puissance laser.

Les propriétés thermiques, formulées par  $k_c$  et  $\alpha$ , sont plus propices à une augmentation de la puissance pompe absorbée pour le YAG, suivi du GGG et sont les moins adéquates pour le YLF. Quant au module d'Young (voir § 2.3.4), c'est le contraire, la limite de fracture thermique augmente avec  $E$ . De plus, la température de fusion pour le YAG et le GGG est d'environ 2000 °C alors que pour le YLF elle est seulement de 825 °C.

Finalement, pour atteindre des puissances de pompage absorbées élevées, une attention particulière pour chaque milieu actif devra être adoptée, c.-à-d. que l'on doit tenir compte des différentes propriétés de chaque cristal, afin d'optimiser au mieux la puissance laser.

## 4.5 Propriétés thermiques du Nd:YLF

Dans la mesure, où le Nd:YLF se révélera être le milieu actif essentiel pour nos applications et, grâce aux travaux importants qui ont déjà été effectués sur le comportement du Nd:YLF, nous nous proposons de décrire plus en détail les processus parasites (upconversion, *etc.*) qui influenceront les effets thermiques. La compréhension de ces différents processus, et, la connaissance des paramètres physiques les décrivant, nous permettrons au chapitre suivant de modéliser la cavité laser la mieux adaptée.

Commençons par identifier les processus dominants qui créent de la quantité de chaleur. Comme nous l'avons énoncé au § 2.3.4 le défaut quantique établit le minimum de chaleur engendrer dans le cristal. Ainsi, le défaut quantique implique la quantité minimum de chaleur produit dans le Nd:YLF, pour  $\lambda_p = 806$  nm et  $\lambda_l = 1322$  (1050 nm) nous avons  $\sim 39$  % (23 %) de l'énergie de la pompe absorbée qui est effectivement convertie en chaleur. La dissipation de cette quantité de chaleur induit une distribution inhomogène de la température dans le milieu laser et, par conséquent, conduit à une lentille thermiquement induite (§ 2.3.4).

La différence significative de la puissance dioptrique dans les conditions laser et non laser (discutée plus haut) est attribuée aux processus Auger. Notons que l'absorption dans les états excités n'influence pas significativement les performances du laser et peut donc être négligée, comme c'est d'ailleurs le cas en général pour les LESPD dopés aux ions  $\text{Nd}^{3+}$  [89]. La figure 4.10 montre le schéma de niveau d'énergie du Nd:YLF avec tous les processus majeurs identifiés par POLLNAU *et al.* [88].

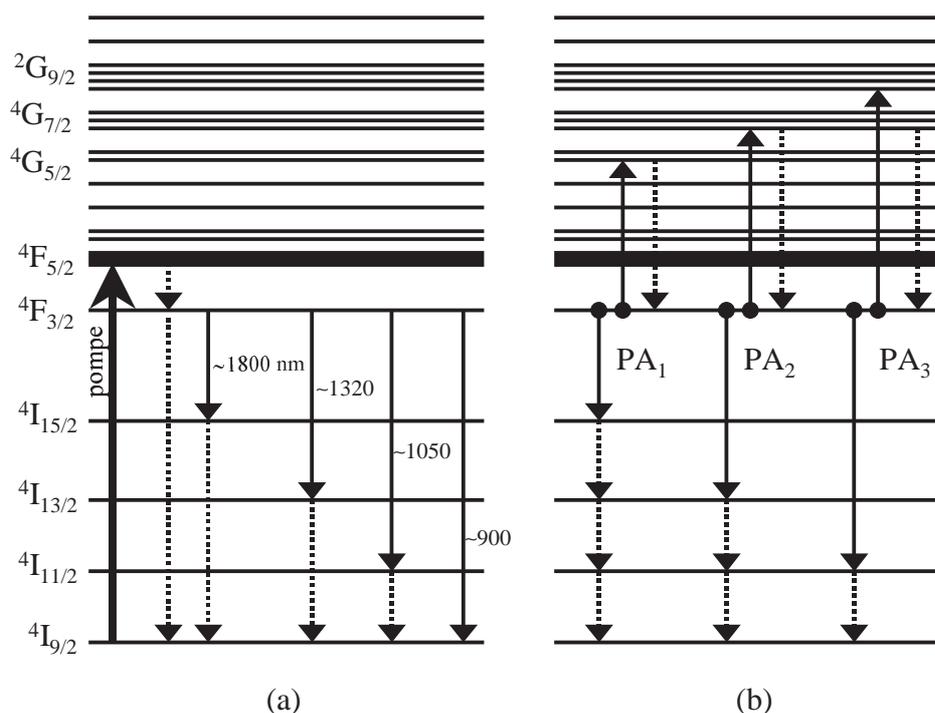


FIG. 4.10 – Schéma des niveaux d'énergie du Nd:YLF. Toutes les flèches en pointillées indiquent les processus générant de la chaleur. (a) Sans upconversion avec l'absorption du laser pompe et les quatre processus de fluorescence. (b) Avec upconversion indiquant les trois processus Auger  $\text{PA}_1$ - $\text{PA}_3$  partant du niveau laser supérieur.

**Thermique sans upconversion** Nous considérons la situation sans effet Auger. Le rayonnement de la pompe est absorbé de l'état fondamental ( $^4I_{9/2}$ ) vers le niveau de pompe ( $^4F_{5/2}$ ), de là, l'ion se relaxe via une relaxation multiphonon vers le niveau laser supérieur ( $^4F_{3/2}$ ), générant ainsi de la chaleur. La chaleur est aussi générée par les relaxations multiphonons vers l'état fondamental après que les quatre processus de fluorescence se soient produits (figure 4.10). Les flèches en pointillées (figure 4.10) indiquent les processus pertinents qui génèrent de la chaleur. Avec effet laser, la chaleur est produite seulement par les relaxations multiphonons provenant, de la bande de pompe

et tombant sur le niveau laser supérieur ( ${}^4F_{5/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$ ), et, du niveau laser inférieur se relaxant vers l'état fondamental ( ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ ). Ainsi, la fraction  $\rho_L$  de photon pompe absorbé convertie en chaleur est  $\sim 39\%$  pour un fonctionnement laser à 1322 nm en négligeant la fluorescence.

Sans effet laser, le niveau laser supérieur se relaxe via les quatre processus de fluorescence, c.-à-d., en émettant à 1830 nm ( ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ), à 1330 nm ( ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ ), à 1050 nm ( ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ ) et, à 900 nm ( ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ ). Ainsi, avec les valeurs des rapports de branchement donnés dans le tableau 4.8, la fraction  $\rho_{nL}$  de puissance absorbée convertie en chaleur est

$$\frac{\sum_j \beta_{4j} \lambda_{l4j} - \lambda_p}{\sum_j \beta_{4j} \lambda_{l4j}} \sim 25\%, \quad (4.1)$$

c.-à-d. une réduction de 14% par rapport aux conditions laser à 1,3  $\mu\text{m}$ . Les indices  $4j$  représentent les différentes transitions et sont explicités dans le tableau 4.8,  $\beta_{4j}$  et  $\lambda_{l4j}$  sont respectivement les rapports de branchement et les longueurs d'onde associés. Donc, si l'effet Auger est négligé, la lentille thermique induite, sans effet laser, devrait être  $\rho_{nL}/\rho_L \sim 0,64$  fois plus grande qu'avec effet laser. Cependant, cette charge thermique (sans conditions laser surtout) ne rend pas compte de ce qui a été observée. En effet, POLLNAU *et al.* [38] ont reporté dans les conditions non laser une fraction  $\rho_{nL} \sim 52\%$  pour 9,5 W de puissance absorbée (soit un écart de 27 %).<sup>3</sup>

TAB. 4.8 – Paramètres spectroscopiques du Nd:YLF.

Cristal	Nd:YLF	Références
Durée de vie ( $\mu\text{s}$ )		
Niveau laser supérieur : $\tau_4$ ( 1 % Nd <sup>3+</sup> )	520	
Niveau laser inférieur : $\tau_1$	0,02	[90]
Rapports de branchement		
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2} : \beta_{43}$	0,040	[38]
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2} : \beta_{42}$	0,115	
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2} : \beta_{41}$	0,523	
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2} : \beta_{40}$	0,322	

**Thermique avec upconversion** Pour expliquer le surplus de quantité de chaleur généré, nous devons prendre en compte l'upconversion. Ce processus décrit succinctement au § 2.3.4 fait intervenir un ion dans l'état  ${}^4F_{3/2}$  qui se relaxe sur un des niveaux  ${}^4I_j$  ( $j = 15/2, 13/2$  ou  $11/2$ ) et qui

3. Notons que la dissipation de chaleur augmente non linéairement avec la puissance pompe.

transfert l'énergie correspondante à un ion voisin (aussi dans l'état  ${}^4F_{3/2}$ ) qui est excité vers un niveau d'énergie plus élevé (figure 4.10).<sup>4</sup> Il y a trois mécanismes d'upconversion majeurs [88] montrés sur la figure 4.10 par  $PA_1 - PA_3$  qui ne créent pas directement de chaleur. Cependant, la chaleur est générée ultérieurement à travers des relaxations multiphonons : du niveau excité vers le niveau  ${}^4F_{3/2}$  et du niveau  ${}^4I_j$  ( $j = 15/2, 13/2, 11/2$ ) vers l'état fondamental (voir figure 4.10, flèches en pointillées). Ces processus émettent la même quantité de chaleur, équivalent à une relaxation non radiative totale d'un ion initialement dans l'état  ${}^4F_{3/2}$  et qui se relaxe dans l'état fondamental (c.-à-d. 92 % de l'énergie d'un photon pompe absorbé [40]). Nous pouvons donc déduire les contributions relatives à la charge thermique sans effet laser, en incluant l'effet Auger. La relaxation multiphonon du niveau de pompage vers le niveau laser supérieur est accompagné d'une conversion de la puissance absorbée en chaleur de 8 %. Pour la fraction  $\gamma$  d'ions  $\text{Nd}^{3+}$  excités dans le niveau  ${}^4F_{3/2}$  se relaxant via des processus de fluorescence, la contribution à la charge thermique est  $0,17\gamma$  ( $0,25 - 0,08 = 0,17$ ) de la puissance absorbée. Les  $(1 - \gamma)$  autres ions  $\text{Nd}^{3+}$  contribuent à la charge thermique via un des trois processus Auger pour  $0,92(1 - \gamma)$ . La fraction de puissance absorbée convertie en chaleur sans effet laser peut s'écrire (en supposant que l'efficacité quantique de pompage vaut 1)

$$0,08 + 0,17\gamma + 0,92(1 - \gamma). \quad (4.2)$$

Ainsi, si l'upconversion domine ( $\gamma \rightarrow 0$ ), toute la puissance absorbée pourrait être convertie en chaleur, et, s'il n'y a pas d'upconversion ( $\gamma \rightarrow 1$ ), alors nous retrouvons les 25 % de puissance absorbée convertie en chaleur.

Avec les conditions laser, on remplace 0,17 par  $0,31 = 0,39 - 0,08$ , et, la fraction de puissance absorbée, pour un laser Nd:YLF à  $1,3 \mu\text{m}$ , peut alors s'écrire

$$0,08 + 0,31\gamma + 0,92(1 - \gamma). \quad (4.3)$$

Nous pouvons généraliser cette équation avec ou sans effet laser :

$$1 - (1 - \rho)\gamma, \quad (4.4)$$

où  $\rho$  est la fraction de photon pompe convertie en chaleur en l'absence d'upconversion.<sup>5</sup> Avec le même raisonnement (fait plus haut), nous retrouvons les 39 % de chaleur générée lorsque l'upconversion est négligé. Entre ces deux extrêmes ( $\gamma \rightarrow 0,1$ ), le taux de relaxation de la fluorescence

4. L'effet Auger joue un rôle plus important pour les transitions de faible gain, ce qui est notre cas puisque l'on travaille à  $1,3 \mu\text{m}$ .

5.  $\rho = 0,25$  sans effet laser et  $\rho = 0,39$  avec effet laser.

sera calculé au chapitre suivant à partir des équations de taux en prenant compte du seul terme  $\alpha = 1,7 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  [88,91] décrivant l'upconversion (voir tableau 4.9). L'effet combiné des différents processus Auger peuvent donc être exprimé par le simple paramètre de taux  $\alpha$  puisque cet effet est représenté par le simple retrait d'un ion dans l'état excité  ${}^4F_{3/2}$  pour chaque processus Auger et l'ion promu (vers un niveau d'énergie supérieur au niveau  ${}^4F_{3/2}$ ) qui se relaxe rapidement vers le niveau laser supérieur.

TAB. 4.9 – Paramètres spectroscopiques Auger du Nd:YLF d'après la réf. 88.

Cristal	Nd:YLF
Auger ( $10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ )	
PA <sub>1</sub> : $\alpha_1$	0,01
PA <sub>2</sub> : $\alpha_2$	0,26
PA <sub>3</sub> : $\alpha_3$	1,43
$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3$	1,7

Généralement, la meilleure façon de limiter l'influence de l'upconversion est d'utiliser une concentration de dopants plus petite. Ainsi, le paramètre Auger  $\alpha$ , dépendant de la concentration de dopant, est réduit. En plus, la densité d'excitation sous les mêmes conditions de pompage est plus petite. Cependant, cette mesure implique l'utilisation d'un cristal plus long afin de maintenir la fraction de puissance pompe qui est absorbée dans le cristal.

Une deuxième possibilité, avec la même restriction sur la source de pompage, est d'accorder la pompe à une longueur d'onde où la section efficace d'absorption est plus petite. Cette mesure est moins efficace que la première, car elle ne diminue pas simultanément le paramètre Auger.

Troisième possibilité, l'influence des processus Auger peuvent aussi être diminuée en focalisant avec une taille du faisceau pompe plus grande, puisque le taux de la densité d'inversion de population diminue avec le carré de la densité d'inversion de population ( $dN/dt \propto -N^2$ ). Ces trois solutions seront simultanément prises en compte dans la section 5.2.2.

En outre, il y a plusieurs conséquences associées à la génération de quantité de chaleur induite par les processus Auger. Si un laser Nd:YLF fonctionne avec une puissance pompe élevée, le désalignement du résonateur conduit à un apport de quantité de chaleur significatif et à une augmentation de la température du cristal à l'intérieur d'une échelle de temps d'une seconde, avec pour conséquence un risque de fracture du cristal lié au choc thermique. Ainsi, afin de réaliser un laser dans un régime de fort pompage, le laser doit démarrer avec une puissance pompe moyenne, où le résonateur reste stable que ce soit avec ou sans effet laser. La puissance pompe peut ensuite

être augmentée.

Indépendamment des mécanismes spécifiques générant de la quantité de chaleur, tel que l'effet Auger, il est avantageux de choisir un cristal de petites dimensions transverses et une température de refroidissement faible, afin de garder la température au centre du cristal à un niveau faible. Ceci permet de diminuer les effets d'emballage provenant de la dépendance défavorable de la température sur les paramètres thermiques et thermo-optiques (par exemple, la conductivité thermique diminue quand la température augmente).

## Chapitre 5

# Opération multimode

Nous avons vu au chapitre 1 que pour obtenir du rayonnement à 661 et à 328 nm ( $656 \div 2$ ) avec des lasers à solides, il faut dans un premier temps générer de l'infrarouge, à 1322,6 nm et à 1312 nm. Au chapitre 2, l'évaluation des probabilités de transition pour l'horloge et pour le refroidissement, et, l'estimation *a priori* de l'efficacité de conversion de la génération de la seconde harmonique, nous permettent d'avancer quelles doivent être les puissances lasers à ces longueurs d'onde. Selon l'efficacité de la génération de la seconde harmonique mesurée sur le LBO dans la référence [92], 2 W à 1322,6 nm fournirait 600 mW à 661,3 nm. De plus, le groupe de BOSHIER à l'université du Sussex a obtenu 80 mW à 328 nm par doublage de fréquence d'un laser à colorant émettant 600 mW à 656 nm [93], ce qui nécessite (pour nous) également 2 W de puissance à 1312 nm. Avec le chapitre 3, les cristaux lasers de Nd:GGG (pour le 1322,6 nm) et de Nd:YLF (pour 1322,6 et 1312 nm) apparaissent potentiellement comme de bons candidats. Leurs propriétés physiques ont été abordées et vont pouvoir être utilisées pour concevoir une configuration laser adéquate. Ce chapitre consiste donc, tout d'abord, à établir une stratégie pour concevoir le plus fidèlement possible un LESPd avec l'aide des paramètres du système (pompage, cavité, matériau à gain) et d'un modèle numérique. Les résultats expérimentaux seront ensuite présentés.

### 5.1 Dimensionnement de la cavité

Le dimensionnement du système laser consiste à définir la source de pompage et la configuration géométrique du résonateur qui seront utilisées. Pour cela, il nous faudra prévoir, par un modèle, le comportement du milieu actif sous pompage par diode et sous effet laser. Ainsi, suivant l'en-

semble des paramètres d'un système laser spécifique, un ordre de grandeur de la puissance de sortie attendue pourra être donné *a priori*.

### 5.1.1 Caractérisation de la diode de pompe

La source de pompage permettant de peupler le niveau d'énergie supérieur  ${}^4F_{3/2}$  est réalisée par l'excitation de la transition  ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$ . Ceci nécessite une longueur d'onde de pompe située autour de 800 nm pour les cristaux de Nd:GGG et de Nd:YLF. Notre choix s'est porté sur une diode laser de puissance élevée (modèle n° HLU25F200) fabriquée par la société allemande Limo GmbH (voir figure 5.1). La lumière émanant d'une barrette d'émetteurs élémentaires (de dimension totale  $1 \mu\text{m} \times 1 \text{cm}$ ) est remise en forme par un dispositif complexe avant d'être injecté dans une fibre multimode.

Les diodes fibrées permettent de disposer d'un faisceau de forme circulaire et donc d'obtenir un meilleur recouvrement avec le mode fondamental de la cavité qu'avec une diode « nue » remise en forme par des systèmes anamorphoseurs [94].

Elle présente l'avantage de combiner une brillance élevée avec une forte densité de puissance. La brillance  $B$  est le paramètre qui caractérise le mieux la qualité de la diode laser. Elle est définie par

$$B = \frac{P}{S \times \Omega}, \quad (5.1)$$

où  $P$  est la puissance totale émise (W),  $S$  est la surface du coeur de la fibre, et  $\Omega$  est l'angle solide d'émission (proportionnel au carré de l'ouverture numérique de la fibre).

La brillance est un paramètre-clé pour les LESP : plus la brillance est élevée (à puissance égale), et plus la divergence est petite pour une même surface de focalisation. On peut donc, pour une longueur de cristal donnée, focaliser la pompe sur une surface d'autant plus petite que la brillance est grande.

La diode émet une puissance nominale de 25 watts (à 806 nm) en sortie d'une fibre de  $200 \mu\text{m}$  de diamètre, et d'ouverture numérique  $O.N. = 0,22$ .

Le facteur de qualité  $M^2$  de la diode est définie par l'expression

$$M^2 = \frac{\pi \theta w_{p0}}{\lambda_p} \quad (5.2)$$

où  $\theta$  est l'angle de divergence,  $w_{p0}$  le rayon au waist qui est égale à  $100 \mu\text{m}$  et,  $\lambda_p$  la longueur d'onde de la pompe.

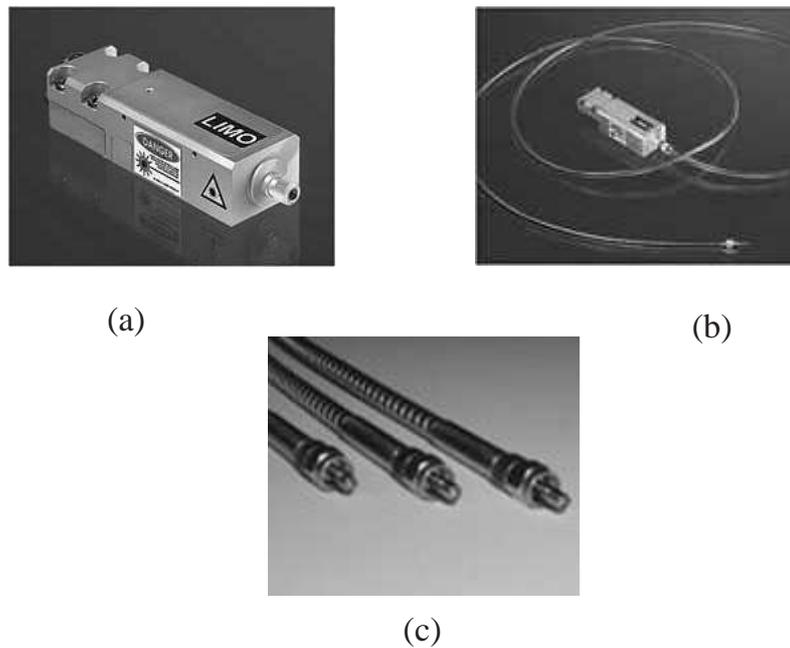


FIG. 5.1 – a) diode Limo, b) diode Limo couplée à une fibre avec un diamètre de coeur de  $200\ \mu\text{m}$  et d'ouverture numérique 0,22, c) fibre Limo.

Nous trouvons pour cette diode laser un  $M^2$  de 78, c.-à-d., que le faisceau de la diode est 78 fois au-dessus de la limite de diffraction. Malgré ce chiffre très supérieur à 1, la diode laser était considérée à l'époque de l'achat (en 2001) comme l'une des plus brillantes du marché.

Si nous prenons l'axe  $z$  comme l'axe de propagation du rayonnement, nous pouvons écrire le rayon du faisceau de la diode en fonction de  $z$ ,

$$w_p(z) = w_{p0} \left( 1 + M^4 (z/z_R)^2 \right)^{1/2}, \quad (5.3)$$

où

$$z_R = \pi w_{p0}^2 / \lambda_p \quad (5.4)$$

est la longueur de Rayleigh. Ainsi, le rayon du faisceau de la diode augmente rapidement avec le  $M^2$ .

De plus, on peut accorder facilement la longueur d'onde de la diode en agissant sur la température de la diode *via* le contrôleur de température intégré dans le contrôleur de courant Limo. La plage de longueur d'onde est 796 nm–808 nm. Lorsque la température de consigne de la diode diminue, sa longueur d'onde diminue aussi.

La courbe de la puissance de la diode en fonction du courant appliqué est présenté sur la

figure 5.2. Le seuil laser est atteint pour un courant de 8 ampères. L'efficacité de la pente de la diode est de 1,28 W/A, alors que l'efficacité de la diode au-dessus de 20 ampères est de 60 %.

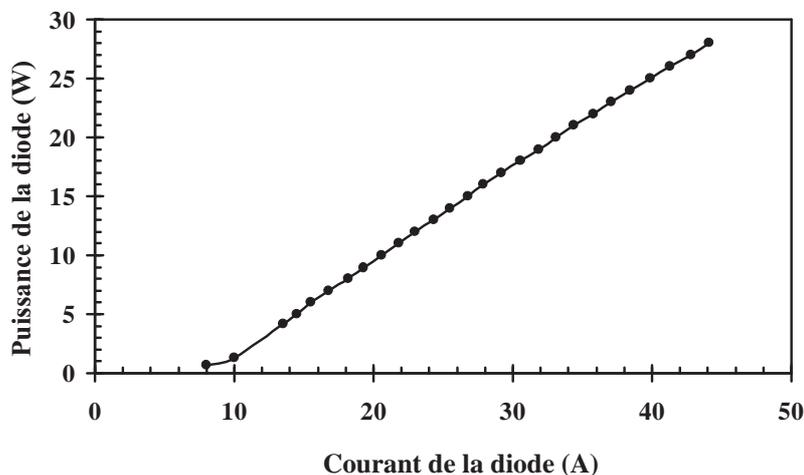


FIG. 5.2 – Courbe de la puissance de la diode laser fibrée en fonction du courant appliqué. La température de consigne de la diode était fixée à 25 °C ( $\lambda_p = 806$  nm).

A noter que l'efficacité de la diode de pompe varie beaucoup avec le vieillissement de la fibre (noircissement de la face d'entrée), qui s'abîme au cours du temps et, de la diode elle-même. En outre, l'efficacité augmente lorsque la température de consigne de la diode diminue.

Pour transporter le faisceau issu de la fibre dans le cristal, nous utilisons un système afocal à base de doublets ( $f_1$  et  $f_2$ ) de 60 mm de diamètre, ouvert à  $f/2$  et, convenablement traités anti-reflet à 808 nm.

Le diamètre du faisceau de pompe dans le cristal est égale à  $f_2/f_1$  fois le diamètre du faisceau en sortie de fibre.

### 5.1.2 Puissance absorbée limite

Nous avons déjà introduit au § 2.3.4 quelques notions sur les effets thermiques limitant la puissance laser. Compte tenu de ce qui a été dit aux chapitres 1 et 3, il s'avère essentiel d'étudier ces effets dans la mesure où l'un de nos principales soucis est d'extraire le maximum de puissance laser.

En effet, une grande quantité d'énergie thermique, provenant de la puissance pompe absorbée, s'accumule près de la région de pompage (la distribution de la pompe étant à géométrie longitudinale). La distribution de température fortement inhomogène dans le cristal laser devient progressivement plus importante quand la puissance pompe augmente. Il en résulte une augmentation du gradient de température qui conduit à une augmentation des contraintes et des déformations.<sup>1</sup> Le maximum de puissance laser est fondamentalement limité par la fracture thermique du cristal [30]. Ainsi, la première étape dans la conception d'un laser à solide pompé longitudinalement est de déterminer le maximum de puissance pompe  $P_{abs,lim}$  avant fracture.

D'après [95] et en tenant du fait que  $\alpha_p l \sim 1$  la puissance  $P_{abs,lim}$  est donnée par l'expression suivante

$$P_{abs,lim} = \frac{1 - e^{-\alpha_p l}}{\alpha_p} \frac{4\pi R}{\eta_h} \quad (5.5)$$

où

$$R = \frac{k_c \sigma_{max}}{\alpha E} \quad (5.6)$$

et où,

$k_c$  est la conductivité thermique,

$\sigma_{max}$  représente la contrainte maximale,

$\alpha$  est le coefficient de dilatation longitudinal<sup>2</sup>,

$\eta_h$  est la fraction thermique égale à l'expression (4.4),

$E$  est le module d'Young et,

$R$  est le « paramètre de choc thermique » qui dépend des propriétés mécaniques et thermiques de la matrice cristalline. Un grand paramètre de choc thermique indique une puissance absorbée permise, plus élevée avant l'apparition de la fracture. Nous en déduisons sa valeur pour les différents échantillons utilisés.

De l'expression (5.5) et de la valeur de  $R$  (de l'ordre de 100 W/m [39]), nous pouvons estimer  $P_{abs,lim}$  pour différents dopages. Signalons toutefois que  $P_{abs,lim}$  sera déterminée expérimentalement au paragraphe 5.2.2.3.

Nous connaissons maintenant les limites des densités de puissance pompe et de puissance absorbée à ne pas franchir. En outre, comme nous l'avons vu, le paramètre de choc thermique joue un rôle important dans le processus d'optimisation de la puissance laser. Cependant, l'expression (5.6) est précise pour des cristaux à symétrie radiale. Pour les cristaux anisotropes comme le Nd:YLF,

1. Voir la thèse de S. CHÉNAIS [41] pour la définition des contraintes et des déformations.

2. A ne pas confondre avec le paramètre Auger.

l'expression analytique du paramètre de choc thermique est plus compliquée à cause de l'asymétrie des propriétés thermiques et mécaniques du cristal. Néanmoins, la valeur de  $R$  peut être déterminée pour des cristaux anisotropes en utilisant l'expression (5.5) et les données expérimentales avec une précision de 10-20 % [95].<sup>3</sup>

La distribution de la température, les valeurs de  $P_{abs,lim}$  et de  $R$  permettront de donner une première interprétation des courbes d'efficacité et du comportement de la puissance laser avec le dopage.

### 5.1.3 Modélisation du LESP

Nous pouvons à présent modéliser le laser pompé longitudinalement par une diode fibrée. Ce modèle consiste à écrire la puissance laser  $P_{laser}$  en fonction des expressions de la puissance pompe au seuil et de l'efficacité de la pente  $S_e$  suivant l'analyse de LAPORTA et BRUSSARD [96] et en tenant compte de la valeur de  $P_{abs,lim}$ . Par ailleurs, la forte dépendance de la pente  $S_e$  avec l'absorptivité  $\alpha_p$  est attribuée aux processus Auger et, devra être prise en compte dans les équations, par l'intermédiaire du modèle développé par CHEN *et al.* [89].

#### 5.1.3.1 Efficacité de la pente et puissance pompe au seuil

Sur la base de l'analyse des « équations de taux » spatialement dépendantes, la puissance pompe au seuil et l'efficacité de la pente sont données par [96]

$$P_{seuil} = \frac{T + L}{2} \frac{I_{sat}}{l} \frac{\lambda_l}{\lambda_p} V_{eff} \quad (5.7)$$

$$S_e = \frac{T}{T + L} \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \zeta_0 \quad (5.8)$$

où  $T$  est la transmission du coupleur de sortie,  $I_{sat}$  est l'intensité de saturation,  $l$  est la longueur du milieu actif, et  $L$  représente les pertes passives sur un tour de cavité incluant les pertes par diffraction induites thermiquement, les pertes par diffusion aux interfaces, les réflexions parasites, *etc.*

Le volume  $V_{eff}$  du mode effectif (avec  $V_{eff} = Al/\zeta_0$ , voir équ. (2.21)) et l'efficacité de recou-

---

3. C'est bien ce qui a été fait pour nos cristaux laser et dans l'article [95] avec le cristal anisotrope Nd:YVO<sub>4</sub>. L'ordre de grandeur de  $R$  pour les cristaux lasers est typiquement dans la gamme 50-500 W m<sup>-1</sup>.

vrement  $\zeta_0$  sont donnés par les intégrales de recouvrement

$$\begin{aligned} V_{eff} &= \left( \int \int \int s_l(x,y,z) r_p(x,y,z) dv \right)^{-1} \\ \zeta_0 &= \frac{(\int \int \int s_l(x,y,z) r_p(x,y,z) dv)^2}{\int \int \int s_l^2(x,y,z) r_p(x,y,z) dv}. \end{aligned} \quad (5.9)$$

$r_p(r,z)$  est le profil du faisceau d'une diode laser fibrée décrite approximativement par une distribution « top-hat » [97]

$$r_p(r,z) = \frac{\alpha_p e^{-\alpha_p z}}{\pi w_p^2(z) [1 - e^{-\alpha_p l}]} \Theta(w_p^2(z) - r^2) \quad (5.10)$$

où  $w_p(z)$  est la taille du faisceau pompe dans le milieu actif (donnée par l'expression (5.3) où l'on substitue  $z$  par  $z - z_0$ , avec  $z_0$  position du waist) et  $\Theta(\cdot)$  est la fonction étape de Heaviside. <sup>4</sup>

$s_l(x,y,z)$  est la distribution normalisée d'intensité du mode de la cavité. Pour un mode TEM<sub>00</sub>,  $s_l(x,y,z)$  peut s'écrire

$$s_l(x,y,z) = \frac{2}{\pi w_c^2(z) l} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_c^2(z)}\right) \quad (5.11)$$

et

$$w_c(z) = w_{c0} \left( 1 + \left( \frac{(z - z_l) \lambda_l}{\pi w_{c0}^2} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (5.12)$$

où  $w_{c0}$  est le waist du faisceau laser,  $z_l$  est la position du waist et le point  $z=0$  est représenté par la surface incidente du milieu actif. Lorsque la longueur de Rayleigh [équ. (5.4) avec l'indice  $l$ ] sera beaucoup plus grande que la longueur  $l$  du cristal, nous ferons alors l'approximation  $w_c(z) \approx w_{c0}$ . En substituant (5.10) et (5.11) dans (5.9), l'efficacité de recouvrement  $\zeta_0$  peut s'exprimer par

$$\zeta_0 = \frac{F(\alpha_p, w_{c0})^2}{F(\alpha_p, w_{c0}/\sqrt{2})} \quad (5.13)$$

et

$$\begin{aligned} F(\alpha_p, w_{c0}) &= \frac{1}{2} \frac{\alpha_p}{1 - e^{-\alpha_p l}} \int_0^l \left( \frac{w_{c0}}{w_p(z)} \right)^2 \\ &\times \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2w_{c0}}{w_p(z)}\right)^2 \right] e^{-\alpha_p z} dz. \end{aligned} \quad (5.14)$$

4. La fonction de Heaviside est définie par  $\Theta(a - b) = 1$  si  $a \geq b$  et 0 si  $a < b$ .

Ce modèle permet donc de calculer la puissance et l'efficacité du laser, ainsi que la puissance absorbée au seuil. Il peut aussi prédire quelques caractéristiques intéressantes du système laser : en fixant la concentration de dopants, la configuration de pompage et la cavité laser, nous pouvons prédire la position optimale du waist de la pompe, qui dépend aussi du coefficient d'absorption.

Plus la concentration de dopants est élevée, plus la position  $z_{p0}$  optimale du waist de la pompe est localisée proche de la surface incidente du cristal. Par contre, pour des concentrations de dopants très faibles ( $\alpha_p \sim 10 \text{ m}^{-1}$ ), la position  $z_{p0}$  optimale est alors située à la moitié de la longueur du cristal.

Nous pourrions aussi prédire la puissance maximale en fonction du dopage. Mais, lorsque le dopage ou plutôt l'absorptivité devient importante, l'effet Auger doit être considéré.

### 5.1.3.2 Processus Auger dans les équations du laser

Nous allons modifier les équations (5.7) et (5.8) pour y inclure l'effet Auger.

Rappelons que d'après le § 4.5, nous pouvons négliger l'absorption dans les états excités (qui est le deuxième processus pouvant influencer les performances laser) pour les matériaux solides dopés aux ions  $\text{Nd}^{3+}$ . Ainsi, pour étudier l'effet Auger, nous utilisons l'équation cinétique [98] :

$$\frac{dN}{dt} = T_P(r, z) - \frac{N}{\tau_f} - \alpha N^2. \quad (5.15)$$

Ces paramètres ont été définis au § 2.3.5 et dans le tableau 4.9 page 71. Le terme  $-\alpha N^2$  représente l'effet Auger.  $T_P$  est le taux de pompage [voir équ. (5.19)], c.-à-d., le nombre d'atomes qui arrivent dans le niveau laser supérieur par unité de volume et par seconde.

La densité de population du niveau laser est obtenue en posant  $dN/dt = 0$  ; ainsi :

$$N(r, z) = \frac{\sqrt{1 + 4\alpha\tau_f^2 T_P(r, z)} - 1}{2\alpha\tau_f}. \quad (5.16)$$

Sans upconversion, la densité de population est simplement donnée par :

$$N_0(r, z) = \tau_f \times T_P(r, z). \quad (5.17)$$

Nous trouvons alors sous effet laser que la fraction d'ions excités  $\gamma$  (voir § 4.5) qui se relaxent par les processus de fluorescence est donnée au centre du cristal par :

$$\gamma(z) = \frac{\sqrt{1 + 4\alpha\tau_f^2 T_{P,seuil}(z)} - 1}{2\alpha\tau_f^2 T_{P,seuil}(z)}, \quad (5.18)$$

où  $T_{P,seuil}$  est le taux de pompage au seuil. D'après ce qui a été dit dans le § 4.5, cette relation permet d'estimer la fraction  $\eta_h$  de puissance absorbée en présence des processus Auger. De plus, on vérifie bien avec la relation (5.17) que  $\gamma = 1$ .

Le taux de pompage peut s'exprimer à l'aide de la distribution  $r_p(r, z)$  « top-hat » [équ. 5.10] par :

$$T_P(r, z) = \frac{P_{p0}}{h\nu_p} r_p(r, z), \quad (5.19)$$

où  $P_{p0}$  est la puissance pompe incidente. La population moyenne est donnée par :

$$\mathcal{N} = \int_0^l dz \int_0^{w_p} N(r, z) 2\pi r dr. \quad (5.20)$$

Avec  $\alpha = 0$ , la population moyenne au seuil est donnée par [voir équ. (2.15) et (2.17)]  $\mathcal{N}_0 = \tau_f P_{seuil} / h\nu_p$ . Ainsi, la réduction relative de l'inversion de population due à l'upconversion peut s'exprimer par :

$$R_{up} = \frac{\mathcal{N}_0 - \mathcal{N}}{\mathcal{N}_0}. \quad (5.21)$$

En substituant (5.16), (5.19) et (5.20) dans (5.21), et en intégrant sur la longueur du milieu et les dimensions transverses, la réduction relative  $R_{up}$  devient :

$$R_{up}(\rho) = 1 - \frac{2}{\rho(1 - e^{-\alpha_p l})} \left\{ 2 \left( \sqrt{1 + \rho} - \sqrt{1 + \rho e^{-\alpha_p l}} \right) + \ln \left[ \frac{e^{-\alpha_p l} (2 + \rho - 2\sqrt{1 + \rho})}{2 + \rho e^{-\alpha_p l} - 2\sqrt{1 + \rho e^{-\alpha_p l}}} \right] - \alpha_p l \right\} \quad (5.22)$$

où :

$$\rho = \frac{4\alpha\tau_f^2\alpha_p P_{p0}}{\pi w_p^2 h\nu_p}. \quad (5.23)$$

Pour prendre en compte l'upconversion, l'efficacité quantique [voir § 2.3.4], est alors donnée par :

$$\eta_Q(\rho) = \eta_Q^0 [1 - R_{up}(\rho)], \quad (5.24)$$

où  $\eta_Q^0$  est l'efficacité quantique en l'absence des processus Auger. Comme l'extinction de la fluorescence par concentration<sup>5</sup> et l'absorption dans les états excités ne sont pas significatifs, l'efficacité quantique  $\eta_Q^0$ , est approximativement égale à l'unité.

---

5. C'est un processus de relaxation croisé, dont les pertes sont proportionnelles au produit des populations des niveaux  ${}^4I_{9/2}$  et  ${}^4F_{3/2}$ .

Selon l'équation (5.23), le paramètre  $\rho$  est proportionnel au facteur  $\alpha\tau_f$  et à la densité de population. Ainsi, les effets upconversion augmentent fortement avec l'augmentation de la densité de population. Même pour un laser continu au-dessus du seuil, la densité d'inversion est égale à sa valeur critique au seuil. Par conséquent, l'effet Auger reste constant pour des puissances pompe au-dessus du seuil et l'efficacité quantique pour un laser continu au-dessus du seuil devra être déterminé par  $\eta_Q(\rho_{seuil})$ , où :

$$\rho_{seuil} = \frac{4\alpha\tau_f^2\alpha_p P_{seuil}}{\pi w_p^2 h\nu_p}. \quad (5.25)$$

Les équations (5.22), (5.23), (5.24) et (5.25) représentent la dépendance des processus Auger sur la durée de vie de l'émission, le coefficient d'absorption, la puissance au seuil, et le taux de upconversion.

Finalement, la puissance pompe au seuil et l'efficacité de la pente en présence des processus Auger s'écrivent, respectivement, en divisant  $\eta_Q(\rho_{seuil})$  par l'équation (5.7) et, en multipliant  $\eta_Q(\rho_{seuil})$  par l'équation (5.8) par :

$$S_e = \frac{T}{T+L} \eta_Q(\rho_{seuil}) \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \zeta_0, \quad (5.26)$$

$$P_{seuil} = \frac{T+L}{2} \frac{I_{sat}}{\eta_Q(\rho_{seuil}) l \lambda_p} V_{eff} \quad (5.27)$$

Les pertes engendrées par les processus Auger ont donc un impact négatif sur les performances du laser et, notamment pour des densités d'inversion de population au seuil ( $N_{seuil}$ ) élevées. Les pertes peuvent être justifiées par une intensité de saturation effective,

$$I_{sat} = \frac{h\nu_l}{\sigma_e \tau_{eff}} = \frac{h\nu_l}{\sigma_e} \times (1/\tau_f + \alpha N_{seuil}), \quad (5.28)$$

qui augmente linéairement avec  $N_{seuil}$ . Comme la puissance au seuil est proportionnel ( $P_{seuil} \propto I_{sat}$ ) à l'intensité de saturation, il est affecté par l'augmentation de la densité de population au seuil. En utilisant les valeurs connues pour  $\alpha$  et pour  $\tau_f$  dans un cristal de Nd:YLF dopé à 1 % ( $= \Delta N/N$ ) d'atomes, une inversion de population au seuil de 1 % augmente l'intensité de saturation par plus de 7 % par rapport à sa valeur sans upconversion.

La section suivante présente le type de configuration laser retenue pour générer un faisceau laser multimode longitudinal.

### 5.1.4 Cavité à trois miroirs

Nous allons utiliser dans ce mémoire des cavités linéaires à trois miroirs (dite « cavité en V ») dans l'étude du Nd:GGG et du Nd:YLF en régime multimode longitudinal (voir figure 5.3). Par ailleurs, la procédure d'alignement des lasers infrarouges est décrite dans l'annexe A.

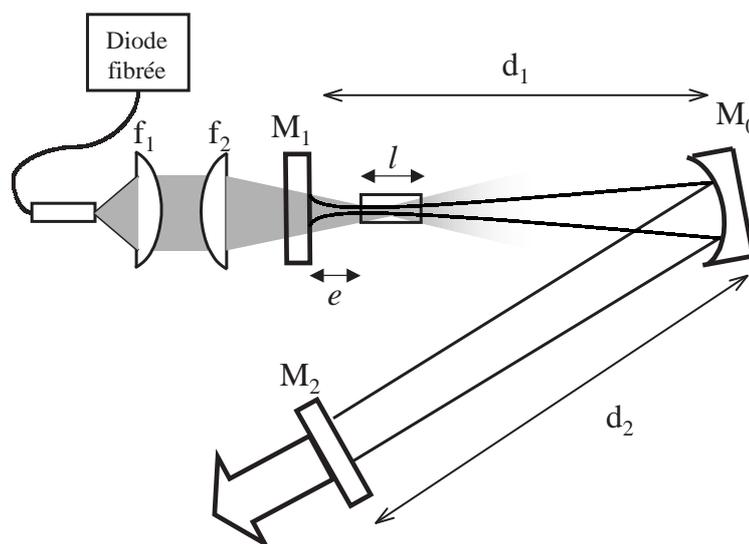


FIG. 5.3 – Schéma descriptif d'une cavité à trois miroirs contenant un cristal laser de longueur  $l$  placé à une distance  $e$  du miroir incident.  $M_2$  représente le coupleur de sortie. Le waist du mode laser est localisé sur le miroir  $M_1$ , alors que celui de la pompe est situé dans le milieu actif. Le faisceau pompe, issu de la diode fibrée, se propage de  $M_1$  vers  $M_0$  et, est focalisé par le système afocal constitué des deux doublets de focales  $f_1$  et  $f_2$ .

La géométrie de la cavité n'est pas choisie au hasard. Ce choix répond aux critères suivants: le faisceau laser doit être monomode transverse  $TEM_{00}$ ; le recouvrement du faisceau pompe et du faisceau laser doit être optimisé; des éléments optiques intra-cavité seront présents.

Nous utilisons une cavité à trois miroirs plutôt qu'une cavité plan-concave pour les raisons suivantes :

- Le retour direct de la lumière issue de la diode dans sa propre jonction peut conduire à un risque de claquage. Comme le cristal n'absorbe pas toute la pompe, les risques de retour sont fortement possibles. Nous utilisons donc un miroir de repli ayant le même traitement dichroïque que le miroir incident  $M_1$  (HT 808 nm; HR 1320 nm) ;
- Comme le montre la figure 5.3, une cavité à trois miroirs offre trois distances ajustables à

l'utilisateur ( $d_1$ ,  $d_2$  et  $e$ ). Cela permet une plus grande flexibilité si l'on est amené à modifier la taille du faisceau de cavité soit sur le cristal, soit sur l'un des miroirs ;

- Enfin, la présence d'un bras collimaté entre  $M_0$  et  $M_1$  permet l'insertion dans la cavité d'éléments sélectifs en longueur d'onde (prisme, filtre de Lyot, étalon) sans modifier les propriétés de la cavité.

Notons qu'un tel résonateur, à cause de l'angle d'incidence oblique au niveau du miroir central  $M_0$ , introduira de l'astigmatisme.

L'ajustement du mode laser avec le faisceau de pompe est plus facile à optimiser avec ce type de configuration qu'avec une cavité plan-concave, grâce à un choix judicieux de la longueur des deux bras et des différents rayons de courbure. Ainsi, l'efficacité  $S_e$ , de la pente du laser, peut être facilement optimisée par une cavité à trois miroirs.

Les expressions des waists  $w_1$ ,  $w_2$  sur  $M_1$  et  $M_2$ , ainsi que l'angle de divergence  $\theta$  du faisceau de sortie sont données par

$$w_1 = (\lambda f / \pi)^{1/2} [(g_1/g_2) (1 - g_1 g_2)]^{1/4}, w_2 = (\lambda f / \pi)^{1/2} [(g_2/g_1) (1 - g_1 g_2)]^{1/4}, \text{ et}$$

$$\tan \theta \approx \theta = \lambda / \pi w_2, \text{ avec } g_i = 1 - d_i / f \text{ (} i=1 \text{ ou } 2 \text{)}.$$

En effet, avec  $d_1 = 84$  mm,  $d_2 = 1000$  mm,  $f = 80$  mm, nous trouvons  $w_1 = 23,4$   $\mu\text{m}$ ,  $w_2 = 355$   $\mu\text{m}$ , et  $\theta = 0,45$  mrad.

Lors de la conception d'une cavité laser de puissance nous devons prendre garde à la lentille thermique associée au cristal. En effet, une lentille thermique forte (avec une courte focale) peut modifier de façon significative les domaines de stabilité et la taille des faisceaux dans la cavité. Ainsi, si nous souhaitons obtenir un faisceau dont les qualités spatiales ne varient pas notablement avec la puissance de pompe, nous avons tout intérêt à concevoir une cavité insensible à la lentille thermique. Autrement dit, une cavité pour laquelle le diamètre du mode fondamental dans le cristal varie le moins possible avec la focale thermique (et donc avec la puissance pompe). La figure 5.4 montre l'évolution du rayon au waist du mode fondamental en fonction de la focale thermique d'un cristal laser. La cavité (voir figure 5.3) utilisée est telle que :  $d_1 = 115$ ,  $d_2 = 250$  et  $e = 15$  mm, avec un rayon de courbure pour le miroir  $M_0$  égale à 200 mm. Nous voyons sur la courbe que le rayon du faisceau de cavité est pratiquement toujours égale 100  $\mu\text{m}$ , indépendamment de la focale thermique. Il ne varie que de 10 % quand la distance focale va de 25 à 250 mm (correspondant aux ordres de grandeur des lentilles thermiques pour le type de laser que nous utilisons).

Le cristal est fixé dans un support de cuivre qui le maintient par quatre faces. Pour augmenter

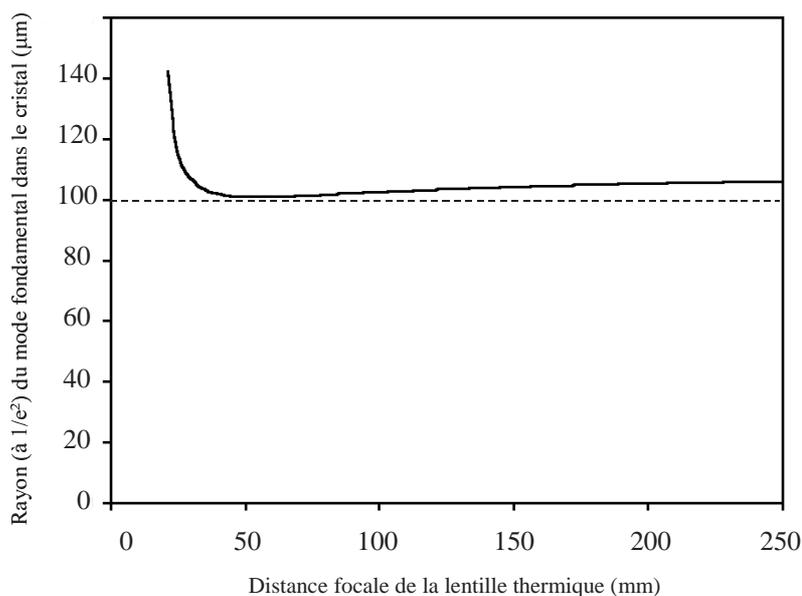


FIG. 5.4 – Evolution du rayon du mode fondamental d’une cavité à trois miroirs pour des focales thermiques allant de 25 à 250 mm.

la qualité du contact thermique, on insère le plus souvent une feuille d’indium entre le cristal et le cuivre. L’évacuation de la chaleur est assurée par de l’eau maintenue à une température constante de  $16\text{ }^\circ\text{C}$ , qui circule en circuit fermé dans le bloc de cuivre.

### 5.1.5 Ordre de grandeur de la puissance laser

Avec les propriétés des cristaux de Nd:GGG et de Nd:YLF étudiées au chapitre 3 et, le modèle présenté dans ce chapitre, nous pouvons désormais donner une indication de la puissance de sortie à  $1,3\ \mu\text{m}$ .

La plupart des paramètres dont nous avons besoins sont connus. Ils sont fixés arbitrairement (waists, puissance pompe) ou donnés dans la littérature (section efficace, durée de vie, *etc.*). Néanmoins, trois paramètres ne sont pas connus expérimentalement à ce stade : les pertes ( $L$ ) passives de la cavité, la puissance absorbée maximale permise avant fracture et, le paramètre Auger  $\alpha$  n’est pas connu (à notre connaissance) pour le Nd:GGG.

Les pertes passives du laser ne peuvent être déterminées qu’expérimentalement, cependant d’après l’article de MERMILLIOD *et al.* [99], nous pouvons prendre  $L_{GGG} = 0,02$  et  $L_{YLF} = 0,01$ . L’effet laser en présence des processus Auger ne sera pas considéré pour le Nd:GGG. Comme la puissance absorbée maximale permise n’est pas encore connue, nous signalons que pour des puissances avoi-

sinant 10 W, il peut y avoir un risque de fracture du matériau.

**Nd:GGG** Le paramètre Auger du Nd:GGG n'est pas connu, mais notre simulation montre la tendance du laser sur la géométrie des faisceaux. Nous allons donc montrer l'importance de la taille des waists (pompe et cavité) ainsi que du recouvrement pompe/cavité sur les performances du laser. La cavité laser est celle qui est montrée sur la figure 5.3 dans laquelle le miroir  $M_0$  a un rayon de courbure de 200 mm et le coupleur de sortie a une transmission de 3 %. Notons que ces valeurs correspondent à ce qui a été fait dans l'expérience avec une transmission du miroir de sortie optimum. D'après le tableau A.1 (voir annexe), montrant les différentes valeurs des waists de la pompe accessibles, celles associées à la cavité ne doivent pas être trop éloignées de ces dernières. En variant la longueur des bras du résonateur, il est donc possible de remplir cette condition, comme le montre le tableau 5.1. Ainsi, en composant avec les focales ( $f_1$  et  $f_2$ ) des doublets et la longueur des bras ( $d_1$  et  $d_2$ ), les waists de la cavité et de la pompe ( $w_{c0}$  et  $w_{p0}$ ) peuvent être rendues relativement proches, de manière à imposer une efficacité  $\zeta_0$  aussi grande que possible.

Les paramètres du cristal de Nd:GGG dopé à 2 % d'atomes et la longueur d'onde de pompe sont indiqués dans le tableau 5.2. Les résultats des calculs pour différents waists sont montrés dans le tableau 5.3 avec 10 W de puissance absorbée.

Les puissances laser attendues se situent donc dans la gamme des 2-3 W pour 10 W de puissance absorbée à 805 nm. Nous remarquons que plus les waists sont élevés ( $V_{eff}$  grand), plus la puissance au seuil augmente ( $P_{seuil} \propto V_{eff}$ ). Par contre, la taille des waists ne joue aucun rôle pour l'efficacité de la pente, seul l'efficacité de recouvrement ( $w_{p0} \sim w_{c0}$ ) permet d'augmenter  $S_e$ . En résumé, avec des waists petits et proches ( $\sim 100 \mu\text{m}$ ) : l'efficacité de la pente est optimisée par un fort recouvrement et, la puissance au seuil est réduite par un petit volume effectif.

TAB. 5.1 – Correspondance des waists sur les miroirs incident ( $w_{c0}$ ) et de sortie ( $w_2$ ) avec les longueurs des bras du résonateur plan-concave-plan avec un rayon de courbure de 200 mm pour le miroir concave.

$d_1$ (mm)	$d_2$ (mm)	$w_{c0}$ ( $\mu\text{m}$ )	$w_2$ ( $\mu\text{m}$ )
120	120	205	205
110	140	150	290
110	125	170	260
130	160	170	240
110	130	160	270

TAB. 5.2 – Paramètres utilisés pour modéliser le Nd:GGG (2 % at.) en cavité laser.

$\lambda_p$ (nm)	$\lambda_l$ (nm)	$\alpha_p$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$n$	$\sigma_e \times 10^{-20}$ $\text{cm}^2$	$\tau_f$ ( $\mu\text{s}$ )	$l$ (mm)	diamètre du cristal (mm)
805	1331	8	1,93	5,5	240	4	4

TAB. 5.3 – Calculs de la puissance laser, de la puissance au seuil, de l'efficacité de la pente et de l'efficacité de recouvrement pour le laser Nd:GGG avec 10 W de puissance absorbée.

$w_{p0}$ ( $\mu\text{m}$ )	$w_{c0}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\zeta_0$	$S_e$	$P_{seuil}$ (W)	$P_{laser}$ (W)
105	120	0,94	0,29	0,2	2,8
170	150	0,73	0,22	0,3	2,1
170	170	0,94	0,28	0,5	2,7
200	205	0,93	0,28	0,7	2,6

**Nd:YLF** Avec le cristal de Nd:YLF, nous connaissons le paramètre Auger et nous pouvons donc prendre en compte les processus Auger et appliquer le modèle du § 5.1.3.2. Nous regarderons en particulier l'influence : de la concentration de dopants (0,5 et 1 % d'at.), de l'absorption à 806 et à 797 nm pour un dopage de 1 % d'atomes et, de la puissance thermique  $P_{th}$  (voir § 2.3.4) générée pour chaque cas.

La seule cavité laser étudiée ici, est schématisée sur la figure 5.5. Les waists de la pompe et de la cavité (135 et 130  $\mu\text{m}$ ) sont tout deux localisés dans le milieu actif. Nous travaillons au

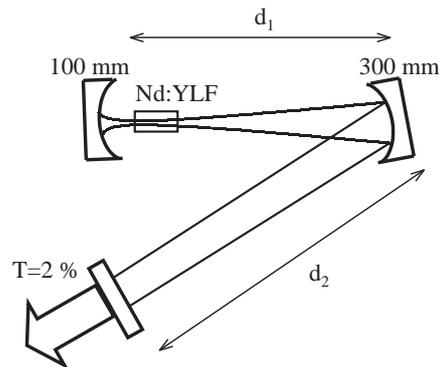


FIG. 5.5 – Laser Nd:YLF à 1321 nm et dopé à 1 % ou à 0,5 % d'atomes, pompé à 806 ou à 797 nm avec :  $w_{c0} = 130 \mu\text{m}$ ,  $w_{p0} = 135 \mu\text{m}$  et, une transmission du coupleur de  $T = 2 \%$ .

maximum de la courbe de gain avec une puissance absorbée de 11 W. La longueur d'onde laser

est donc égale à 1321 nm avec une section efficace d'émission de  $2,1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ . La durée de vie du niveau laser est de 520  $\mu\text{s}$ . Le cristal fait 7 mm de longueur et de section droite  $3 \times 3 \text{ mm}$  et, d'indice de réfraction  $n = 1,47$ . La transmission du coupleur vaut 2 % et les pertes passives sont égales à  $L = 0,01$  [99]. Pour un dopage de 1 % d'at., les coefficients d'absorption  $\alpha_p$  valent respectivement 1,63 et 5,75  $\text{cm}^{-1}$  pour un pompage à 806 et 797 nm. Avec un dopage à 0,5 % d'at. et un pompage à 806 nm,  $\alpha_p$  ne vaut plus que 0,81  $\text{cm}^{-1}$ .<sup>6</sup>

Les résultats obtenus sont montrés dans le tableau 5.4 qui est séparé en deux parties : sans upconversion et avec upconversion. Ce tableau expose pour chaque cas la puissance laser. Il ajoute dans la partie avec upconversion : l'efficacité quantique, le paramètre  $\rho_{seuil}$ , la fraction  $\gamma$  d'ions  $\text{Nd}^{3+}$  excités se relaxant par fluorescence, ainsi que la fraction thermique  $\eta_h$  égale à l'expression (4.4). Rappelons que sans upconversion, la fraction thermique,  $\eta_h$  égale au défaut quantique, vaut 0,39 pour un pompage à 806 nm et 0,40 à 797 nm.

TAB. 5.4 – Résultats des modèles sans et avec upconversion pour le laser Nd:YLF dopé à 1 % et à 0,5 % d'at. Pour le premier dopage :  $\alpha_p = 1,63 \text{ cm}^{-1}$  pour  $\lambda_p = 806 \text{ nm}$  et  $\alpha_p = 5,75 \text{ cm}^{-1}$  pour  $\lambda_p = 797 \text{ nm}$ . Pour le deuxième dopage,  $\alpha_p = 0,81 \text{ cm}^{-1}$  pour  $\lambda_p = 806 \text{ nm}$ . La puissance laser est donnée pour une puissance absorbée de 11 W. La taille des faisceaux pompe et laser sont celles de la cavité de la figure 5.5

sans upconversion		avec upconversion				
$\alpha_p$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$P_{laser}$ (W)	$P_{laser}$ (W)	$\eta_Q$	$\rho_{seuil}$	$\gamma$	$\eta_h$
1,63	4,0	3,9	0,94	0,42	0,91	0,44
5,75	4,8	4,3	0,89	1,04	0,82	0,50
0,81	3,7	3,7	0,98	0,12	0,97	0,41

Nous remarquons que le modèle avec upconversion n'apparaît pas nécessaire pour des coefficients d'absorption faibles. Sur la puissance laser, nous faisons une erreur de  $\sim 5 \%$  pour  $\alpha_p = 1,63 \text{ cm}^{-1}$  et pratiquement aucune pour  $\alpha_p = 0,81 \text{ cm}^{-1}$ . Par contre, avec le Nd:YLF à 1 % d'at. et un pompage à 797 nm, l'erreur devient de  $\sim 10 \%$ . Par rapport au cas sans upconversion ( $\eta_h = 0,39$ ), la fraction thermique commence à devenir significative pour le dopage à 1 % d'at. et, est même importante à 797 nm. Ainsi, pour une puissance thermique maximale ( $P_{th,lim}$ ) avant fracture qui

6. La valeur de ces coefficients d'absorption ont été déterminée par l'expérience.

est supposée connue pour le Nd:YLF, la puissance absorbée ( $P_{abs,lim}$ ) maximale devient de plus en plus faible à mesure que le coefficient d'absorption augmente. En d'autres termes, le seuil de fracture thermique induit par les processus Auger, diminue lorsque l'absorption de la pompe est plus importante (par un décalage de  $\lambda_p$  ou par un dopage plus élevé). La figure 5.6 montre la puissance laser (calculée) en fonction du coefficient d'absorption avec et sans upconversion pour 11 W de puissance absorbée.

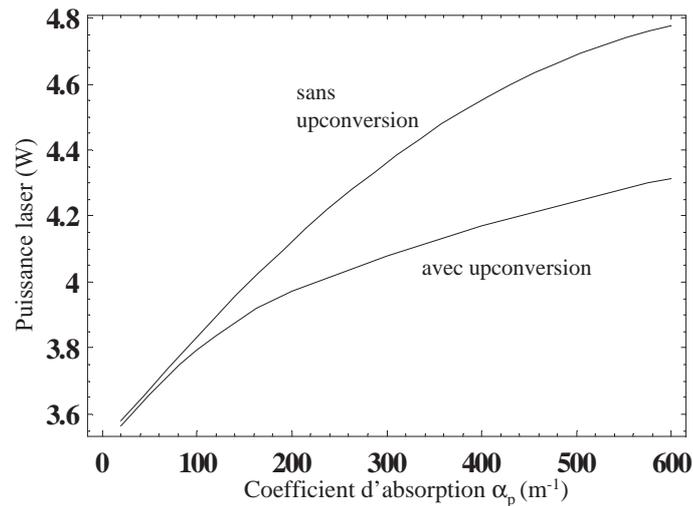


FIG. 5.6 – Puissance laser avec et sans upconversion en fonction du coefficient d'absorption pour 11 W de puissance absorbée.

A partir des paramètres du système laser, nous avons montré comment dimensionner un LESPDP avec et sans effet thermique. Pour résumer, ces effets thermiques entraînent le chemin suivant : lorsque l'upconversion augmente, la fraction thermique et la température augmentent également ; les contraintes locales deviennent de plus en plus importantes jusqu'à l'apparition de la fracture du cristal. Pour compléter cette étude (section suivante), il est nécessaire de déterminer expérimentalement la puissance thermique maximale avant fracture afin de connaître les puissances laser associées. Ces modèles seront ensuite confrontés avec les résultats expérimentaux.

## 5.2 Résultats expérimentaux

Cette section décrit les résultats du laser à trois miroirs avec et sans accordabilité de la longueur d'onde laser. A ce stade, le résonateur est toujours multimode longitudinal. Ce qui nous intéresse dans un premier temps, c'est l'obtention d'une puissance laser optimale et, dans un deuxième

temps, accorder la longueur d'onde laser vers celles qui sont souhaitées.

## 5.2.1 Le laser Nd:GGG

Nous commençons par décrire les spécifications (absorption, dimensions, dopage) du cristal de Nd:GGG utilisé. Ensuite, les courbes d'efficacité expérimentales sont présentées en fonction des différents waists et des différentes transmission des coupleurs de sortie et, l'accordabilité de la longueur d'onde vers 1322,6 nm sera envisagée.

### 5.2.1.1 Absorption et spécifications du Nd:GGG

Deux types de cristaux de Nd:GGG ont été étudiés. Ils sont fournis par la société allemande Impex GmbH.<sup>7</sup> Ils sont dopés avec un pourcentage de 2 % d'atomes actifs. Le traitement optique sur les deux faces des barreaux est un antireflet avec un coefficient de réflexion  $R < 0,6$  % en incidence normale pour les longueurs d'onde à 808 et à 1322 nm. Les dimensions des barreaux sont, soit un diamètre de 2 mm avec une longueur de 3 mm, soit un diamètre de 4 mm avec une longueur de 4 mm.

La détermination du coefficient d'absorption  $\alpha_p$  du Nd:GGG en fonction de la longueur d'onde de pompe a été réalisée avec le barreau de longueur  $l = 3$  mm. Le rayonnement de la pompe est collimaté par un premier doublet et est ensuite focalisé dans le cristal par un second doublet. La puissance pompe incidente  $P_{p0}$  fixée à 7 W est reliée à la puissance pompe absorbée  $P_{abs}$  par la relation

$$P_{abs} = P_{p0} (1 - e^{-\alpha_p l}). \quad (5.29)$$

La longueur d'onde  $\lambda_p$  de la diode de pompe varie simultanément avec la température de consigne de la diode et du courant appliqué. Elle est contrôlée par un monochromateur Jobin Yvon. Les résultats sont représentés sur la figure 5.7.

La comparaison des deux courbes de la figure 5.7 avec la figure 4.5 indique que la longueur d'onde de pompe se déplace sur le 2<sup>e</sup> pic d'absorption le plus important autour de 805 nm. Le pic d'absorption le plus élevé situé à 808 nm peut être atteint par la source de pompage lorsque sa puissance est supérieure à 20 W. Or, le cristal de Nd:GGG se brise pour des puissances pompe incidentes dépassant 8 W. C'est pourquoi nous utilisons plutôt la raie autour de 805 nm.

---

7. [www.impex-hightech.de/Materials.html](http://www.impex-hightech.de/Materials.html)

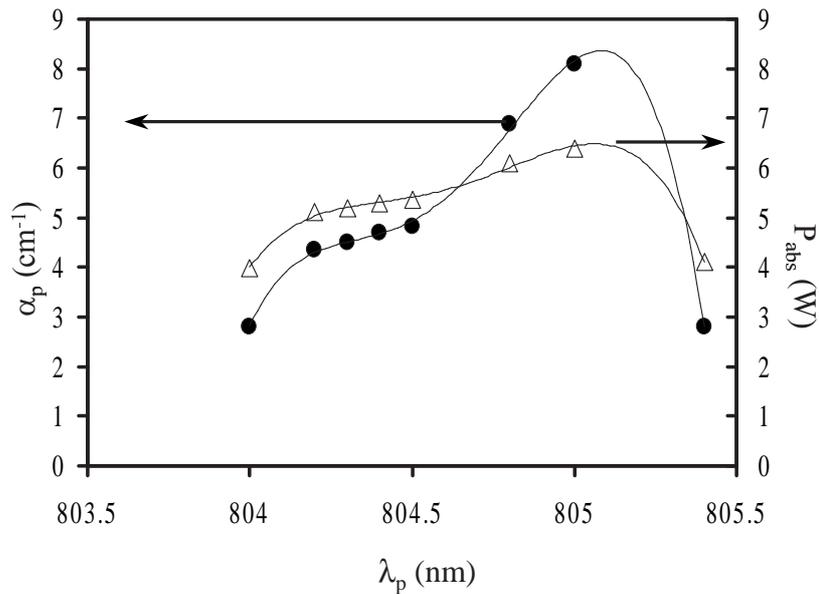


FIG. 5.7 – Absorption du rayonnement de la diode de pompe en fonction de la longueur d’onde de pompe pour une puissance pompe incidente fixée à 7 W.  $\alpha_p$  est le coefficient d’absorption de la pompe (cercle plein) et  $P_{abs}$  est la puissance pompe absorbée (triangle) dans le Nd:GGG de longueur 3 mm et un dopage de 2 % d’atomes actifs.

### 5.2.1.2 Résultats du laser Nd:GGG

De nombreuses configurations de cavités à trois miroirs ont été étudiées. Ce sont les « plans, concaves, plans » ou les « concaves, concaves, plans ». Ces dernières permettent d’obtenir un waist du mode laser éloigné du miroir laser incident.

Les paramètres de variation des systèmes lasers sont pour le banc de pompage : les focales des doublets, et pour le résonateur : les rayons de courbure des miroirs, les longueurs des bras de la cavité et les transmissions du coupleur de sortie. Un bon compromis entre les valeurs de ces paramètres permet d’affiner le recouvrement de la pompe et du mode laser et/ou de réduire les waist de la pompe et du faisceau laser.

Nous commençons par étudier une cavité à trois miroirs dans le cas d’un pompage utilisant un waist déterminé par les focales  $f_1 = 60$  mm et  $f_2 = 100$  mm. Rapidement, l’utilisation de focales  $f_1 = f_2 = 60$  mm, c.-à-d. avec un waist  $w_{p0}$  plus petit, s’avéra bien plus conforme aux modèles. Une série de cavités de géométries différentes sera utilisée pour ce type de pompage et permettra de souligner quelques notions utiles (transmission optimale, recouvrement, *etc.*) pour construire une cavité laser.

**5.2.1.2.1 Réduction de l'efficacité par la focale thermique du milieu laser** Dans ce paragraphe, nous allons montrer qualitativement comment l'effet de lentille induite par l'échauffement du cristal peut conduire à une diminution de l'efficacité de la pente au cours de la montée de la puissance pompe. Pour cela nous considérons le système laser décrit sur la figure 5.8 dans lequel le rayon du faisceau pompe fait  $w_{p0} \sim 170 \mu\text{m}$ . A la sortie du résonateur, le rayon du faisceau est

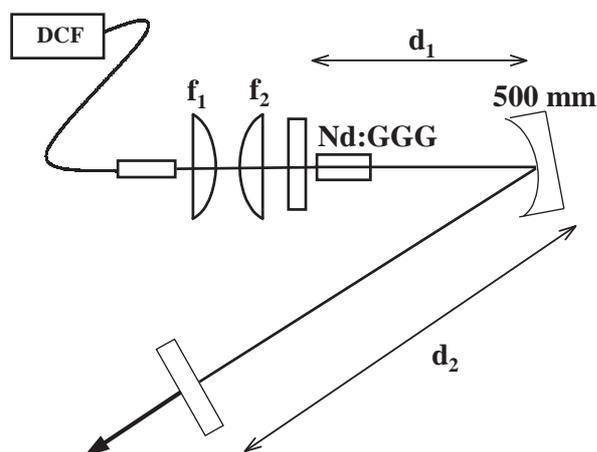


FIG. 5.8 – Laser Nd:GGG à trois miroirs avec  $f_1 = 60 \text{ mm}$ ,  $f_2 = 100 \text{ mm}$ ,  $d_1 = 250 \text{ mm}$ ,  $d_2 = 550 \text{ mm}$ , un rayon de courbure de  $500 \text{ mm}$ , une transmission du coupleur de sortie  $T = 3 \%$  et, DCF : diode couplée à une fibre.

d'environ  $670 \mu\text{m}$  et a une faible divergence. A puissance pompe nulle, la focale thermique  $f_{th}$  est infinie et, le rayon au waist de la cavité est égale à  $w_{c0} \sim 115 \mu\text{m}$ .

La courbe d'efficacité (puissance laser en fonction de la puissance pompe absorbée) pour la longueur d'onde centrale moyenne ( $1331,2 \text{ nm}$ ) est montrée sur la figure 5.9 et a été obtenue pour le cristal de  $4 \text{ mm}$  de longueur.

Notons que toutes les courbes d'efficacité seront affichées en fonction de la puissance pompe absorbée par le milieu amplificateur considéré et non en fonction de la puissance pompe incidente. Cela tient au fait que la longueur d'onde d'émission d'une diode varie avec le courant d'injection et avec la température.

La puissance laser augmente linéairement jusqu'à  $5 \text{ W}$  de puissance pompe absorbée, au-delà, elle fléchit et sature. A  $12,9 \text{ W}$  de puissance absorbée, le barreau se casse en divers endroits. Des fêlures visibles du bord jusqu'au centre sont nettement visibles dans la masse du barreau. Cette saturation de la puissance laser jusqu'à la cassure du milieu à gain vient des contraintes, des

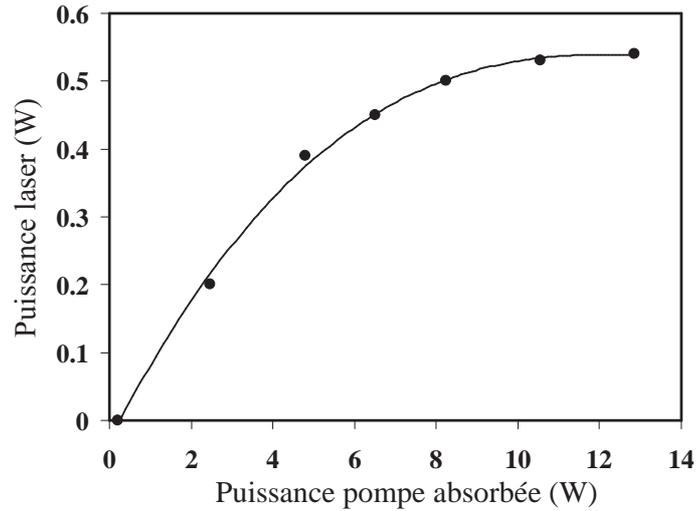


FIG. 5.9 – Courbe d’efficacité à 1331,2 nm du laser Nd:GGG ( $l = 4$  mm) à trois miroirs pour  $f_1=60$  mm et  $f_2=100$  mm et,  $T = 3$  %. Les points représentent les données expérimentales alors que la courbe en trait plein vient du modèle (sans upconversion) qui tient compte des focales thermiques choisies pour être le plus proche du résultat expérimental.

tensions et des gradients thermiques induit par l’échauffement important subi par le cristal.

Pour expliquer ce comportement, nous considérons que le cristal de Nd:GGG est une lentille épaisse de focale  $f_{th}$  variable avec  $P_{abs}$ . Par conséquent, le rayon ( $w_{c0}$ ) au waist de la cavité (calculé par les matrices ABCD) est également changeant ; il diminue en même temps que  $f_{th}$ .

Nous ne connaissons pas exactement sa valeur, mais avec [41], [30] et [39], des ordres de grandeur sont disponibles et permettent avec le modèle (§ 5.1.3.1) sans upconversion de montrer la réduction de  $S_e$ . Les focales thermiques vont typiquement de l’infini ( $P_{abs} = 0$  W) à quelques centimètres. Ainsi, avec les résultats présentés dans le tableau 5.5, nous voyons de quelle manière la pente  $S_e$  diminue.

TAB. 5.5 – Influence de la focale thermique  $f_{th}$  sur le waist de la cavité  $w_{c0}$ , l’efficacité de recouvrement  $\zeta_0$ , le volume effectif  $V_{eff}$  et, l’efficacité de la pente  $S_e$ .

$f_{th}$ (cm)	$w_{c0}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\zeta_0$	$V_{eff}$ ( $\times 10^{-5}$ cm <sup>3</sup> )	$S_e$
$\infty$	115	0,43	7,1	0,13
30	100	0,32	4,0	0,1
8	80	0,20	1,6	0,06

La cavité reste stable quelle que soit la focale thermique. Le waist de la cavité diminue quand  $P_{abs}$  (c.-à-d.  $f_{th}$ ) augmente, entraînant également sur son passage une réduction de l’efficacité

de recouvrement et, par conséquent, une baisse de l'efficacité de la pente. Ainsi, pour 10 W de puissance absorbée, la puissance laser passe de 1,28 ( $f_{th} \rightarrow \infty$ ) à 0,6 W ( $f_{th} = 8$  cm). Cette dernière valeur comparée avec la courbe d'efficacité apparaît donc plus réaliste que la première. La courbe en trait plein de la figure 5.9 obtenue par le calcul représente au mieux la puissance laser expérimentale (points sur la figure). Pour cela, la focale  $f_{th}$  est ajustée pour chaque valeur de la puissance absorbée. Ainsi, la variation de la focale thermique explique bien ce changement de pente et, d'autant plus, que nous sommes partis avec des waists (pompe et cavité) éloignés (170 contre 115  $\mu\text{m}$ ) : l'efficacité de recouvrement est déjà faible et doit être améliorée.

Pour ce faire, la densité de puissance pompe absorbée est augmentée en rempaçant la focale  $f_2 = 100$  mm par  $f_2 = 60$  mm. Ce banc de pompage entraîne une meilleure efficacité du recouvrement et de la pente. Il sera considéré dans toute la suite de cette section 5.2.1.

### 5.2.1.2.2 Résultats pour un waist de la pompe égale à 100 $\mu\text{m}$

**Cavité à trois miroirs plan-concave-plan** La cavité envisagée est illustrée sur la figure 5.10.  $d_1$ ,  $d_2$  et  $T$  (transmission du coupleur de sortie) sont des paramètres variables. Les transmissions à

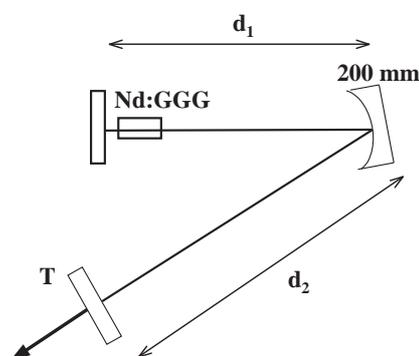


FIG. 5.10 – Cavité pliée plan–concave–plan avec un rayon de courbure de 200 mm.

1,3  $\mu\text{m}$  des différents miroirs de sortie sont 0,5 %, 1 %, 2 %, 3 % et 5 %. Pour chacune d'entre elles une ou plusieurs longueurs de cavité ont été examinées. Les résultats sont présentés sur la figure 5.11, où l'on a indiqué les valeurs de  $d_1$ ,  $d_2$  et la transmission du miroir de sortie. La correspondance entre la longueur des bras et le waist de la cavité est indiquée dans le tableau 5.1.

La comparaison entre ces différentes courbes montrent que le coupleur optimal est située autour de 3-5 %. L'efficacité de la pente pour le coupleur  $T = 5$  % est de 15 %. La meilleure configuration

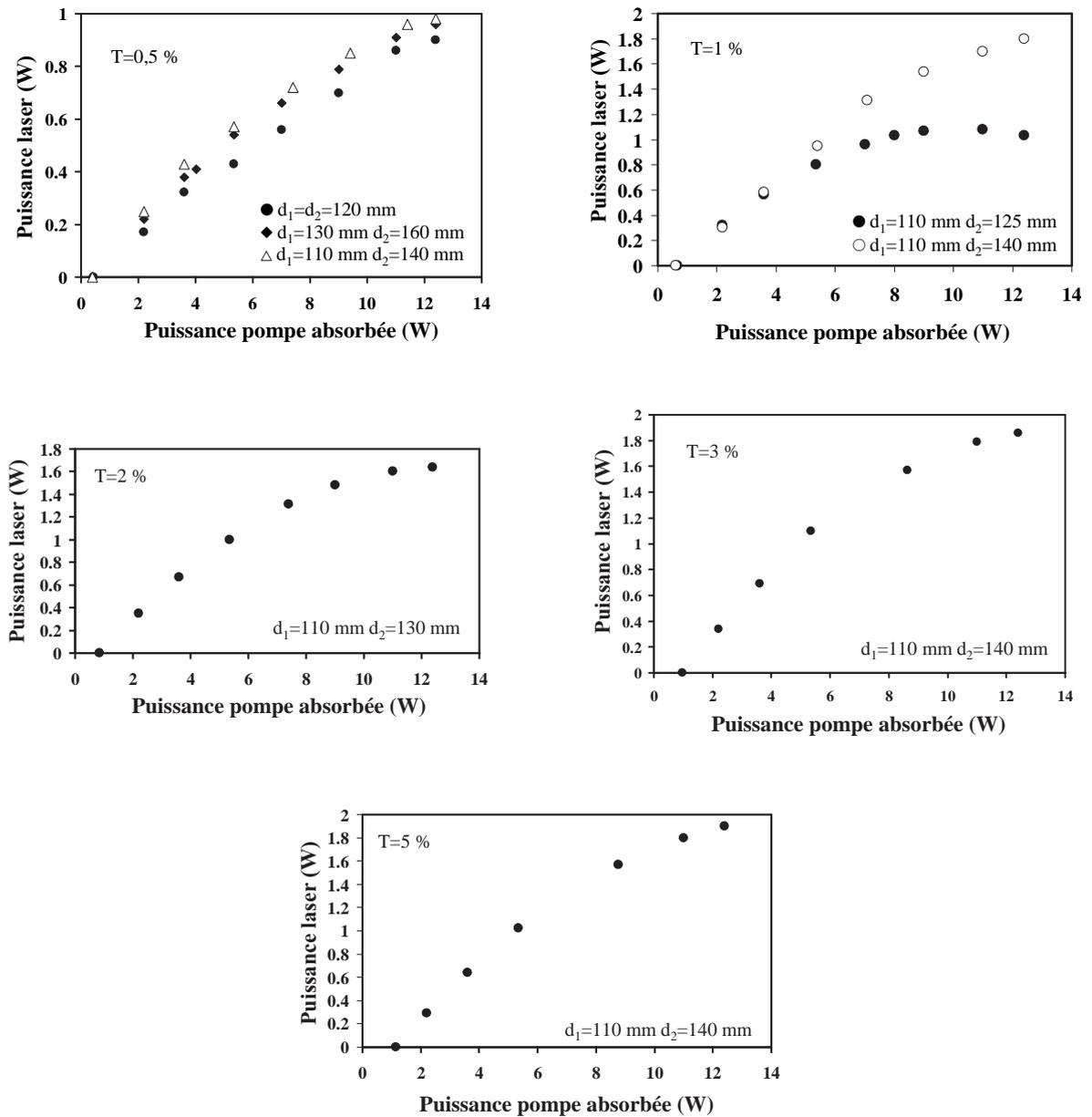


FIG. 5.11 – Courbes d'efficacité à 1331,2 nm du laser Nd:GGG (2 % d'at.,  $l = 4$  mm) pour une cavité à trois miroirs (plan-concave-plan), avec 200 mm de rayon de courbure pour le concave et, un waist  $w_{p0} = 100 \mu\text{m}$ . Les différentes longueurs des bras de la cavité ainsi que les transmissions du miroir de sortie sont affichées sur chaque courbe. Les waists de la cavité associés à chaque configuration sont donnés dans le tableau 5.1.

laser est celle où  $d_1 = 110$  et  $d_2 = 140$  mm, c.-à-d., celle où l'efficacité de recouvrement est la plus grande.

**Cavité à 3 miroirs concave–concave–plan** Le principe de cette cavité est d'augmenter encore le recouvrement entre la pompe et le mode de la cavité. Le miroir incident (voir Figure 5.12) qui est maintenant concave, déplace le waist du résonateur vers le miroir central. Ainsi, le rayon  $w_{c0}$  du faisceau laser se trouve dorénavant dans le milieu amplificateur.

La cavité est telle que le waist du mode du résonateur est à 10 mm du miroir incident, le cristal de Nd:GGG peut aisément être placé dessus. La longueur des bras est fixée à  $d_1=160$  mm et  $d_2=150$  mm pour maximiser le recouvrement pompe/laser. Ainsi, le waist  $w_{c0}$  a une valeur plus proche de celui de la pompe, avec  $w_{c0}=120 \mu\text{m}$ . Les variables seront donc les transmissions des coupleurs de sortie avec :  $T=0,5-1-2-3$  et 5 %. Les résultats sont à comparés avec ceux de la cavité plan–concave–plan. Nous indiquons sur la figure 5.13 l'ensemble des courbes d'efficacité pour différents coupleurs de sortie.

La transmission du coupleur optimal est localisée autour de 3 %. Malgré un meilleur recouvrement entre la pompe et le mode du résonateur, il n'a pas été possible d'obtenir une puissance laser supérieure. Au maximum de puissance pompe absorbée (12,4 W), la puissance laser de la cavité plan–plan–concave est plus grande d'environ 100 mW par rapport à la cavité concave–concave–plan. Les effets thermiques à ce niveau de puissance pompe sont tels qu'il n'est pas recommandé de diminuer le waist (ou d'augmenter le recouvrement  $\zeta_0$ ) du faisceau laser en dessous de  $120 \mu\text{m}$ .

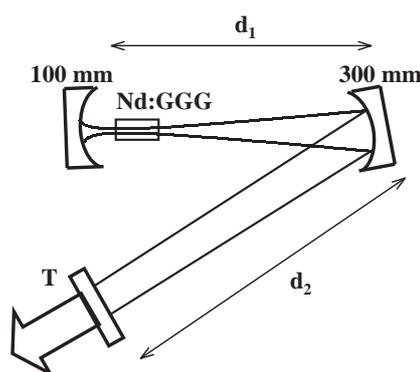


FIG. 5.12 – Cavité à trois miroirs concave–concave–plan avec  $d_1 = 160$  mm et  $d_2 = 150$  mm, le waist  $w_{c0}$  fait  $120 \mu\text{m}$ .

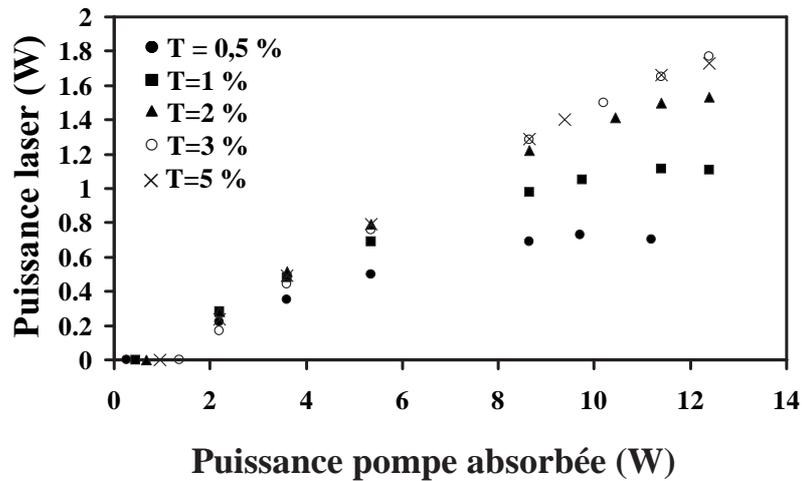


FIG. 5.13 – Courbes d’efficacité du laser Nd:GGG (2 % d’at.,  $l = 4$  mm) à 1331,2 nm pour la cavité concave–concave–plan (de rayon 100 et 300 mm) et différentes transmissions du miroir de sortie.

En effet, comme précédemment le waist du résonateur diminue avec la focale thermique lorsque la puissance pompe augmente. La figure 5.14 montre que le waist initial sans lentille thermique est optimum pour  $w_{c0} \sim 150 \mu\text{m}$ . Pour ce waist initial et à puissance pompe maximum, le waist de la cavité diminue vers une valeur qui donne alors la plus grande efficacité  $\zeta_0$  de recouvrement comparée à celles données par les autres waists initiaux.

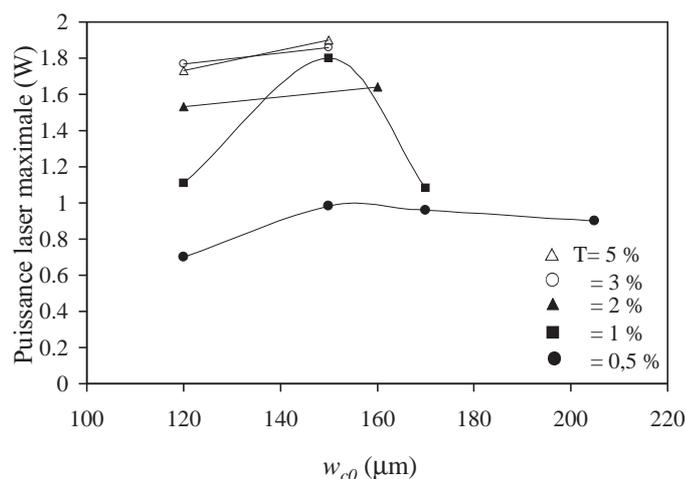


FIG. 5.14 – Puissance laser maximale en fonction du waist  $w_{c0}$  initial sans lentille thermique pour les différents coupleurs de sortie utilisés.

### 5.2.1.3 Accordabilité du laser Nd:GGG monoraie à $1,3 \mu\text{m}$

Ce paragraphe étudie qualitativement l'accordabilité d'un laser Nd:GGG monoraie.

**Laser monoraie.** Il peut arriver qu'un laser puisse émettre sur plusieurs longueurs d'onde qui sont espacées de plusieurs nanomètres. Leurs raies respectives sont ainsi discernables, c.-à-d. qu'elles ne se recouvrent pas. Typiquement, à  $1,3 \mu\text{m}$  et sans élément sélectif intra-cavité, le laser Nd:GGG avec quatre bandes d'émission (voir figure 4.4 p. 57) est au moins bi-raie (émission à 1323,4 et 1331,2 nm). Alors que pour le Nd:YLF (figure 4.9 p. 64), il n'y a que deux bandes d'émission (sur la transition  $\pi$  ou  $\sigma$ ) plus larges. Le laser Nd:YLF est monoraie à  $1,3 \mu\text{m}$ .

**Montage général.** Le montage utilisé pour contrôler la longueur d'onde et la structure spectrale du laser est schématisé sur la figure 5.15.

L'analyseur de spectre optique permet à la fois de connaître la longueur d'onde et le caractère multiraie ou non du faisceau laser. Il a une résolution d'environ 0,07 nm.

Nous utilisons un prisme en YAG car l'absorption est faible à  $1,3 \mu\text{m}$ . Les pertes dans le résonateur sont ainsi minimisées. Le réglage du prisme dans la cavité est décrit dans l'annexe B.

Le coupleur de sortie ( $T = 0,5\%$ ) est adapté aux pertes du prisme pour garantir le maximum de puissance laser.

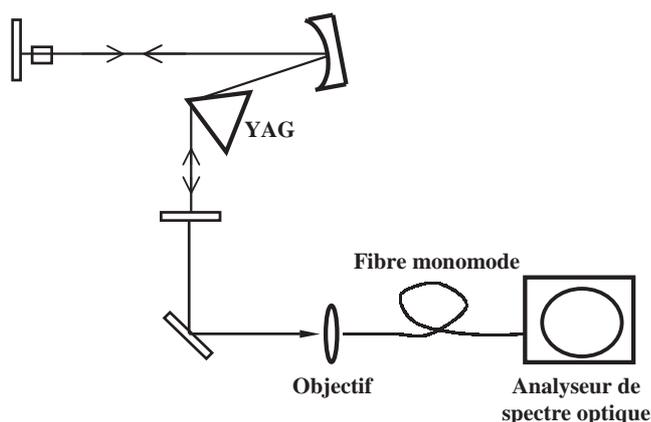


FIG. 5.15 – Schéma du système laser accordable + analyseur de spectre optique.

D'après la courbe de fluorescence expérimentale du Nd:GGG autour de  $1,3 \mu\text{m}$ , l'émission induite à  $1322,6 \text{ nm}$  est potentiellement réalisable.

La cavité est à trois miroirs, avec soit un miroir incident plan, soit un miroir incident concave. La courbe de fluorescence montre que la raie la plus intense n'est pas à  $1323 \text{ nm}$  mais à  $1331 \text{ nm}$ . Il en résulte une compétition de gain entre ces deux raies (figure 5.16).

Entre (i) et (ii) sur la figure 5.16, l'action du prisme permet peu à peu d'éliminer la raie à  $1331,3 \text{ nm}$  au profit de celle moins intense à  $1323,6 \text{ nm}$ . C'est ce qui est montré au final en (iii) où seule la raie à  $1323,6 \text{ nm}$  est présente.

Le laser Nd:GGG est alors monoraie. En inclinant le prisme ou le coupleur de sortie en sens inverse, on peut sélectionner la raie à  $1331 \text{ nm}$  (iv). Dans ce cas, le laser est aussi monoraie, mais avec une puissance de sortie deux fois plus grande car le gain est plus élevé sur cette raie.<sup>8</sup>

8. Les pertes introduites par le prisme sont plus faibles.

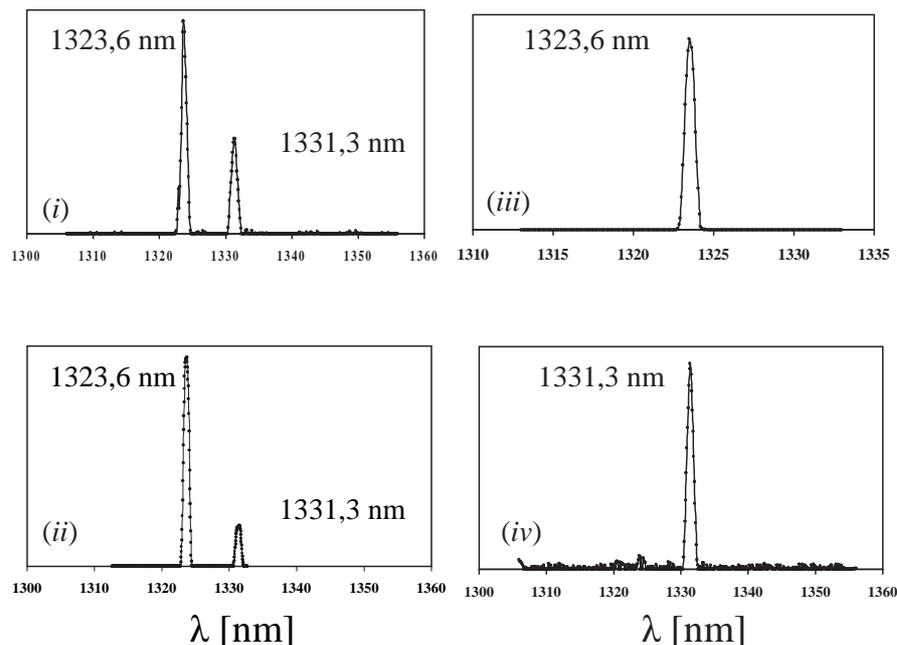


FIG. 5.16 – Spectre du faisceau laser Nd:GGG lors de l'accordabilité par le prisme en YAG. Les figures (i) et (ii) montrent une compétition de gain des deux raies (1323,6 nm et 1331,3 nm), alors que pour (iii) et (iv) le laser est monoraie.

**Accordabilité vers 1322,6 nm.** La cavité à trois miroirs la plus adéquate pour accorder la longueur d'onde laser est celle utilisant un miroir concave comme miroir incident. Le tableau 5.6 donne la correspondance entre la puissance pompe absorbée et la longueur d'onde laser pour une longueur d'onde de pompe fixée à 805 nm. Ces données ont été obtenues avec le désir d'obtenir l'émission à 1322,6 nm.

Nous avons constaté que la longueur d'onde d'émission dépendait de la puissance pompe. Les effets thermiques induits par l'échauffement du cristal dépeuplent certains niveaux Stark au profit d'autres niveaux lasers. C'est pourquoi, à mesure que la puissance absorbée augmente, il est plus difficile d'accorder la longueur d'onde vers 1322,6 nm. L'émission la plus proche de 1322,6 nm est à 1322,98 nm, avec seulement 105 mW de puissance pour 4,2 W absorbée à 805 nm.

TAB. 5.6 – Correspondance puissance pompe (805 nm) absorbée, puissance laser et longueur d'onde laser.

Puissance pompe absorbée (W)	4,2	4,8	6,9
Puissance laser (W)	0,105	0,130	0,300
Longueur d'onde laser (nm)	1322,98	1323,00	1323,15

D'après le § 4.3.1, les transitions à prendre à compte [29] sont  $R_2X_2$  et  $R_1X_2$  qui ont pour valeur à 77 K : 1323,10 nm et 1330,67 nm, respectivement. Comme nous l'avons déjà dit, la courbe de fluorescence expérimentale (figure 4.1) et les données obtenues ici, sont contradictoires avec les valeurs de KAMINSKII. L'augmentation de la longueur d'onde laser, avec la puissance pompe ou la température dans le cristal, peut être expliquée dans [79, 80].

Le rapprochement du Nd:GGG avec les observations de S.Z. XING [79] sur le Nd:YAG permet d'extrapoler les valeurs des niveaux d'énergie données par KAMINSKII (voir § 4.3.1). Donc, la température dans le Nd:GGG peut être supposée [39] de 300 °C au-dessus de 77 K et correspond à un déplacement des sous-niveaux  $R_1$  et  $R_2$  de  $-3 \text{ cm}^{-1}$ .  $R_2X_2$  coïncide à 1323,62 nm et  $R_1X_2$  à 1331,2 nm. Ces résultats sont en accord avec la figure 5.16.

Finalement, lorsque l'on désire « tirer » la longueur d'onde laser vers 1322,6 nm avec le prisme en YAG, le gain est insuffisant. La solution serait d'augmenter le gain, donc d'augmenter la puissance pompe, pour que la raie à 1322,6 nm arrive à surmonter les pertes et qu'elle puisse osciller. Comme nous l'avons mentionné plus haut, il s'avère que la longueur d'onde laser augmente avec la température (et la puissance pompe). Le rayonnement à 1322,6 nm ne peut donc pas être obtenu. De plus, le niveau de puissance laser à 1323,6 nm, inférieur à 0,5 W exclut la possibilité de générer 0,5 W à la fréquence double. Par conséquent, nous avons tourné notre attention vers le cristal de Nd:YLF qui sera discuté dans le reste du mémoire.

## 5.2.2 Le laser Nd:YLF

Nous allons étudier le Nd:YLF dans une cavité à trois miroirs en fonction de la longueur du cristal et de la concentration en Nd. Les résultats théoriques et expérimentaux seront ensuite confrontés. De la mesure de la puissance absorbée avant fracture, nous serons en mesure de définir un dopage et une longueur optimale.

### 5.2.2.1 Présentation des cristaux

Cinq types de cristaux ont été étudiés. Ils diffèrent tous par un dopage et/ou une longueur différente. Par conséquent, le coefficient d'absorption (linéique)  $\alpha_p$  et la longueur d'absorption  $l_p \approx 1/\alpha_p$  sont distincts et influenceront sur les performances du laser.

Ces cinq milieux amplificateurs sont résumés dans le tableau 5.7 pour un pompage à 806 nm. La colonne « *axe* » du tableau désigne l'axe cristallographique qui est suivant l'axe de propagation

TAB. 5.7 – Propriétés des cristaux Nd:YLF utilisés : de section  $3 \times 3 \text{ mm}^2$ , de longueur  $l$  et, de longueur d'absorption  $l_p$ .

concentration en % d'atomes Nd	axe	$\alpha_p \text{ (m}^{-1}\text{)}$	$l_p \text{ (mm)}$	$\lambda_l \text{ (nm)}$	$l \text{ (mm)}$
1,0	a	163	6,1	1321	7
1,0	a	575	1,7	1321	7
		( $\lambda_p=797 \text{ nm}$ )			
1,0	c	157	6,4	1314	7
0,7	a	114	8,8	1321	10
0,5	a	81	12,3	1321	7

du faisceau laser. La colonne «  $l$  » représente la longueur du cristal sachant que la section droite pour tous les cristaux est de  $3 \times 3 \text{ mm}^2$ .

Noter que pour le Nd:YLF 1 % at., l'absorption entre l'axe  $a$  et l'axe  $c$  varie peu, comme on peut le voir sur les courbes d'absorption (figure 4.8) du § 4.3.2. De plus, la largeur de raie de la diode ( $\sim 3 \text{ nm}$ ) diminue encore plus cette différence.

La longueur d'absorption  $l_p$  correspond à une absorption de  $(1-\exp(-l))=0,63$  de la puissance incidente. Plus la longueur d'absorption est grande, plus la densité de pompage absorbée près de la face incidente du milieu laser sera élevée. Ainsi avec un cristal plus faiblement dopé, la répartition des photons pompe absorbée se fait sur une plus grande longueur. Les effets thermiques seront réduits. D'autre part, les fractures induites thermiquement, se produisant sur la face avant du cristal à cause de la densité élevée de puissance et de la présence de l'air ambiant qui est un très mauvais conducteur de chaleur, pourront être mieux évitées.

Afin de mieux comparer les performances du Nd:YLF axe  $a$  (l'axe  $a$  est colinéaire à l'axe de propagation du faisceau laser), pour un dopage de 1 % at. et un dopage de 0,7 % at., nous avons choisi des longueurs telles que le produit  $\alpha_p l = 1,14$  soit identique pour les deux barreaux. Cette valeur correspond à une absorption de 68 % de la pompe à 806 nm, avec 63 % d'absorption sur les 6,1 (8,8) premiers millimètres du cristal dopé à 1 (0,7) % at. Ainsi pour le plus faible dopage, la répartition de la pompe est distribuée de manière plus homogène. On s'attend donc à obtenir un seuil de dommage plus élevé.

### 5.2.2.2 Cavité choisie et mesure des pertes passives

**Cavité laser Nd:YLF.** La cavité est à trois miroirs avec les rayons de courbure  $R_1 = 100$  mm,  $R_2 = 300$  mm pour le miroir incident et le miroir central, respectivement (voir figure 5.12 p. 96). Le 3<sup>e</sup> miroir ou coupleur de sortie est un miroir plan. Le 1<sup>er</sup> et le 2<sup>e</sup> bras ont pour longueurs  $d_1 = 170$  mm et  $d_2 = 150$  mm. Ainsi le waist de la cavité (situé à environ 1 cm du miroir incident) fait  $w_{c0} \approx 130$   $\mu\text{m}$ . Comme la focale thermique dans le Nd:YLF est faible [40], nous obtenons, avec une taille de waist de pompe d'environ  $w_{p0} = 135$   $\mu\text{m}$  (voir tableau A.1) un bon recouvrement ( $\zeta_0$ ) pompe-cavité quel que soit le niveau de puissance pompe, ainsi que l'oscillation d'un seul mode transverse (fondamental).

Notons que plusieurs configurations (cavités et waists de pompe) ont été testées et que seul celui décrit ici a permis d'obtenir les meilleures efficacités laser. Par exemple, avec la même cavité, mais une taille de faisceau  $w_{p0} = 100$   $\mu\text{m}$ , des modes transverses supérieurs apparaissaient et la puissance laser était réduite.

**Mesure des pertes passives.** Il nous faut déterminer les pertes passives  $L$  du résonateur. Pour cela nous utilisons la méthode de FINDLAY et CLAY [100] qui consiste à mesurer la puissance pompe au seuil pour différents coupleurs de sortie de faibles transmissions. Comme la puissance pompe est faible ( $< 0,4$  W), nous pouvons supposer qu'elle est une fonction linéaire du coupleur de sortie. De plus, d'après l'expression de  $P_{seuil}$  (équ. 5.7), l'intersection de la droite avec l'axe des abscisses nous donne la valeur de  $L$  (voir figure 5.17).

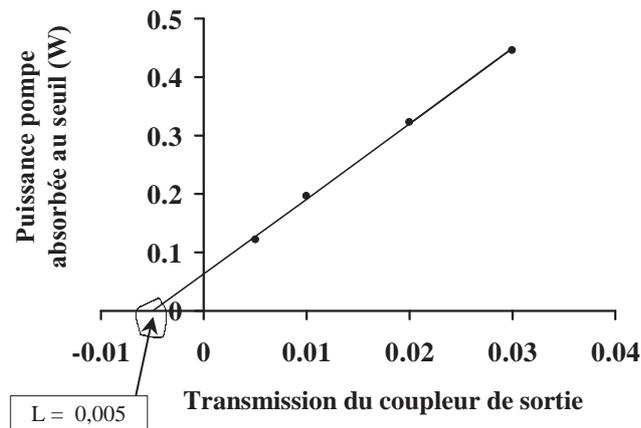


FIG. 5.17 – Résultats de l'analyse de FINDLAY et CLAY pour une cavité ne contenant que le cristal de Nd:YLF :  $L=0,005$ .

On trouve  $L=0,005$  (0,5 %), valeur qui sera prise en compte dans les calculs numériques.

### 5.2.2.3 Conséquences de l'échauffement : puissance absorbée maximale et répartition de la température

**Puissance absorbée avant fracture et paramètre de choc thermique.** Nous avons vu au § 5.1.2 que la quantité de chaleur dans le cristal donnait une puissance absorbée avant fracture ( $P_{abs,lim}$ ) différente suivant le type de cristal utilisé, c.-à-d. suivant la valeur du coefficient d'absorption.

Cette puissance limite a été mesurée (involontairement) pour deux dopages (0,7 % et 1 % d'at.) et trois coefficients d'absorption différents. Pour estimer la densité de puissance volumique maximale déposée à l'entrée du cristal, nous utilisons la formule donnée par :

$$\frac{dP_{abs}}{dV} = \frac{\alpha_p P_{abs,lim}}{\pi w_{p0}^2 (1 - e^{-\alpha_p l})}. \quad (5.30)$$

Nous pouvons ainsi déduire quel que soit le dopage, la densité de puissance et la puissance absorbée maximale.

Avec un dopage de 1 % d'at., un cristal de 7 mm de long et  $\alpha_p = 1,63 \text{ cm}^{-1}$  ( $\lambda_p = 806 \text{ nm}$ ), on obtient :  $P_{abs,lim} \approx 13\text{-}14 \text{ W}$  et une densité de puissance volumique maximale à l'entrée du cristal  $dP_{abs}/dV = 56 \text{ kW.cm}^{-3}$ .

Avec toujours 1 % d'at. et  $l = 7 \text{ mm}$ , mais une absorptivité de  $5,75 \text{ cm}^{-1}$  pour  $\lambda_p = 797 \text{ nm}$ , nous

avons :  $P_{abs,lim} \approx 5-6 \text{ W}$  et  $dP_{abs}/dV = 51 \text{ kW.cm}^{-3}$ .

Pour 0,7 % d'at.,  $l = 10 \text{ mm}$ ,  $\alpha_p = 1,14 \text{ cm}^{-1}$  ( $\lambda_p = 806 \text{ nm}$ ), les résultats sont :  $P_{abs,lim} \approx 17-18 \text{ W}$  et  $dP_{abs}/dV = 56 \text{ kW.cm}^{-3}$ .

Pour des coefficients d'absorption assez faibles, la densité de puissance volumique avant fracture est proche de  $56 \text{ kW.cm}^{-3}$  et commence à diminuer lorsque l'absorptivité augmente. Il s'agira donc pour nous de ne pas dépasser ce seuil quelle que soit la configuration laser. Nous pouvons ainsi déduire  $P_{abs,lim}$  pour un dopage de 0,5 % d'at. (voir tableau 5.7) :

$$P_{abs,lim} \approx 16 - 17 \text{ W.}$$

Notons que la puissance absorbée limite pour ce dopage ne peut pas être atteinte, car notre diode laser est limitée à environ 26-27 W de puissance.

D'après l'équation (5.5) p. 77, avec les expressions (4.4), (5.18), et les valeurs de la durée de vie  $\tau_f$  et du paramètre  $\alpha$  Auger données dans les tableaux 4.8 et 4.9, nous estimons le paramètre de choc thermique avec le Nd:YLF dopé à 1% d'at. comme étant égal à :

$$R \approx 101 \text{ W/m.}$$

La contrainte maximale a donc pour valeur d'après le tableau 4.7 :<sup>9</sup>

$$\sigma_{\max} = \frac{\alpha ER}{k_c} = 1,45 \text{ kg m}^{-2}.$$

**Répartition de la température.** La puissance absorbée maximale pour le cristal dopé à 0,7 % d'at. dépasse largement celle correspondante au 1 % d'at. Ceci peut s'expliquer par une meilleure répartition de la puissance absorbée dans la masse du cristal. Par conséquent, les gradients de température conduisant aux contraintes sont alors moins élevés au bord de la face du cristal. Pour illustrer cela, nous allons résoudre l'équation de la chaleur et écrire le gradient de température en tout point du cristal. L'équation de la chaleur en régime permanent est donnée par [101]

$$k_c \nabla^2 T(x,y,z) + Q(x,y,z) = 0, \quad (5.31)$$

où  $k_c$  est la conductivité thermique et  $Q$  la puissance thermique dissipée par unité de volume. Nous faisons l'hypothèse d'une densité de flux de chaleur radiale conduisant à une dépendance en  $r$  et  $z$ .<sup>10</sup>

9.  $\alpha$  est ici le coefficient de dilatation longitudinal, à ne pas confondre avec le paramètre Auger.

10. La validité de cette hypothèse est discutée dans la thèse de S. CHÉNAIS [41].

Sous les conditions d'un refroidissement latéral et à l'état stationnaire, le type de profil pompe  $r_p(z)$  conduit à une distribution de la température (écart de température par rapport au bord) formée par un profil parabolique à l'intérieur de la région pompée et par un profil logarithmique à l'extérieur de la région pompée, c.-à-d.,

$$\begin{aligned} \Delta T(r, z) = T(r, z) - T(r_0, z) = & \frac{\eta_h P_{abs}}{4\pi k_c} \frac{\alpha_p e^{-\alpha_p z}}{1 - e^{-\alpha_p l}} \\ & \times \left\{ \left[ \left( 1 - \frac{r^2}{w_p^2(z)} \right) + \ln \left( \frac{r_0^2}{w_p^2(z)} \right) \right] \Theta(w_p^2(z) - r^2) \right. \\ & \left. + \ln \left( \frac{r_0^2}{r^2} \right) \Theta(r^2 - w_p^2(z)) \right\} \end{aligned} \quad (5.32)$$

où  $\eta_h$  est la *fraction thermique* définie par le rapport entre la puissance thermique  $P_{th}$  et la puissance absorbée  $P_{abs}$  ( $P_{th} = \eta_h P_{abs}$ ) et  $r_0$  est le rayon effectif du cristal laser.

La figure 5.18 montre la distribution de température  $\Delta T$  pour chaque cristal et les  $P_{abs,lim}$  associées. Il est clair qu'à partir de l'observation de ces figures, le gradient de température est plus faible pour le cristal le moins dopé et, la température à l'entrée du cristal est plus élevée lorsque le dopage en Nd est plus important. La répartition du gradient de température est donc moins propice aux fractures ( $\Delta T$  est maximum à  $z = l/3$  pour le 0,7 % d'at. et maximum à  $z = 0$  pour le 1 % d'at.) pour le cristal le moins dopé.

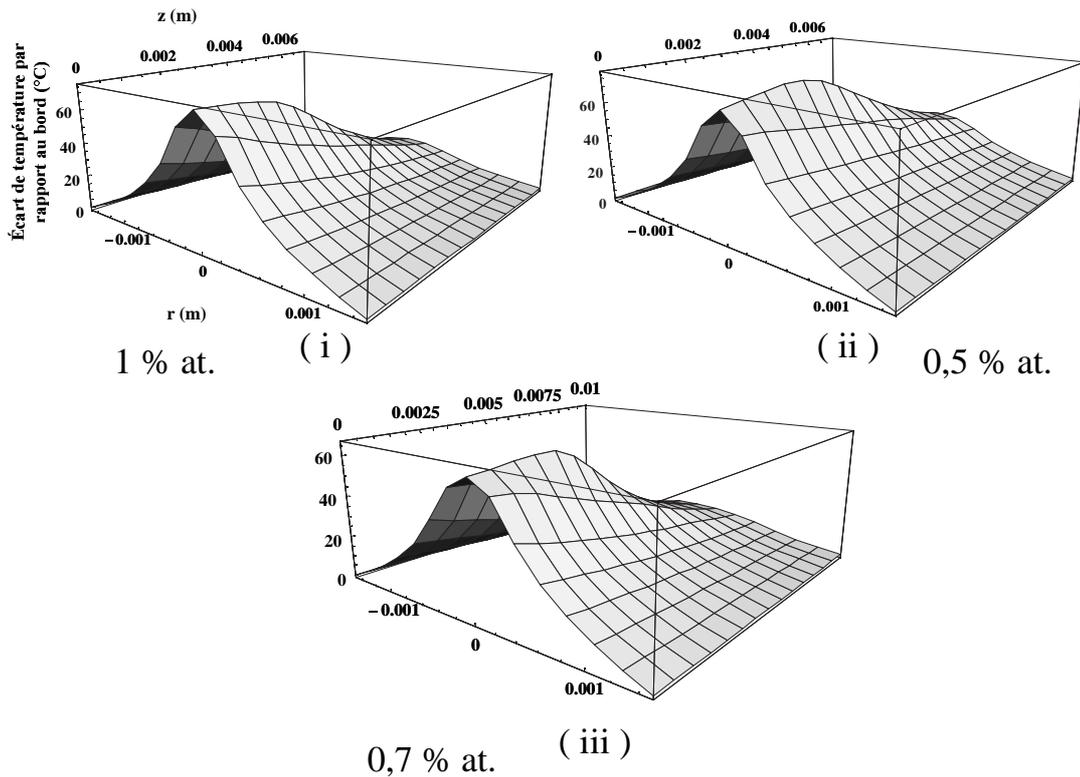


FIG. 5.18 – Distribution de la température dans le Nd:YLF pour plusieurs concentration de dopants avec les puissances absorbées limites associées : (i) 1 % at.,  $P_{abs,lim} = 13$  W,  $l = 7$  mm, (ii) 0,5 % at.,  $P_{abs,lim}=16$  W,  $l = 7$  mm et (iii) 0,7 % at.,  $P_{abs,lim}=18$  W,  $l = 10$  mm.

#### 5.2.2.4 Position optimale du waist de la pompe et puissance laser maximale

Le modèle développé au § 5.1.3 prédit aussi quelques caractéristiques intéressantes du système laser. Par exemple, en fixant la concentration de dopants, la configuration de pompage et la cavité laser, nous pouvons prédire la position optimale  $z_{p0}$  du waist de la pompe comme le montre la figure 5.19. On trouve  $z_{p0} = 1,8$  mm, valeur que l'on a également observée en pratique.

Notamment, la position idéale du waist de la pompe dépend aussi du coefficient d'absorption. Ceci est illustré sur la figure 5.20 où l'on a tracé  $P_l$  en fonction de  $z_p$  (position du waist de la pompe dans le cristal) et de  $\alpha_p$  (coefficient d'absorption).

Le tableau 5.8 représente quelques valeurs de la position optimale  $z_{p0}$  du waist de la pompe pour quelques coefficients d'absorption.

Plus la concentration de dopants est élevée, plus la position  $z_{p0}$  optimale du waist de la pompe est localisée proche de la surface incidente du cristal. En effet, l'absorption est d'autant plus impor-

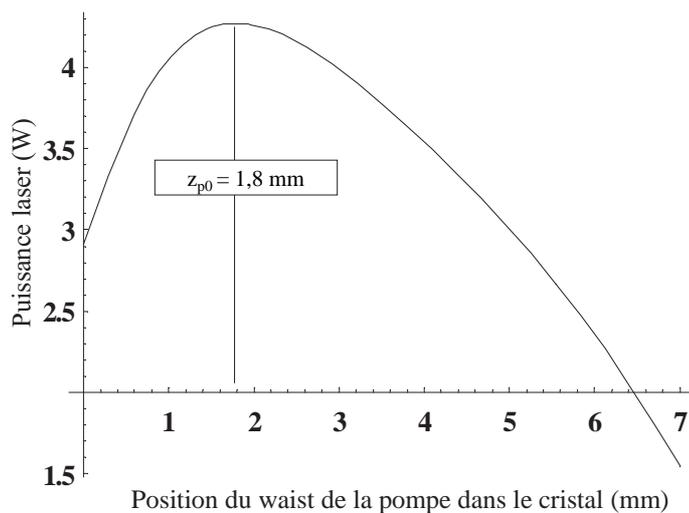


FIG. 5.19 – Variation de la puissance laser en fonction de la position du waist de la pompe dans le cristal Nd:YLF axe  $a$  1 % d'at., de 7 mm de longueur et, pompé à 806 nm. L'optimum est à 1,8 mm de la surface incidente du cristal.

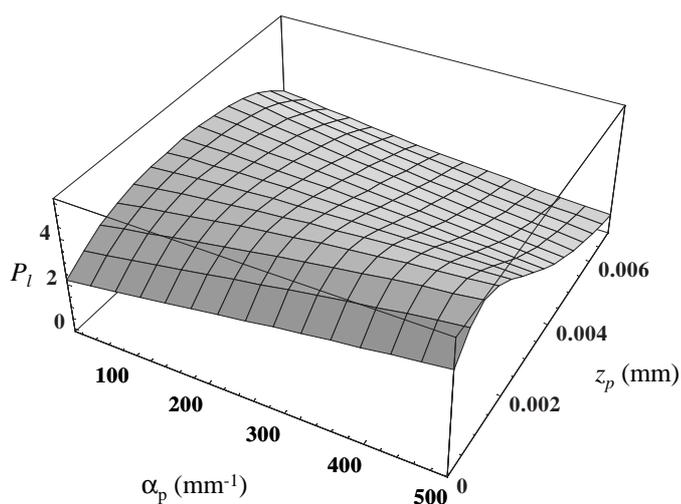


FIG. 5.20 – Valeurs de la puissance laser  $P_l$  en fonction du coefficient d'absorption  $\alpha_p$  et de la position du waist  $z_p$ , montrant la variation de la position optimale du waist.

TAB. 5.8 – Position optimale du waist  $z_{p0}$  correspondant au coefficient d'absorption  $\alpha_p$ .

$\alpha_p$ (m <sup>-1</sup> )	$z_{p0}$ (mm)
50	$2,6 \approx l/2,7$
163	$1,8 \approx l/3,9$
200	$1,6 \approx l/4,4$
300	$1,4 = l/5$

tante (longueur d'absorption  $l_p$  petite) que le reste du milieu ne contribue alors que peu à l'efficacité laser. Pour des concentrations de dopants très faibles ( $\alpha_p \sim 10 \text{ m}^{-1}$ ), la position  $z_{p0}$  optimale est alors située à la moitié de la longueur du cristal.

L'utilisation de la puissance  $P_{abs,lim}$  [voir équ. (5.5)], et  $T=2\%$  permet de prédire les puissances laser maximum en fonction du coefficient d'absorption ou de la concentration en dopants. En effet à 806 nm,  $\alpha_p$  est relié à la concentration [Nd] (en pour-cent) *via* la relation

$$\alpha_p \approx 163[\text{Nd}] \text{ m}^{-1} \quad (5.33)$$

Ces résultats sont illustrés sur la figure 5.21 où l'on a tracé la puissance laser maximale (c.-à-d. que la puissance absorbée vaut  $P_{abs,lim}$ ) en fonction du dopage et du coefficient d'absorption.<sup>11</sup>

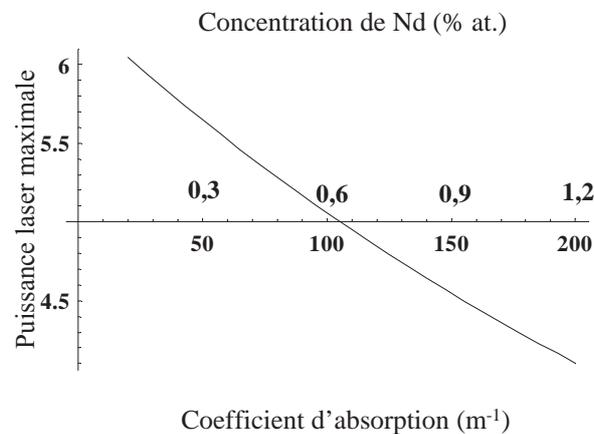


FIG. 5.21 – Puissance laser maximale du Nd:YLF pompé à 806 nm (pour  $P_{abs} = P_{abs,lim}$ ) en fonction du coefficient d'absorption (niveau inférieur de l'axe horizontal) et de la concentration de Nd (niveau supérieur de l'axe horizontal).

Ces résultats peuvent être utilisés pour la détermination de la concentration optimale de dopants en tenant compte de la fracture thermique. Par exemple, la figure 5.21 montre que le pompage longitudinal dans un cristal de Nd:YLF avec une concentration de 0,15 % de dopant peut produire  $\sim 6$  W de puissance laser avant que la fracture thermique apparaisse. Malheureusement,  $P_{abs,lim}$  est dans ce cas égale à 27 W et correspond à une puissance de pompe à 806 nm égale à 125 W (indisponible au laboratoire). Mais surtout, de tels dopages ne sont pas réalisables pour le Nd:YLF. On peut alors identifier, pour la puissance pompe nominale  $P_{p0} = 25$  W de notre diode laser, le

11. Notons que le facteur  $M^2$  de la diode laser est pris en compte pour chaque calcul où le waist de la pompe entre en jeu.

coefficient d'absorption qui donne la puissance laser maximale. Comme  $P_{abs} = P_{p0}(1 - e^{-\alpha_p l})$  et d'après la formule (5.5), nous trouvons un coefficient d'absorption  $\alpha_p = 127 \text{ m}^{-1}$  correspondant pour  $\lambda_p = 806 \text{ nm}$  à un dopage de 0,78 % d'at.

Finalement, la puissance laser maximale que l'on peut espérer atteindre à  $1,3 \mu\text{m}$  avec les 25 W de notre diode laser fibrée émettant à 806 nm, est :

$$P_{laser,max} = 4,7 \text{ W pour } 0,78 \text{ \% d'at.}$$

### 5.2.2.5 Courbes d'efficacités du Nd:YLF

La configuration de la cavité est celle présentée au § 5.2.2.2. Les différentes courbes d'efficacité laser à 1321 nm (*axe a*) et à 1314 nm (*axe c*) sont illustrées sur la figure 5.22 (voir § 4.3.2) pour un dopage de 1 % at et pour le coupleur de sortie optimal  $T = 2 \%$  (voir la courbe du haut). Nous constatons que le coupleur de sortie optimal a aussi une transmission de 2 % pour une concentration de 0,7 % at. Pour une concentration de 0,5 % at., la transmission optimale est de 1 %.

Pour le dopage à 1% d'at., les puissances absorbées maximales à 806 nm sont volontairement fixées à moins de 12 W car pour  $\sim 13 \text{ W}$  d'absorption les cristaux se fracturent (seuil de dommage thermique). Pour 0,7 % de Nd, nous ne dépassons pas les 15 W d'absorption à la même longueur d'onde de pompe pour la même raison (voir § 5.2.2.3).

Nous présentons sur la figure 5.23, la courbe donnant la meilleure efficacité, réalisée pour un dopage de 0,7 % d'at.

Les puissances laser maximales obtenues à  $1,3 \mu\text{m}$  sont situées autour de 4 W. Dans le tableau 5.9 est indiqué les efficacités moyennes de la pente et les puissances au seuil obtenues expérimentalement. Nous avons ajouté les résultats établis par le modèle du § 5.1.3 pour une émission de la diode à 806 nm. Pour cela, les waists de la pompe et de la cavité ainsi que les pertes passives  $L$  se trouvent dans le § 5.2.2.2 ; les transmissions des coupleurs de sortie (optimales) sont de 2 % pour tous les cristaux sauf pour le dopage à 0,5 % at. où  $T = 1 \%$  ; le tableau 5.7 page 102 définit la longueur  $l$  et l'absorptivité  $\alpha_p$  de chaque cristal, ainsi que la longueur d'onde laser associée ; la durée de vie du niveau laser métastable est de  $520 \mu\text{s}$  (tableau 4.8 p. 69) ; les sections efficaces d'émission se trouvent dans la figure 4.9 ( $\sigma_e = 2,1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ ) ; le paramètre Auger  $\alpha$  est indiqué dans le tableau 4.9 et la fraction thermique  $\eta_h$  est déterminée à l'aide de l'équation (4.4).

Les efficacités  $S_e$ , expérimentales et calculées, concordent à mieux de 10 %. Par contre, le modèle donne une surestimation d'environ 100 mW de la puissance au seuil par rapport à l'expérience. Ceci doit sans doute être imputé aux incertitudes liées à la mesure de  $P_{seuil}$  : la diode de

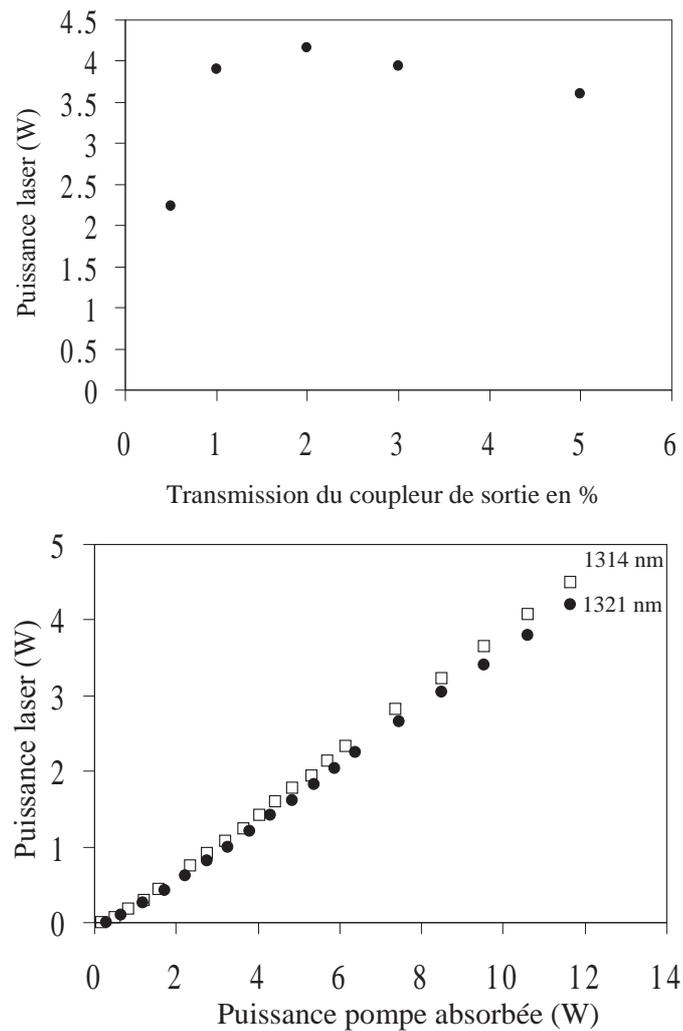


FIG. 5.22 – (haut) Puissance laser à 1321 nm du Nd:YLF axe  $a$  1 % at. pompé à 806 nm en fonction des transmissions des coupleurs, et (bas) Puissance laser à 1321 (axe  $a$ ) et à 1314 nm (axe  $c$ ) pour une transmission du miroir de sortie  $T = 2$  %.

TAB. 5.9 – Efficacités de la pente et puissance au seuil du laser Nd:YLF pompé à 806 nm, émettant à 1321 nm pour les cristaux axe  $a$  et à 1314 nm pour l'axe  $c$ . Les transmissions des miroirs de sortie (optimales) sont tous égales à 2 % sauf pour le dopage à 0,5 % at. où  $T = 1$  %.

axe	dopage (% at.)	$S_e$ calculée	$S_e$ expérimentale	$P_{seuil}$ (mW) calculée	$P_{seuil}$ (mW) expérimentale
a	1	0,37	0,38	380	300
a	0,7	0,31	0,30	370	270
c	1	0,37	0,40	350	170
a	0,5	0,35	0,35	340	200

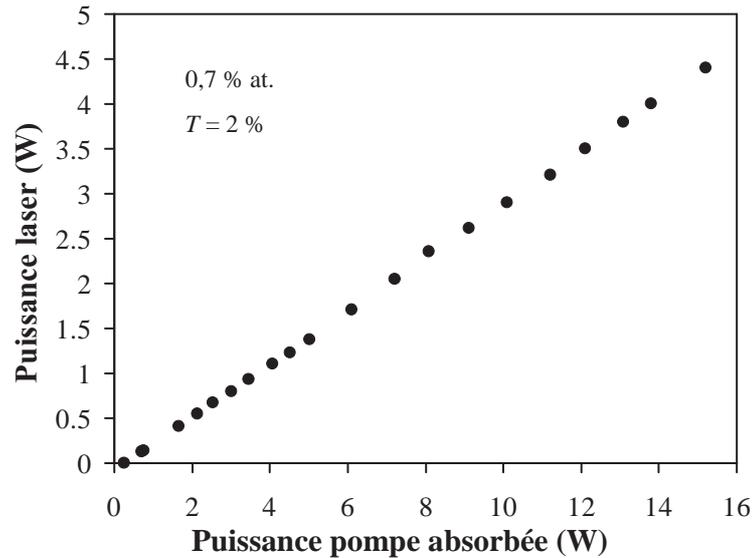


FIG. 5.23 – Puissance laser à 1321 nm du Nd:YLF *axe a* pompé à 806 nm, 0,7 % at. et  $T_{\text{coupleur}} = 2\%$

pompe a une pente de 1,28 W/A et une graduation au dixième de watt, il est donc possible de commettre une erreur de 100 mW sur la mesure de la puissance au seuil. Ainsi, lors de nos mesures, il est probable que nous nous soyons trompés d'une graduation en sous-estimant la puissance au seuil.

D'autre part, ces efficacités de pente correspondent aux meilleures efficacités observées à 1320 nm pour les matériaux dopés aux ions  $\text{Nd}^{3+}$ . Elles sont similaires aux efficacités de pente reportées sur le Nd:YVO<sub>4</sub> [102] connue pour son efficacité élevée à 1342 nm.<sup>12</sup> Sa section efficace d'émission stimulée ( $\sigma_e = 5,6 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ ) [23] est 25 fois supérieure à celle du Nd:YLF où  $\sigma_e = 0,22 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$  (aussi bien à 1321 nm qu'à 1314 nm). De même, les seuils de pompage sont relativement faibles (<100 mW).

La puissance pompe absorbée maximale pour le 0,5 % at. égale à 8,8 W correspond au maximum de puissance de la diode disponible. Pour le Nd:YLF 1 % at. et 12 W de puissance absorbée et en tenant compte de l'upconversion (tableau 5.4), nous avons  $12(1 - \eta_h) = 6,72 \text{ W}$  de puissance de « chauffage » dans le Nd:YLF, avec  $\eta_h = 0,44$ .

Par ailleurs, pour chacune des courbes expérimentales, aucune diminution des pentes n'était observée, indiquant que potentiellement la puissance laser peut encore être augmentée. Avec le Nd:YLF 1 % at. *axe a* et un pompage à 797 nm, le cristal se brise pour 5,35 W d'absorption.

Finalement, la puissance laser maximale (4,4 W) est réalisée avec le cristal *axe a* et une concen-

12. Le Nd:YVO<sub>4</sub> n'oscille ni à 1322,6 nm ni à 1312 nm.

tration de 0,7 pour-cent de Nd et de longueur égale à 10 mm. Quant au cristal 1 % at., axe  $c$ ,  $l = 7$  mm, la puissance laser est légèrement inférieure à 4,4 W. Le modèle numérique et la connaissance de la puissance maximale  $P_{abs,lim}$  confirment ces observations : le calcul donne, pour n'importe quel dopage, un bon ordre de grandeur de la puissance laser maximale (figure 5.21) qui augmente lorsque la concentration de Nd diminue. La figure 5.24 montre, quant à elle, la puissance laser en fonction du coefficient d'absorption, telle que la puissance absorbée soit le plus proche possible de la puissance  $P_{abs,lim}$  avant fracture et que la puissance pompe incidente soit inférieure à 25 W (puissance nominale de la diode laser). Pour cela, les paramètres géométriques de la cavité sont fixées ainsi que la longueur d'onde de pompe (806 nm) et la longueur du cristal (10 mm). Si on change la longueur d'onde de pompe (797 nm), nous trouvons une puissance laser maximale plus élevée (5 W) correspondant à une concentration de dopants de 0,2 % at. qui n'est pas disponible.

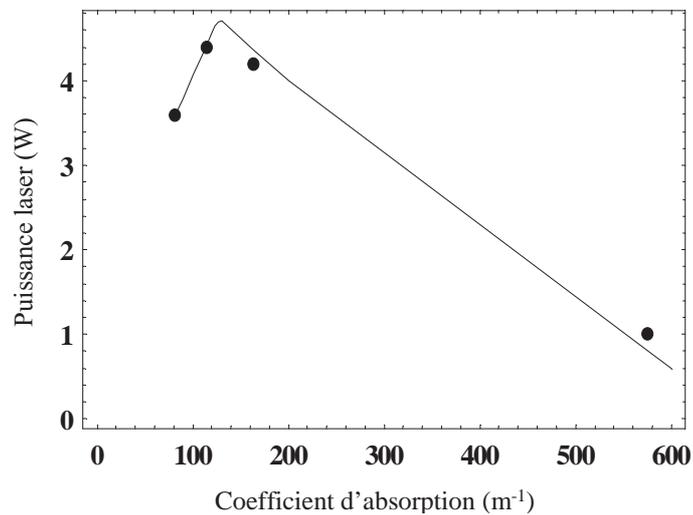


FIG. 5.24 – Puissance laser optimale, théorique (courbe) et expérimentale (points), pour la configuration utilisée (25 W de puissance pompe) en fonction du coefficient d'absorption et pour une longueur d'onde de pompe de 806 nm et une longueur de cristal de 10 mm.

### 5.2.2.6 Accordabilité du laser Nd:YLF

Au paragraphe B, nous montrons comment accorder la longueur d'onde laser. Nous décrivons, ici, les performances du laser Nd:YLF à ondes stationnaires monoraie accordé autour de 1322,6 et 1312 nm.

**Dispositif de contrôle de la raie laser** Au cours de l'accordabilité du résonateur, dans laquelle la longueur d'onde laser est lue sur un lambdamètre Burleigh WA 1000, nous devons dans le même temps contrôler si le faisceau laser est monoraie. Pour ce faire, un spectromètre à réseau est utilisé (figure 5.25) pour résoudre à 0,1 nm le faisceau lumineux. Il est constitué par un réseau de 600 traits par millimètre, d'une lentille de focale égale à 726 mm, d'une caméra sensible à 1,3  $\mu\text{m}$  et d'un moniteur TV.

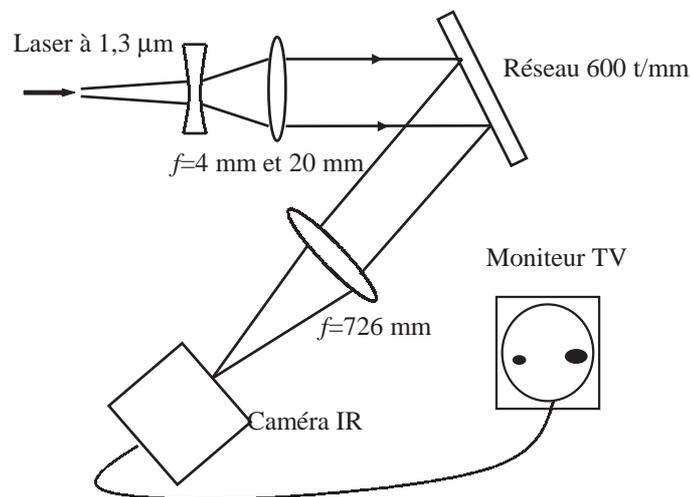


FIG. 5.25 – Spectromètre à réseau pour contrôler le faisceau laser.

Ce dispositif nous a permis d'observer que le faisceau laser était effectivement toujours monoraie, contrairement au laser Nd:GGG, qui présente plusieurs raies d'émission, plus étroites, plus nombreuses et plus proches (voir figure 4.4).

**Performances** La cavité utilisée dans ce paragraphe est celle de la figure 5.12. C'est un résonateur concave–concave–plan dans lequel l'élément accordable est inséré dans le 2<sup>e</sup> bras (faisceau laser collimaté).

Nous allons mentionner qualitativement les différentes plages d'accordabilité. L'accordabilité a

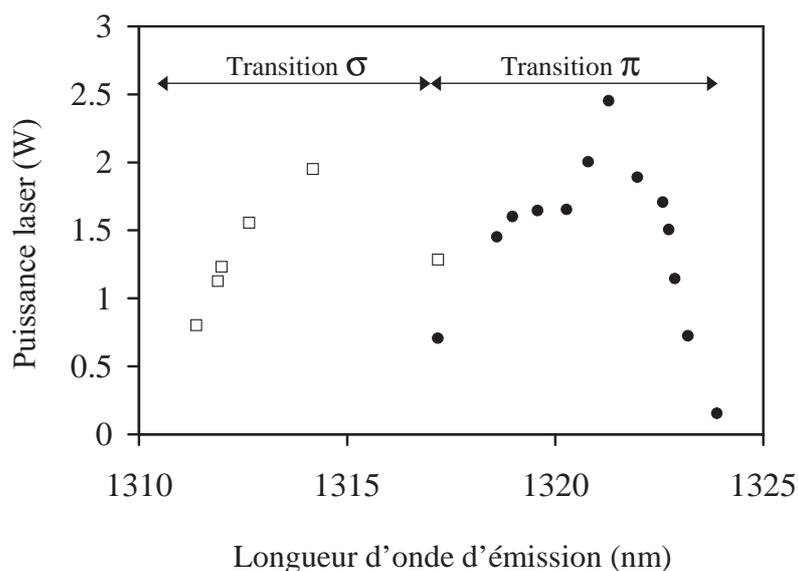


FIG. 5.26 – Courbes d'accordabilité du laser du Nd:YLF (1 % at., *axe a*) sur les raies de transition  $\pi$  (cercles noirs) et  $\sigma$  (carrés vides) pour une puissance absorbée de 7 W à 806 nm.

été testée avec un filtre de Lyot inséré à l'angle de Brewster dans la cavité. Le tableau 5.10 résume les intervalles de longueurs d'onde qui sont associés aux transition  $\pi$  (jusqu'à 1372,1 nm) ou  $\sigma$  (jusqu'à 1326,7 nm). La courbe d'accordabilité du laser Nd:YLF (*axe a*, 1 % at.) pompé à 806 nm pour les transitions  $\pi$  et  $\sigma$  autour de 1321 et 1314 nm est représentée sur la figure 5.26. La puissance absorbée était fixée à 7 W et le coupleur de sortie correspondait à l'optimum ( $T = 2\%$ ). Notons que ces résultats sont rendus plus compréhensibles en les raccordant avec le spectre d'émission de la figure 4.9.

TAB. 5.10 – Plages d'accordabilité sur les raies de transition  $\pi$  et  $\sigma$  pour le Nd:YLF 1 % at *axe a*.

Transition $\pi$ (nm)	1317,2 à 1323,9	1362,7 à 1372,1
Transition $\sigma$ (nm)	1311,4 à 1317,2	1326,4 à 1326,7

La figure 5.27 montre la puissance laser du laser Nd:YLF (1 % at. *axe a*) fonctionnant à 1322,6(3) nm pour plusieurs éléments sélectifs. Pour l'émission à 1312 nm, nous trouvons à peu près les mêmes résultats. En effet, leurs sections efficaces d'émission stimulée sont quasiment identiques. Ainsi, les mêmes remarques s'appliquent pour ces deux longueurs d'onde.

Notons tout d'abord que la puissance absorbée maximale est d'environ 7 W. Elle est environ

deux fois moins élevée que la puissance absorbée maximale permise avant l'apparition de la fracture thermique. En fait, lors de l'utilisation des filtres de Lyot et au-delà de 7 W de puissance absorbée, la longueur d'onde laser diminue, et il n'est plus possible de la maintenir à 1322,6 nm. Ceci doit vraisemblablement être imputé aux pertes par dépolarisation induites thermiquement (le Nd:YLF devient un filtre de Lyot) et au dépeuplement thermique (voir § 4.3) du niveau concernant la transition à 1322,6 nm au profit de transitions d'énergies plus élevées. Par exemple, pour des puissances absorbées supérieures à 7 W, il y a une forte compétition entre la transition  $R_1X_2$  (1322,4 nm) et  $R_2X_4$  (1320,8 nm), voir figure 4.6.

Par contre, lors de l'utilisation de l'étalon solide ( $e = 0,1$  mm) non traité, cette compétition entre raies est beaucoup moins visible, notamment parce que les pertes par dépolarisation sont négligeables. Il n'y a plus de double effet de filtre de Lyot entre le milieu amplificateur et le filtre de Lyot lui-même. Ainsi, pour 11,3 W de puissance absorbée, nous avons obtenu une puissance de 3,6 W à 1322,6 nm. D'autre part, l'intervalle spectral libre de cet étalon (6 nm) est supérieur à la largeur entière à mi-hauteur de la courbe de gain pour la transition  $\pi$  ou  $\sigma$ . Ceci nous garantit une

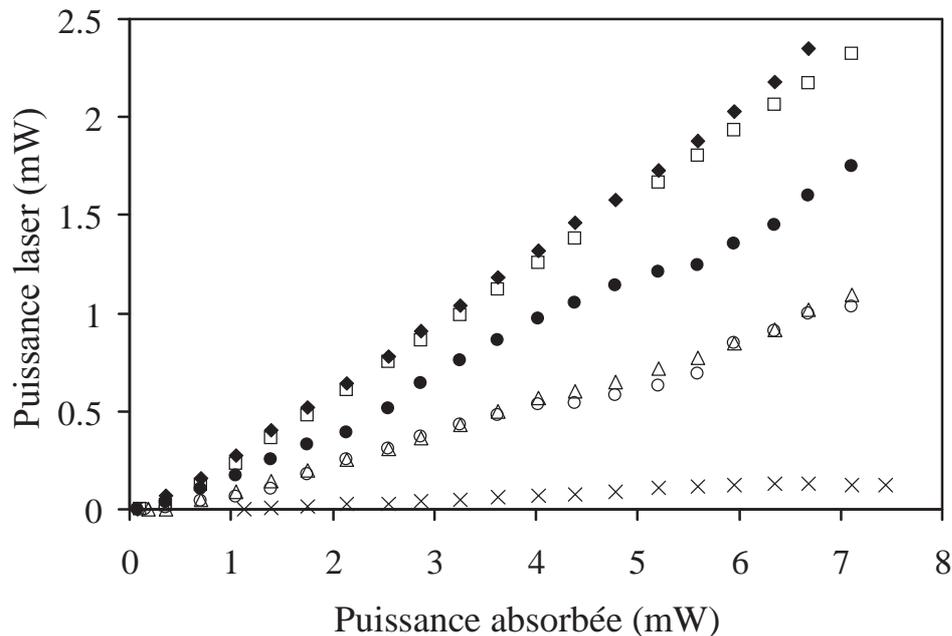


FIG. 5.27 – Puissance laser du Nd:YLF (1 % at., axe  $a$ ) à 1322,6 nm en fonction de la puissance absorbée à 806 nm pour plusieurs éléments sélectifs.  $\blacklozenge$  : cavité sans éléments sélectifs,  $\square$  avec un étalon solide de 0,1 mm d'épaisseur,  $\bullet$  : filtre de Lyot épais,  $\triangle$  : étalon solide de 0,3 mm d'épaisseur,  $\circ$  : filtre de Lyot mince,  $\times$  : filtre de Lyot tri-lame.

aisance et une souplesse d'utilisation bien supérieure à celles des filtres de Lyot. C'est la raison pour laquelle dans toute la suite de l'étude du Nd:YLF, nous avons employé un étalon solide d'épaisseur 100  $\mu\text{m}$ .

Nous avons ainsi montré que l'on pouvait générer 4 W watts à 1322,6 nm. Il s'agit maintenant de générer environ 2 W de puissance laser, monomode, à cette longueur d'onde.



## Chapitre 6

# Laser Nd:YLF monomode longitudinal

### 6.1 Introduction

Jusqu'à maintenant, nous avons étudié le laser Nd:YLF en régime multimode. Les principales propriétés de ce milieu amplificateur sous le pompage longitudinal par diode laser ont été abordées. La structure électronique, les effets thermiques et l'accordabilité du Nd:YLF, traités dans le chapitre précédent ont permis d'envisager la conception d'un laser Nd:YLF mono-fréquence.

L'utilisation en régime monomode longitudinale, des lasers à solide pompés par diode comparée aux lasers à colorant et aux diodes lasers a été partiellement survolée au chapitre 1. Rappelons simplement qu'en termes de stabilité intrinsèque de la fréquence laser, les lasers à solide sont connus comme étant les plus stables et souvent les plus puissants.

Pour le développement de tels lasers monofréquences, il est essentiel de comprendre les raisons pour lesquelles un LESP est naturellement multimode et les moyens pour réussir le régime mono-fréquence. Selon la longueur d'onde laser recherchée (1322,6 ou 1312 nm, *etc*), une stratégie adéquate sur l'obtention du régime monomode devra être adoptée.

Dans ce chapitre, nous donnerons une introduction sur le *spatial hole burning* et les moyens pour arriver au laser monomode longitudinal. Nous décrirons et étudierons différentes techniques connues (laser en anneau à ondes progressives, le laser à « mode hélicoïdal ») et nous proposerons un nouveau type de laser en anneau conduisant à des puissances laser tout à fait appréciables pour nos applications. Nous aborderons finalement la génération de la seconde harmonique de l'onde laser dans le cadre du doublage de fréquence intra-cavité.

## 6.2 Laser Nd:YLF monomode à 1,3 $\mu\text{m}$

### 6.2.1 Qu'est-ce qu'un laser monomode ?

Un laser monomode longitudinal est défini dans le domaine fréquentiel par la présence d'une seule fréquence optique. Dans le domaine temporel, il est défini pour n'importe quelle fréquence par une absence de fluctuations d'intensité sur le *temps de vie de photons* dans la cavité [103].

Les raisons pour lesquelles les lasers ne sont pas monofréquences sont multiples. Dans les matériaux « à élargissement inhomogène », le laser est naturellement multimode. En effet, les atomes excités ne sont pas tous dans le même état d'énergie, donc une seule fréquence ne peut extraire toute l'énergie dans tous les atomes. L'énergie non extraite, crée du gain pour les autres longueurs d'onde.

Dans la plupart des matériaux à solides dont, l'élargissement est le plus souvent homogène, ceci n'est pas un problème car la relation de phase entre les dipôles microscopiques induits par le champ est détruite. Il n'y a pas de sous-ensemble d'atomes qui favorise une longueur d'onde plutôt qu'une autre. Le Nd:YLF, comme le Nd:YAG, le Nd:GGG ou le Nd:YVO<sub>4</sub>, est un matériau à élargissement homogène [99]. Néanmoins, il existe parmi les cristaux solides, des matériaux à élargissement inhomogène comme les verres dopés, le Nd:LNA, *etc.*

Le problème dans les lasers à solides vient du phénomène de « spatial hole burning » qui est responsable du régime multimode. Une cavité linéaire avec un seul mode crée une onde stationnaire avec des noeuds, c.-à-d., des régions d'intensité nulle qui sont espacés de  $\lambda/2$  dans le résonateur. Les atomes situés dans ces régions n'ont aucune contribution. Comme les autres modes ont des noeuds dans d'autres régions, ils pourront extraire de l'énergie des noeuds du 1<sup>er</sup> mode (voir figure 6.1).

Par ailleurs, lorsque deux ondes se propagent dans des directions opposées à travers un milieu non linéaire (cristal laser), elles créent un réseau induit (page 322 de la réf. 43) qui peut diffracter chaque onde dans la direction de l'autre onde, comme l'indique la figure 6.2. Cet effet est connu en anglais sous le nom de « grating backscattering effect ». Ces effets de réseau d'ondes stationnaires peuvent jouer un rôle important dans la compétition entre des modes oscillants simultanément dans des directions opposées dans un laser en anneau, comme nous le verrons à la fin du chapitre.

Par conséquent, si le problème du spatial hole burning est vaincu, la plupart des lasers à solides à élargissement homogène oscilleront sur un seul mode longitudinal. Le mode qui oscille sera celui

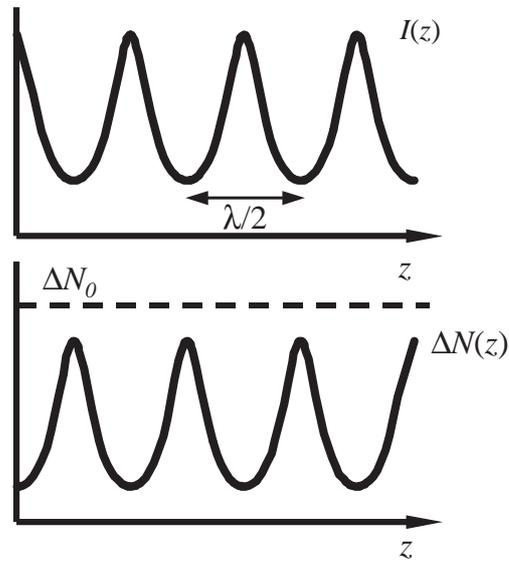


FIG. 6.1 – (Haut) Distribution spatiale de l'intensité produit par l'interférence entre deux ondes contra-propagatives avec la même fréquence optique. (Bas) Spatial hole burning ou distribution de la saturation de la différence de population  $\Delta N(z)$ .

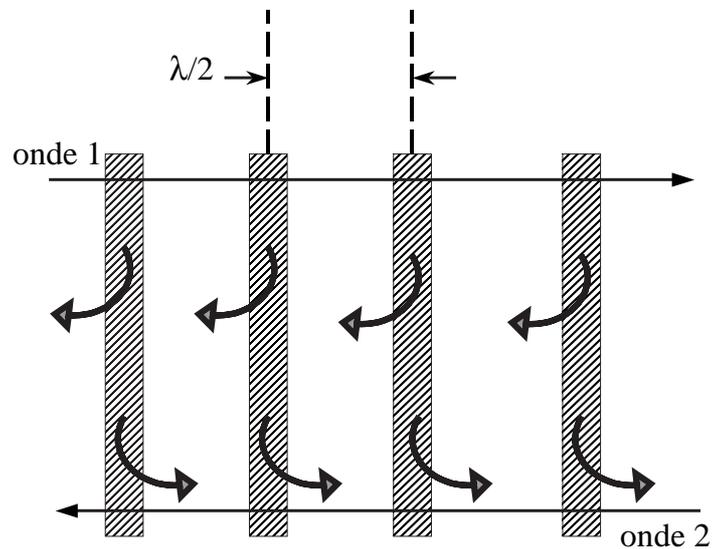


FIG. 6.2 – Rétrodiffraction (*backscattering*) induite par la création d'un réseau d'intensité d'ondes stationnaires.

qui est le plus proche de la longueur d'onde centrale de la courbe de gain du cristal laser, c.-à-d., là où le gain est le plus élevé.

## 6.2.2 Obtention d'un laser monomode

Depuis ces dernières années, plusieurs configurations lasers monofréquences pompés par diodes ont été démontrées. On trouve la cavité en anneau [104], la cavité en anneau non coplanaire ou « Non Planar Ring Oscillator » [73], le laser à cristal mince ou « microchip » (cavité linéaire) [105], le laser stabilisé par injection optique,<sup>1</sup> [106], la cavité à mode hélicoïdal [107], la rétroaction induite par modulation d'un appareil acousto-optique [108], la cavité avec des « sélecteurs » de mode [109–111], et enfin les résonateurs couplés [112].

Il existe donc plusieurs techniques pour s'affranchir de l'effet indésirable du spatial hole burning. On peut soit continuer à travailler avec des cavités linéaires, donc des cavités à ondes stationnaires ou soit supprimer la formation d'ondes stationnaires (les régions d'intensité nulle). Nous distinguerons parmi les lasers monofréquences, ceux à ondes stationnaires, et ceux à ondes progressives.

### Lasers monomodes à ondes stationnaires

Parmi tout ces systèmes, le laser à cristal mince (microlaser) est le plus simple. La cavité d'un laser à cristal mince est si petite que l'intervalle spectral libre est plus grand que la largeur de la courbe de gain ( $c/2l > \Delta\nu_{gain}$ , où  $l$  est la longueur optique). Ainsi, un seul mode de la cavité peut osciller. Il présente une très bonne stabilité mécanique. Malheureusement, la fréquence laser est très sensible à la température (plusieurs gigahertz par degré) [113]. La principale source d'instabilité thermique, sur de tels lasers, vient de la variation de la dissipation de chaleur dans le milieu à gain qui est due aux variations techniques et physiques de l'intensité de la pompe.

La faible efficacité d'absorption limite la puissance laser monofréquence à  $\sim 100$  mW pour les lasers Nd:YAG ( $1,06 \mu\text{m}$ ). Au-dessus de cette valeur, le laser commence à devenir multimode. Toutefois, la faible puissance délivrée par ces microlasers n'est pas le principal inconvénient pour nous. En effet, nous pouvons imaginer un laser à cristal mince de Nd:YLF amplifié par un système de stabilisation par injection optique [114] ou par un système d'amplification [115]. Tout simple-

---

1. Un laser maître est injecté dans une cavité laser et va forcer l'oscillation dans un seul sens de propagation. Le spatial hole burning initialement présent est supprimé.

ment, le cristal de Nd:YLF ne peut pas être utilisé dans ce type de configuration à  $1,3 \mu\text{m}$ , à cause de sa courbe de gain trop large (il faudrait un cristal d'une longueur inférieure à 1 mm) et sa faible absorption ( $\alpha_p = 1,63 \text{ cm}^{-1}$  pour un cristal dopé à 1% de Nd et pompé à 806 nm).

Une autre solution consiste à utiliser un résonateur couplé à une cavité passive en utilisant des techniques interférométriques [116]. Le principal inconvénient vient de l'instabilité fréquentielle élevée due à l'interféromètre intra-cavité. En effet, l'alignement des deux cavités doit se faire de manière *interférométrique* et requiert souvent une boucle d'asservissement pour stabiliser le mode longitudinal.

La cavité avec des « sélecteurs » de mode, dans laquelle par exemple, plusieurs étalons sont insérés dans un oscillateur linéaire sera étudiée plus loin. Le désavantage vient des pertes importantes introduites par les sélecteurs et de son instabilité fréquentielle et d'amplitude causée par les fluctuations mécaniques.

Finalement, la cavité à mode hélicoïdal dont le principe sera exposé plus loin est une solution originale. Elle permet de « lisser » la distribution spatiale de l'inversion de population.

### **Lasers monomodes à onde progressive ou lasers unidirectionnels**

La caractéristique particulière de ce type de laser comparée aux cavités à ondes stationnaires, vient de leur capacité à osciller dans une seule direction. Pour cela un appareil unidirectionnel (« diode optique ») est utilisé.

Le principal avantage de l'oscillation unidirectionnelle dans une cavité en anneau est la propagation d'une onde purement progressive induisant l'élimination des effets du spatial hole burning. Le milieu actif est alors beaucoup plus homogène. Dans ce cas, il est possible de pomper à un niveau bien au-dessus du seuil tout en maintenant l'opération monofréquence. De plus, comme l'onde progressive sature uniformément le milieu à gain, avec aucun noeud spatial le long de la direction longitudinale, ce mode peut extraire plus de puissance qu'il ne pourrait le faire autrement.

L'inconvénient du résonateur en anneau tient principalement au fait que le milieu à gain est traversé qu'une seule fois au lieu de deux. Un laser à faible gain (comme le Nd:YLF à  $1,3 \mu\text{m}$ ) fonctionnera ainsi plus proche du seuil et une attention toute particulière devra donc être prise en compte pour diminuer les pertes internes. <sup>2</sup>

---

2. Bien sûr, les éléments intracavité autres que les miroirs sont aussi rencontrés qu'une seule fois sur un tour de cavité.

Il existe plusieurs méthodes pour obtenir l'oscillation unidirectionnelle. Celle qui est la plus communément utilisée et qui a fait ses preuves en matière de robustesse, consiste à placer un isolateur optique (diode optique) à l'intérieur de la cavité en anneau, dans le but d'introduire des pertes non réciproques dans les deux directions. La figure 6.3 montre les éléments de base d'une telle diode optique.

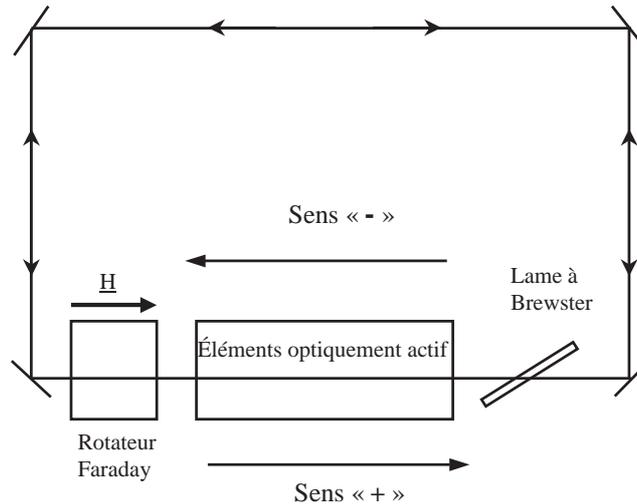


FIG. 6.3 – Diode optique utilisant un rotateur Faraday dans une cavité en anneau.

L'élément principal est un rotateur Faraday [104] utilisant un matériau Faraday avec une constante de Verdet placé dans un champ magnétique. Quand une onde optique polarisée linéairement passe à travers un tel élément, son plan de polarisation tourne autour de l'axe optique, avec une direction de rotation qui dépend de la direction du champ magnétique mais pas de la direction de propagation de l'onde. Pour faire un isolateur optique, un second élément rotateur purement réciproque est ajouté pour annuler la rotation Faraday dans une direction. Cet élément réciproque peut être un cristal optiquement actif ou un cristal biréfringent utilisé comme une lame demi-onde.

Les propriétés de réciprocité de ce système sont telles que pour la direction « + » la polarisation n'a au total subi aucune variation, tandis que pour la direction « - », l'effet des deux éléments s'ajoute et une modification de la polarisation de l'onde peut être observée. Une onde polarisée linéairement allant dans la direction « + » peut alors traverser une lame à l'angle de Brewster sans être atténuée, alors qu'une onde allant dans la direction opposée et à cause de la rotation de la polarisation, subira des pertes supplémentaires à chaque tour de cavité. L'oscillation unidirectionnelle se produit alors dans le sens « + » et un angle de rotation d'un degré, fourni par le matériau Faraday, suffit la plupart du temps à supprimer l'oscillation dans l'une des deux directions.

Il est important de noter, comme nous le verrons plus tard, que les rotateurs Faraday sont habituellement difficiles à obtenir en pratique lorsque la longueur d'onde augmente. Notamment, parce que la physique de base de la rotation Faraday est basée sur la réponse du tenseur anisotrope à de très fortes transitions atomiques et à l'effet Zeeman. Les matériaux avec de grandes constantes de Verdet (c.-à-d., un angle de rotation élevé par unité de champ magnétique) sont ainsi très absorbants (dans l'infrarouge), alors que typiquement les matériaux très transparents ont de petites constantes de Verdet. Nous pouvons mentionner deux autres techniques qui procurent un laser en anneau unidirectionnel : le laser en anneau non coplanaire et le laser en anneau utilisant un modulateur acousto-optique.

Le résonateur en anneau non coplanaire peut aussi donner lieu à une rotation de la polarisation [117]. Ces propriétés ont été employées pour développer un laser à solide monolithique avec des propriétés unidirectionnelles intrinsèques remarquables [73]. Malheureusement, cette technique ne peut être directement transposée sur le Nd:YLF car : 1) sa constante de Verdet est trop faible, et 2) sa biréfringence introduit une double réfraction à chaque réflexion totale interne<sup>3</sup> et les pertes augmentent rapidement.

L'unidirectionnalité peut aussi être produite à l'aide d'un modulateur acousto-optique [118, 119]. La « non réciprocity » d'une onde progressive dans une telle configuration est une conséquence de la réflexion de la lumière par une surface en mouvement, pour laquelle les angles d'incidence et de réflexion ne sont pas identiques pour les deux faisceaux contra-propageants. Ceci conduit à une différence de pertes suffisantes par diffraction pour obtenir une opération monofréquence d'un laser en anneau. Mais cette méthode est inadaptée à notre cas : les pertes dues au modulateur acousto-optique sont trop importantes (de l'ordre de 20 %).

Une autre méthode pour produire une onde unidirectionnelle sera exposée à la fin du chapitre, dans laquelle la diode optique est insérée non dans le laser mais, dans une cavité passive non résonante.

### 6.2.3 Laser Nd:YLF linéaire avec étalons

Nous avons testé l'émission à 1322,6 nm du laser Nd:YLF avec « sélecteurs » de mode pompé à 806 nm. Pour ce faire, nous utilisons l'arrangement du § 5.2.2.2. Les « sélecteurs » de mode : deux

---

3. Ce laser est basé sur quatre réflexions réalisées au niveau des surfaces internes du milieu actif : une des faces est traitée pour être partiellement réfléchissante, elle est à la fois le miroir incident et le coupleur de sortie ; sur les trois autres faces, le faisceau intra-cavité est réfléchi par réflexion totale.

étalons d'épaisseur 0,1 et 0,3 mm, avec pour ce dernier un traitement optique réfléchissant 60 % de la lumière à 1322 nm, sont insérés dans le second bras de la cavité (voir figure 6.4).

Dans notre expérience, le critère pour l'opération  $TEM_{00}$  est satisfait avec des bras de longueur  $d_1 = 280$  mm et  $d_2 = 300$  mm. Ainsi, le rayon du mode laser  $TEM_{00}$  dans le milieu actif est approximativement égale à  $140 \mu\text{m}$ . Les rayons de courbure sont  $R_1 = 100$  mm et  $R_2 = 500$  mm. Le faisceau laser, parallèle dans le 2<sup>e</sup> bras, traverse les éléments sélectifs en longueur d'onde. Pour une puissance pompe donnée, le coupleur de sortie optimal correspond à  $T = 2$  %. Comme à la fin du § 5.2.2.6, l'étalon solide non traité de 0,1 mm d'épaisseur, correspondant à un intervalle spectral libre de 1 THz ( $\sim 6$  nm), plus grand que la largeur à mi-hauteur de la courbe de gain, permet d'accorder la longueur d'onde laser.

Pour caractériser le laser, nous contrôlons simultanément la longueur d'onde et la puissance de sortie ainsi que les modes transverses et longitudinaux. Nous analysons le faisceau en utilisant le spectromètre à réseau pour contrôler si le laser est monoraie. La longueur d'onde est mesurée

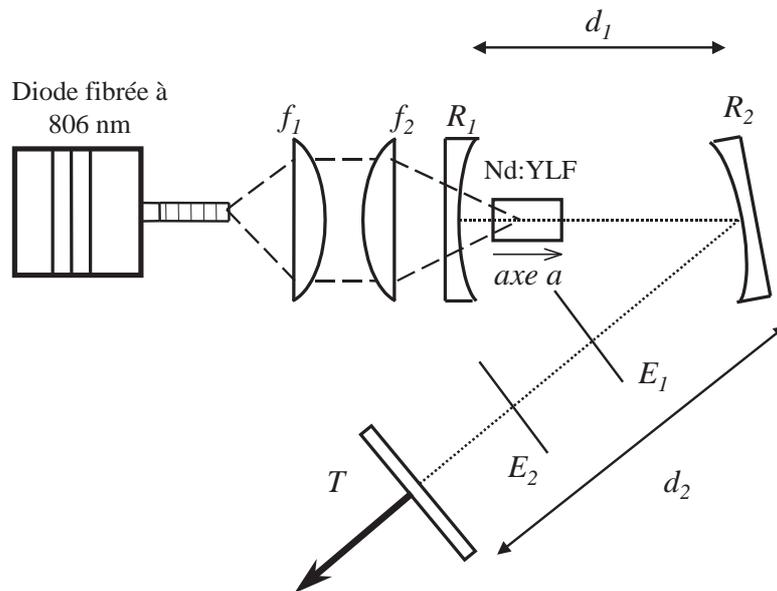


FIG. 6.4 – Cavité linéaire avec « sélecteurs » de mode pour générer une onde monofréquence à 1322,6 nm avec :  $f_1 = 60$  mm et  $f_2 = 80$  mm,  $d_1 = 280$  mm et  $d_2 = 300$  mm,  $R_1 = 100$  mm et  $R_2 = 500$  mm, transmission du coupleur de sortie,  $T = 2$  %,  $E_1$  : étalon solide de 0,1 mm d'épaisseur,  $E_2$  : étalon solide avec un traitement optique  $R = 0,6$  à 1322 nm et de 0,3 mm d'épaisseur. Le cristal de Nd:YLF de 7 mm de long est dopé à 0,7 % at. avec un de ses axes  $a$  parallèle à l'axe de propagation du faisceau laser.

par un lambdamètre Burleigh WA-1100. Le mode longitudinal est analysé en utilisant un interféromètre Fabry Perot confocal (intervalle spectral libre de 0,75 GHz et de finesse 50) qui sert aussi à contrôler les instabilités d'intensité et de fréquence. La puissance laser, à 806 nm et à 1,3  $\mu\text{m}$ , est déterminée par un puissance mètre (Gentec TPM-300) avec une incertitude de  $\sim 5\%$ .

Nous utilisons un cristal de Nd:YLF tel que l'un des *axes a* soit parallèle à la direction de propagation. La polarisation laser est quant à elle parallèle à l'*axe c*. La concentration d'ions optimale correspond à 0,7 % de  $\text{Nd}^{3+}$ , pour laquelle nous avons limité la puissance absorbée à 16,3 W (voir § 5.2.2.3) afin d'éviter d'une part des modes longitudinaux supplémentaires d'osciller et d'autre part les fractures dans le cristal. Nous évitons l'oscillation multimode en insérant un 2<sup>nd</sup> étalon solide traité avec un coefficient de réflexion  $R = 0,6$  à 1,3  $\mu\text{m}$  et de 0,3 mm d'épaisseur.

Dans cette configuration, le laser reste monomode pour seulement 1 s environ avant de sauter de mode. De plus, l'insertion de l'étalon traité fait chuter la puissance laser d'un facteur 5. La courbe de la puissance laser est montrée sur la figure 6.5.

La figure 6.6 montre une courbe typique à l'oscilloscope de la transmission à travers l'analyseur Fabry Perot, indiquant la présence, bien que fugitive, d'un seul mode longitudinal.

Nous avons essayé un laser monomode plus robuste : l'étude de la cavité à mode hélicoïdal qui fait l'objet de la section suivante.

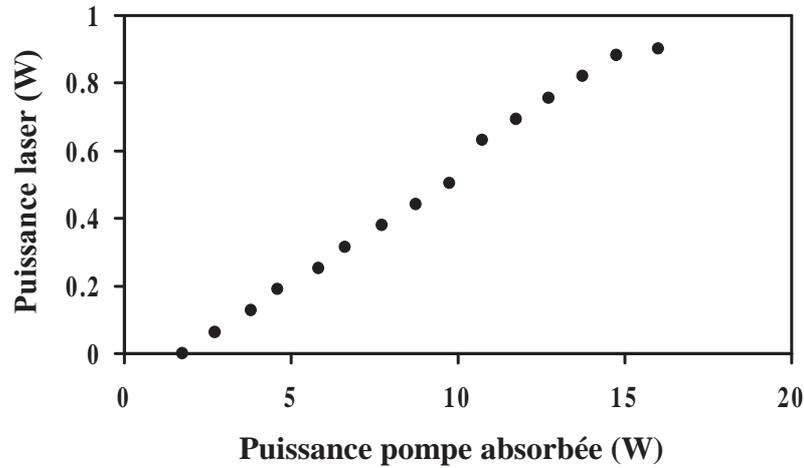


FIG. 6.5 – Puissance à 1322,6 nm du laser Nd:YLF (*axe a*, 0,7 % at.) monomode en fonction de la puissance absorbée à 806 nm, avec deux étalons solides intra-cavités : un non traité de 0,1 mm d'épaisseur et, un de 0,3 mm d'épaisseur avec un traitement réfléchissant  $R = 0,6$  à 1322 nm.

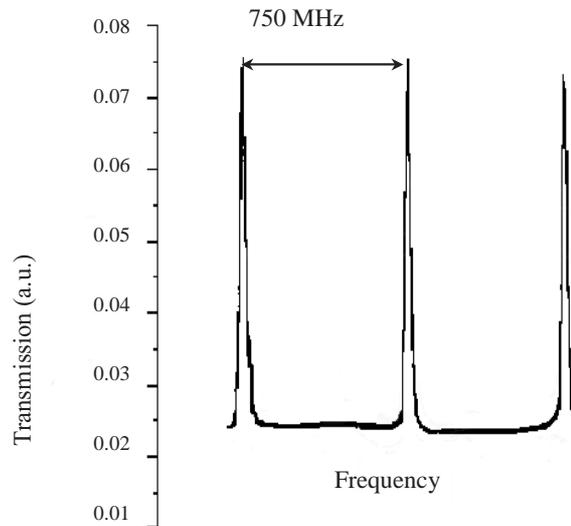


FIG. 6.6 – Courbe à l'oscilloscope de la transmission à travers un Fabry Perot confocal de 0,75 GHz d'intervalle spectral libre confirmant l'opération monofréquence à 1322,6 nm du laser à onde stationnaire incorporant deux étalons intra-cavité.

#### 6.2.4 Laser Nd:YLF *axe c* à mode hélicoïdal

Comme nous l'avons annoncé au § 6.2.2, nous allons exposer le principe et donner les résultats de l'obtention d'un laser monofréquence robuste sans spatial hole burning par l'intermédiaire d'une

cavité à mode hélicoïdal.

### 6.2.4.1 Principe de la cavité à mode hélicoïdal

Cette technique permettant d'obtenir une densité spatiale uniforme d'énergie dans la cavité a d'abord été proposée en 1965 par V. EVTUHOV et A.E. SIEGMAN [107].

Les modes longitudinaux d'une cavité laser ordinaire ont une double dégénérescence de la polarisation : les deux valeurs propres de la matrice de Jones sur un tour de cavité sont égales, ainsi les deux vecteurs propres (polarisation) correspondants sont identiques. Cependant, il est possible d'exciter deux polarisations orthogonales de telles façon que l'intensité du champ soit spatialement uniforme dans le milieu amplificateur. Ceci peut être accompli en plaçant une lame  $\lambda/4$  de chaque côté du milieu actif. Ainsi, la saturation spatiale uniforme entraînera une oscillation laser dans un seul mode. La polarisation laser verra un environnement isotrope et sera stimulée pour n'importe quelle polarisation du champ électrique optique. La figure 6.7 illustre la configuration physique de ce type de laser. L'axe du milieu actif est l'axe  $z$ . Les axes principaux des lames quarts d'onde  $x', y'$  et  $x'', y''$  font un angle  $\alpha$  entre eux. Le principe et les propriétés importantes de cette configuration

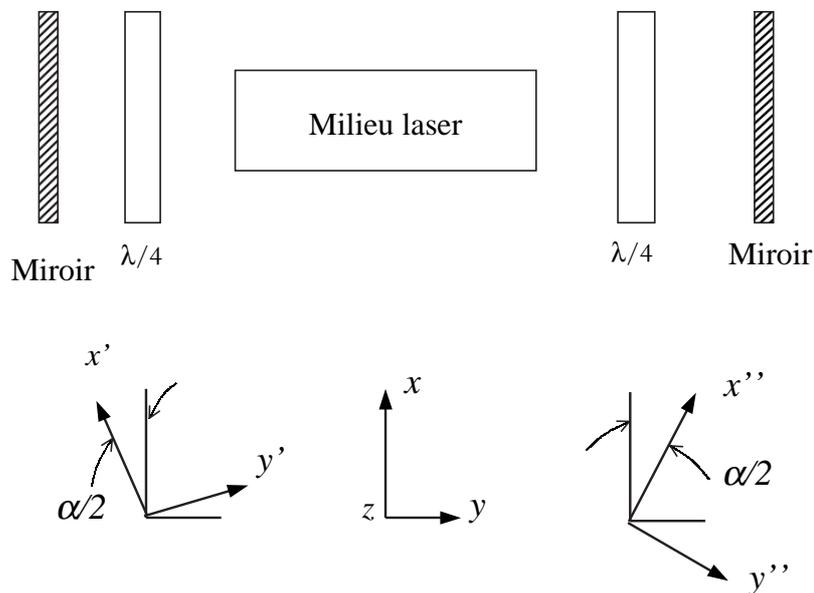


FIG. 6.7 – Schéma explicatif et fréquences propres de la cavité à « mode hélicoïdal ».

sont :

1. Les modes longitudinaux peuvent être vus soit comme une onde polarisée circulairement à

droite ( $\sigma_+$ ), soit comme une onde polarisée circulairement à gauche ( $\sigma_-$ ) et se propageant vers la droite et vers la gauche dans le cristal. Une onde polarisée circulairement à droite et se propageant vers la gauche est réfléchiée par le miroir de gauche et se propage ensuite vers la droite avec la même polarisation circulaire droite. Après réflexion sur le miroir de droite, l'onde a toujours, dans le cristal, sa polarisation circulaire droite d'origine et peut ainsi compléter le mode. En d'autres termes, dans une telle cavité, une onde polarisée  $\sigma_+$ , par exemple, n'a aucune raison de se propager uniquement dans une seule direction : cette dégénérescence vient de ce que les deux lames quarts d'onde plus la réflexion sur les miroirs sont équivalentes à une lame d'onde. La matrice de Jones associée est alors proportionnelle à la matrice identité qui donne bien deux valeurs propres identiques.

2. Si nous effectuons la somme, pour un mode donné, des ondes polarisées circulairement à droite et à gauche, nous devons considérer celles se propageant vers la droite et celles se propageant vers la gauche. Pour l'onde polarisée  $\sigma_+$  allant vers la droite et l'onde  $\sigma_-$  allant dans la direction opposée, nous pouvons écrire le champ laser spatial (complexe) comme

$$\vec{E}_L(z) = \frac{1}{2}\mathcal{E}_0\vec{\varepsilon}_+e^{ikz} + \frac{1}{2}\mathcal{E}_0\vec{\varepsilon}_-e^{-ikz}, \quad (6.1)$$

avec

$$\vec{\varepsilon}_\pm = \mp \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{\varepsilon}_x \pm i\vec{\varepsilon}_y) \quad (6.2)$$

les polarisations des ondes  $\sigma_\pm$  écrites en fonction des vecteurs polarisation linéaire suivant l'axe  $x$  et l'axe  $y$ . En utilisant (6.2), on peut réécrire (6.1) sous la forme :

$$\vec{E}_L(z) = -\frac{i}{2}\mathcal{E}_L\vec{\varepsilon}(z) \quad (6.3)$$

où

$$\mathcal{E}_L = \mathcal{E}_0\sqrt{2} \quad (6.4)$$

est l'amplitude du champ total, indépendante de  $z$ , et où

$$\vec{\varepsilon}(z) = \frac{i}{\sqrt{2}}(\vec{\varepsilon}_+e^{ikz} + \vec{\varepsilon}_-e^{-ikz}) = \vec{\varepsilon}_x \sin kz + \vec{\varepsilon}_y \cos kz \quad (6.5)$$

est un vecteur polarisation normé, représentant une polarisation linéaire qui tourne, lorsqu'on se déplace le long de  $Oz$ , pour former une hélice de pas  $\lambda_l$  (voir figure 6.8).

Avec cette fois-ci, l'onde  $\sigma_-$  allant vers la droite et l'onde  $\sigma_+$  se dirigeant vers la gauche, le vecteur polarisation  $\vec{\varepsilon}(z)$  devient :

$$\vec{\varepsilon}(z) = \vec{\varepsilon}_y \sin kz + \vec{\varepsilon}_x \cos kz. \quad (6.6)$$

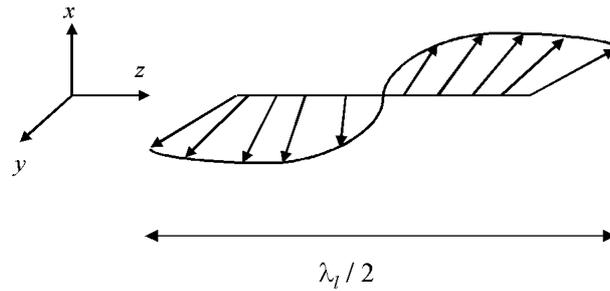


FIG. 6.8 – Onde résultante de la combinaison de deux ondes contra-propagatives polarisées circulairement à droite et à gauche.

Dans ce cas, la polarisation linéaire forme aussi une hélice de pas  $\lambda_l$ , mais tourne dans l'autre sens (vers la gauche). La densité d'énergie totale  $\left| \vec{E}_L(z) \right|^2$  dans un mode est égale à  $\mathcal{E}_0^2$  et, est donc uniforme sur toute la longueur du milieu actif.

3. Les polarisations des modes hélicoïdaux droites et gauches en dehors des lames quarts d'onde sont linéaires et orientées à  $90^\circ$  l'une par rapport à l'autre et à  $45^\circ$  des axes principaux des lames quarts d'onde. Ainsi, le faisceau laser en sortie est polarisé linéairement, avec un angle de  $90^\circ$  entre les ensembles tournants à droite et à gauche. Comme l'excitation simultanée des deux ensembles n'est pas souhaitable puisqu'elle détruirait l'uniformité de la densité d'énergie dans le milieu actif, nous utilisons un polariseur (une lame à l'angle de Brewster, par exemple) localisé près du miroir de sortie pour éliminer l'un de ces ensembles.

#### 6.2.4.2 Accordabilité de la cavité à mode hélicoïdal

Nous décrivons la cavité et déterminons la courbe d'accordabilité de ce laser en régime monomode qui s'est révélé également utile pour d'autres espèces atomiques (voir [120, 121] et conclusion).

Comme le faisceau laser dans tout le cristal doit être polarisé circulairement, il est nécessaire que l'axe  $c$  soit parallèle à l'axe  $z$  de propagation, c.-à-d. que le plan de polarisation soit confondu avec celui formé par les deux axes  $a$  du Nd:YLF. Ainsi, l'onde laser voit un environnement isotrope et ne peut émettre que sur la « transition  $\sigma$  » autour de 1314 nm (voir figure 4.9, p. 64).

**Montage** En nous basant sur l'étude du laser Nd:YLF multimode de la section 5.2.2, nous reprenons la géométrie du résonateur à trois miroirs identique à celle de la figure 6.4. Les rayons de courbure des miroirs et la longueur des bras sont tels que, le waist du mode laser soit localisé à 30 mm du miroir incident, c.-à-d., dans le cristal, de manière à pouvoir insérer aisément une lame

$\lambda/4$  entre ce miroir et le milieu actif (voir figure 6.9).

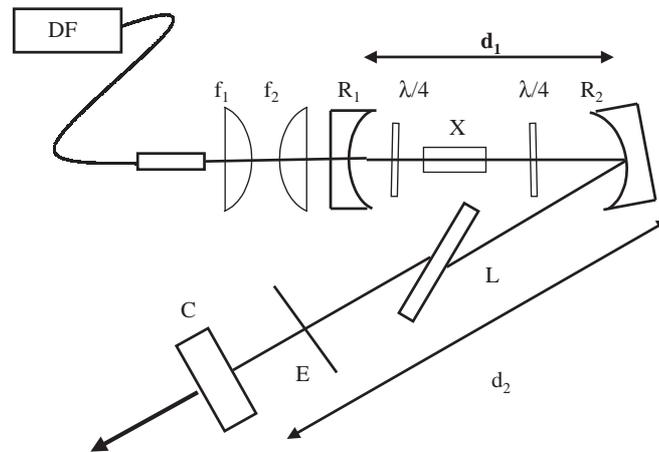


FIG. 6.9 – Cavité à mode hélicoïdal pour un cristal de Nd:YLF *axe c* à 1 % d’at. pompé par diode fibrée. *X* : cristal de Nd:YLF, *DF* : diode couplée à une fibre de 200  $\mu\text{m}$  de coeur,  $\lambda/4$  : lame quart d’onde d’ordre faible traitée antireflet à 1,3  $\mu\text{m}$ , *L* : lame de verre inclinée à l’angle de Brewster, *E* : étalon mince, *C* : coupleur de sortie (T=2 %). Ici  $f_1 = 60$  mm,  $f_2 = 80$  mm,  $d_1 = 280$  mm,  $d_2 = 300$  mm,  $R_1 = 100$  mm et  $R_2 = 500$  mm.

La longueur d’onde de la pompe est toujours fixée à 806 nm afin de mieux répartir la densité de puissance pompe déposée dans le cristal et donc d’éviter au mieux les problèmes thermiques. Le waist de la pompe dans le cristal de 7 mm de longueur est approximativement égale à 135  $\mu\text{m}$ . L’*axe c* est suivant l’axe de propagation du faisceau laser. La transmission du coupleur optimale est égale à 2 %.

Comme les lames quarts d’onde ne sont pas traitées antireflets à 806 nm, elles sont inclinées de  $10^\circ$  pour prévenir les retours du faisceau pompe dans la diode. Environ 20 % de la puissance pompe est réfléchi par la première lame quart d’onde. Une lame de verre de 0,3 mm d’épaisseur orientée à l’angle de Brewster nous permet de polariser le faisceau laser. Le laser fonctionne dans un mode  $\text{TEM}_{00}$  et est monofréquence même sans l’étalon intracavité.

**Accordabilité** Pour accorder la longueur d’onde émise, nous utilisons un étalon en Suprasil de 0,1 mm d’épaisseur. L’insertion de cette lame améliore la stabilité du mode longitudinal. La longueur d’onde est contrôlée par le lambdamètre Burleigh WA-1100. La longueur d’onde centrale est  $\sim 1313,8$  nm avec une largeur entière à mi-hauteur de la courbe de gain de  $\sim 4$  nm. Nous montrons

sur la figure 6.10, la puissance de sortie quand le laser est accordé en utilisant l'étalon, la puissance absorbée étant fixée à 12 W (proche de  $P_{abs,lim}$ ).

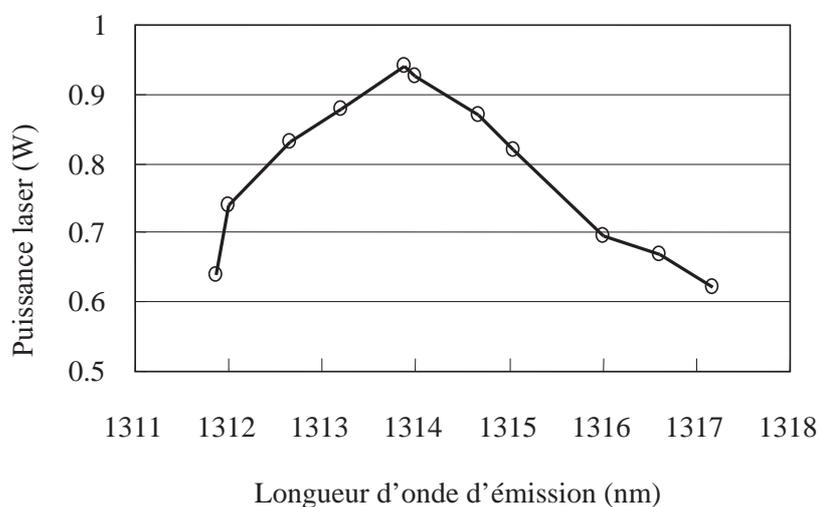


FIG. 6.10 – Courbe d'accordabilité du laser Nd:YLF dans la cavité à mode hélicoïdal autour de 1314 nm pour une puissance absorbée de 12 W autour de 806 nm.

### 6.2.4.3 Performances de la cavité à mode hélicoïdal

Nous utilisons une puissance absorbée maximale à 12,3 W pour éviter les dommages thermiques du cristal. Le laser Nd:YLF à 1312 nm (pour le refroidissement de l'Ag) a un seuil situé au niveau de 2,5 W de puissance absorbée et produit une puissance monofréquence maximale de 750 mW dans un faisceau  $TEM_{00}$  linéairement polarisé (voir figure 6.11).

Pour 1314 nm (situé au centre de la courbe de gain), le seuil est seulement de 1,1 W, et la puissance monofréquence maximale est de 970 mW. Les efficacités de la pente sont toutes approximativement égales à 8 %.

La longueur optique de la cavité laser est de  $\sim 580$  mm, correspondant à un intervalle spectral libre de 260 MHz. La figure 6.12 montre une courbe à l'oscilloscope obtenue par transmission à travers un interféromètre Fabry Perot (ISL 0,750 GHz, finesse 50) balayé par un transducteur piézoélectrique et pour l'émission autour de 1312 nm. La cavité Fabry Perot permet de discriminer les modes entre eux et indique ainsi la présence d'un seul mode longitudinal.

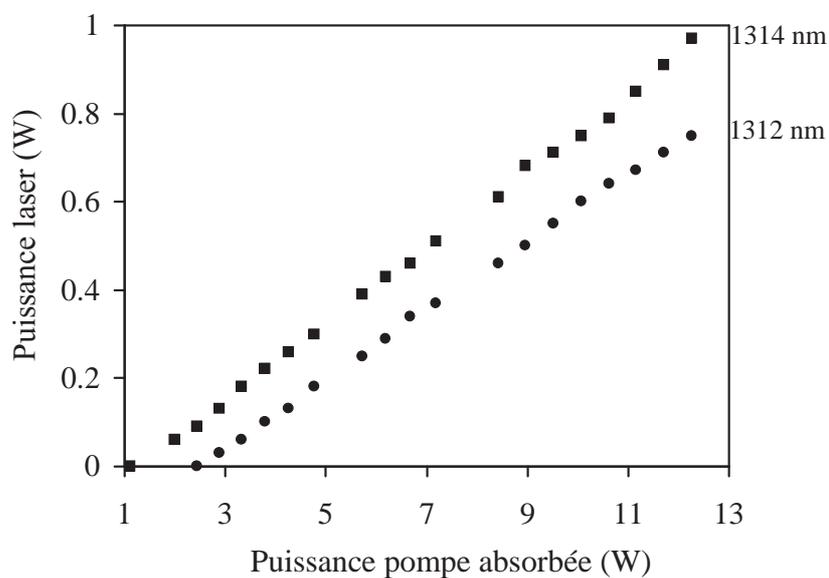


FIG. 6.11 – Puissances laser en fonction de la puissance absorbée pour : ■ 1314 nm (gain maximum) et ● 1312 nm.

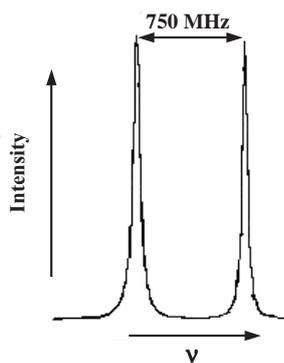


FIG. 6.12 – Courbe à l'oscilloscope de la transmission à travers un Fabry Perot confocal de 0,75 GHz d'intervalle spectral libre confirmant l'opération monofréquence autour de 1312,6 nm du laser à mode hélicoïdal.

Le spectre du laser en mode libre (c.-à-d., sans aucune courbe d'asservissement pour verrouiller la fréquence laser) est très stable, avec aucun saut de mode sur plusieurs secondes, même avec 12 W de puissance absorbée. Ceci est suffisant pour permettre une future stabilisation, par exemple, avec un asservissement sur une frange d'un pic d'Airy d'une cavité résonante [122].

On devrait obtenir une plus grande puissance laser en utilisant (i) des lames quart d'onde d'ordre zéro traitées antireflets pour les longueurs d'onde de la pompe et du laser, (ii) un cristal plus long (10 mm) et moins dopé (0,4–0,5 %) avec un pompage plus fort (voir § 5.2.2.4 et figure 5.21, p. 109).

### 6.2.5 Laser Nd:YLF unidirectionnel en anneau conventionnel à 1,3 $\mu\text{m}$

Le terme « conventionnel » désigne les « lasers en anneau coplanaires » dont l'unidirectionnalité est assurée par une diode optique intra-cavité formée par un matériau Faraday, un polariseur et un cristal réalisant une rotation réciproque (lame  $\lambda/2$  dans notre cas). Comme dans ces lasers, le milieu actif n'est traversé qu'une fois sur un aller et retour, la puissance au seuil est deux fois plus grande que dans les lasers à ondes stationnaires. C'est pourquoi, en prévision d'une faible puissance laser nous avons aussi testé un laser en anneau avec un double passage du mode laser dans le milieu à gain.

Toute la suite de l'étude des lasers en anneau sera réalisée avec le même cristal laser, à savoir, le Nd:YLF *axe a* dopé à 0,7 % d'atomes et de 10 mm de longueur. La longueur de pompe est située à 806 nm. Les rayons au waist de la pompe et du mode laser sont respectivement égales à :  $w_{p0} \sim 170 \mu\text{m}$  et  $w_{c0} \sim 150 \mu\text{m}$ . L'alignement des lasers en anneau est décrit dans l'annexe A.

#### Un seul passage dans le Nd:YLF

L'opération laser autour de 1312,0 ou de 1322,6 nm est sélectionnée par l'orientation relative de la polarisation linéaire par rapport à l'*axe c* du cristal (perpendiculaire pour 1312,0 nm, parallèle pour 1322,6 nm). Tous les miroirs sont hautement réfléchissants à 1,3  $\mu\text{m}$ , sauf pour le coupleur de sortie optimale ( $T = 2\%$  à 1322 nm). La diode optique consiste en un rotateur Faraday de TGG ( $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ) fournissant  $\sim 4^\circ$  de rotation et d'une lame demi-onde traitée antireflet à 1,3  $\mu\text{m}$  (voir figure 6.13).

La courbe de la figure 6.14 montre l'efficacité obtenue pour la longueur d'onde centrale (cercle noir, 1321,3 nm) et pour l'émission à 1322,6 nm (cercle vide). De surcroît, le laser est monomode

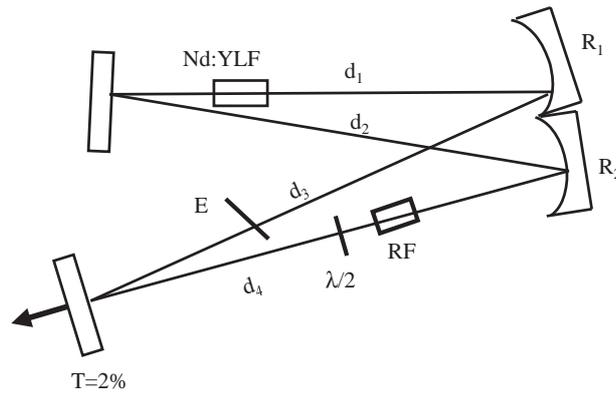


FIG. 6.13 – Laser Nd:YLF simple passage *axe a* à 0,7 % d'atomes.  $R_1 = R_2 = 300$  mm,  $d_1 = 200$  mm,  $d_2 = 190$  mm et  $d_3 + d_4 \sim 1000$  mm,  $E$  : étalon solide en Suprasil et  $RF$  : rotateur Faraday en TGG fournissant  $4^\circ$  de rotation.

longitudinal avec une stabilité en intensité et en fréquence nettement supérieure à celle de la cavité à mode hélicoïdal.

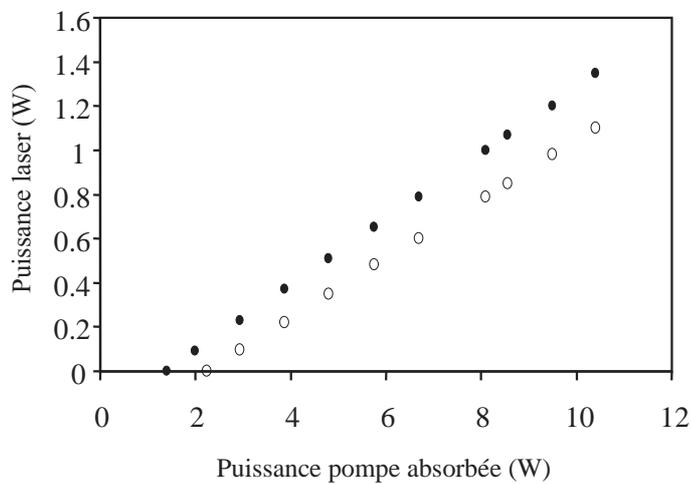


FIG. 6.14 – Puissance du laser en anneau monofréquence avec un seul passage dans le cristal à 1321,3 (cercles noirs) et 1322,6 nm (cercle vide) pompé à 806 nm.

L'unidirectionnalité peut être obtenue sans que l'on ait recours à une lame demi-onde, bien que sans elle, la puissance laser soit plus faible. En effet, la biréfringence du Nd:YLF associée

au polariseur partiel formé par le coupleur de sortie<sup>4</sup> réalise un filtre biréfringent [124]. Celui-ci peut agir comme une lame demi-onde pour les modes ayant les longueurs d'onde requises et de créer une différence de pertes suffisante entre les faisceaux contra-propageants. L'insertion de la lame demi-onde est utilisée pour que l'unidirectionnalité (pour une longueur d'onde souhaitée) soit toujours réalisée quelle que soit la puissance absorbée.

### Double passage dans le Nd:YLF

Dans ce cas, le résonateur est identique à celui de la figure 6.13, sauf pour l'emplacement du milieu actif et des angles d'incidence du mode laser sur les miroirs qui sont plus petits. Le schéma du laser est montré sur la figure 6.15 et les courbes d'efficacité à 1321,3 et 1322,6 nm pour un pompage à 806 nm sur la figure 6.16.

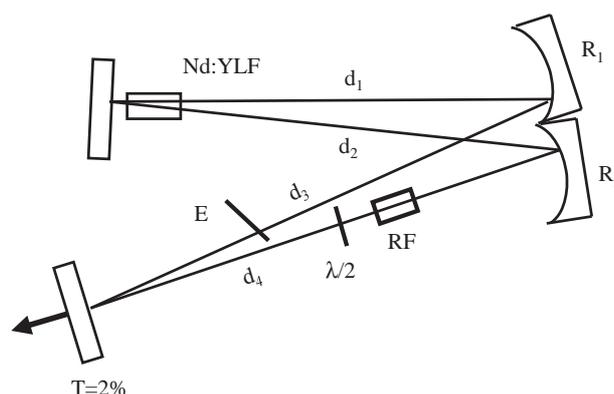


FIG. 6.15 – Laser Nd:YLF double passage *axe a* à 0,7 % d'atomes.  $R_1 = R_2 = 300$  mm,  $d_1 = 200$  mm,  $d_2 = 190$  mm et  $d_3 + d_4 \sim 1000$  mm, *E* : étalon solide en Suprasil et *RF* : rotateur de Faraday en TGG fournissant  $4^\circ$  de rotation.

Toutefois, au-delà de 10,4 W de puissance absorbée, les fluctuations devenaient telles que le laser sautait souvent de mode. Les fluctuations étaient accompagnées d'une chute de puissance laser irréversible causée par la biréfringence induite thermiquement du matériau Faraday. Ainsi, pour ce niveau de puissance absorbée, 1,6 W de puissance à 1322,6 nm était générée pour le

4. Comme l'angle d'incidence sur le miroir de sortie est non nul, les coefficients de réflexion de Fresnel,  $r_s$  et  $r_p$ , à l'interface du traitement diélectrique sont légèrement différents ( $r_s > r_p$ ). Le coupleur réalise ainsi un polariseur partiel [123].

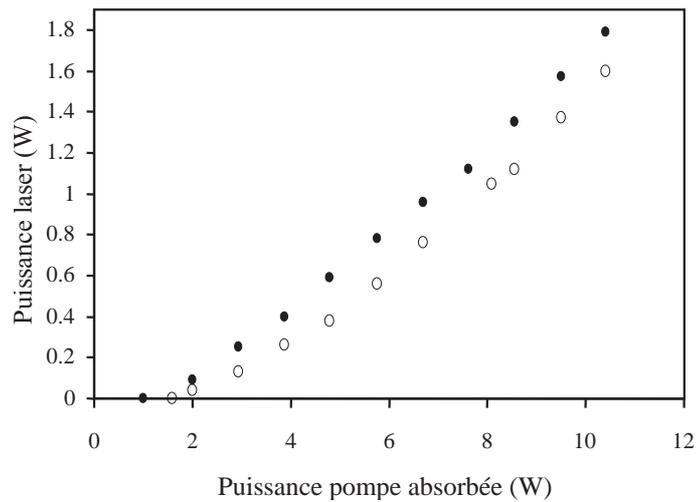


FIG. 6.16 – Puissance laser en anneau monofréquence avec double passage dans le cristal à 1321,3 (cercles noirs) et 1322,6 nm (cercle vide) pompé à 806 nm.

double passage, contre 1,1 W pour le simple passage du faisceau laser dans le Nd:YLF sur un tour de cavité. Au maximum de gain et pour 10,4 W de puissance absorbée, l'effet du double passage conduisait à une puissance laser de 1,79 W.

Finalement, le maintien d'une puissance absorbée supérieure ou égale à 10,4 W engendre une puissance intra-cavité ( $\sim 40$  W) qui détruit le rotateur Faraday de TGG, celui-ci absorbant à chaque passage 2 % ( $\sim 1$  W) de l'onde à  $1,3 \mu\text{m}$ . Cette configuration laser a fonctionné seulement quelques minutes au-dessus de 10,4 W de puissance absorbée.<sup>5</sup> Nous donnons néanmoins ces caractéristiques d'accordabilité.

### Accordabilité sur les raies à 1314 et à 1321 nm

Pour la cavité double passage du mode laser dans le cristal (fig. 6.15) nous avons réalisé deux courbes d'accordabilité, une sur la raie à 1314 nm et une autre sur la raie à 1321 nm. Le passage d'une raie à l'autre est réalisé par l'étalon et le même milieu actif. La puissance absorbée est tenue fixée à 3,87 W.<sup>6</sup> Nous obtenons les courbes d'accordabilité suivantes (figure 6.17 (i) et (ii)).

Le laser en anneau monofréquence avec double passage du mode dans le milieu actif est accordable de 1320,70 à 1322,88 nm pour la raie de transition  $\pi$  et de 1311,9 à 1318,7 nm pour la raie

5. Ce problème de fracture thermique du TGG sera résolu plus loin.

6. Cette valeur est arbitraire, c'est celle qui avait été prise au moment de l'expérience.

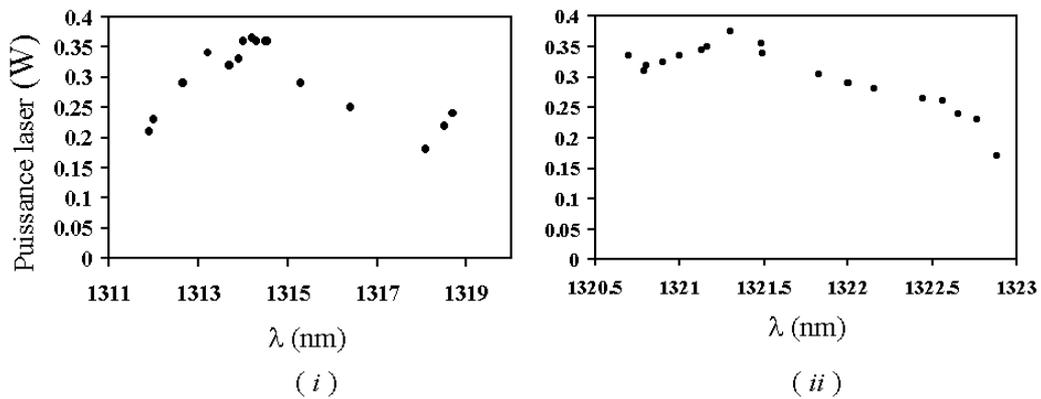


FIG. 6.17 – Courbes d'accordabilité du laser Nd:YLF en anneau double passage autour de (i) 1321 nm et (ii) 1314 nm pour une puissance pompe absorbée de 3,87 W.

de transition  $\sigma$ .

## 6.2.6 Laser Nd:YLF en anneau à 1,3 $\mu\text{m}$ injecté par une cavité externe

Nous avons vu au § 6.2.5 qu'un rotateur de Faraday de grenat de gallium et de terbium (TGG) subissait des dommages thermiques à partir d'une certaine puissance intracavité. La solution proposée dans cette section consiste à utiliser le même matériau pour réaliser l'unidirectionnalité du laser mais en diminuant la puissance vue par le cristal de TGG. Avant de décrire ce type de laser, nous allons étudier une cavité en anneau sans élément Faraday dont l'une des sorties est ré-injectée par un miroir externe dans le résonateur (voir référence 43 page 534). C'est intuitivement une solution plus simple mais qui ne s'est pas avérée tout à fait satisfaisante.

### 6.2.6.1 Laser en anneau ré-injecté par un miroir externe

**Principe** Nous présentons ici une des méthodes les plus simples pour obtenir ou plutôt, pour améliorer l'unidirectionnalité des lasers en anneau (figure 6.18(a)). En effet, un miroir auxiliaire externe (figure 6.18(b)) réfléchit une partie de l'onde que nous nommerons (–) (pour la propagation dans le sens contraire des aiguilles d'une montre) dans la direction (+) (c.-à-d. dans le sens des aiguilles d'une montre).

Si cette cavité tente d'osciller dans la direction (–), le signal réfléchi par le miroir externe servira comme un signal injecté pour la direction (+), conduisant à une oscillation beaucoup plus

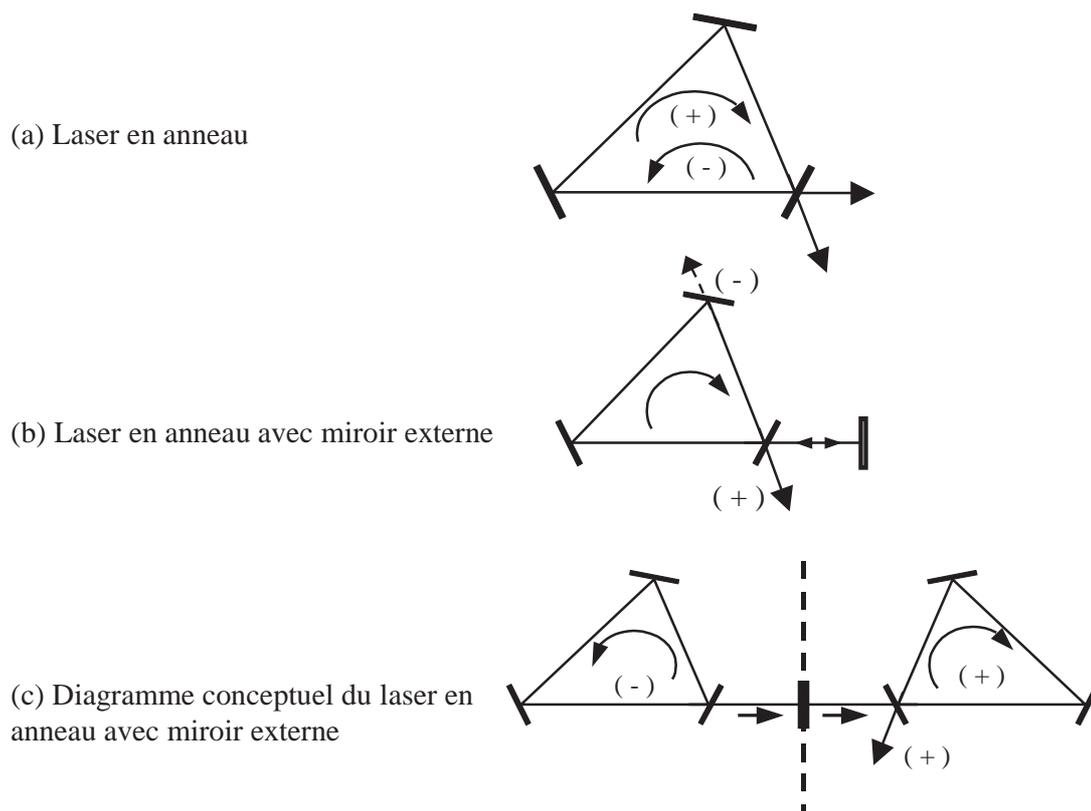


FIG. 6.18 – (a) Laser en anneau bi-directionnel, (b) cavité en anneau avec un miroir de couplage unidirectionnel d'après [43], (c) diagramme conceptuel de la cavité en anneau avec le miroir de couplage unidirectionnel.

forte dans cette direction.

Cette technique fonctionne grossièrement et seulement dans quelques situations. Par exemple, dans le cas des lasers à élargissement inhomogène, cette méthode ne marche pas du tout, surtout quand le mode longitudinal le plus proche du centre de la cavité en anneau n'est pas au centre de la courbe de gain. Dans cette situation l'anneau peut osciller avec des intensités égales dans les deux directions, et peut aussi osciller dans plusieurs modes longitudinaux. Ce schéma est, aussi, sensible aux effets de rétrodiffraction (voir § 6.2.1) à l'intérieur de la cavité, qui peuvent interagir *interférométriquement* avec le miroir externe. Cette technique est alors inadaptée lorsque la rétrodiffraction est prise en compte. Par contre, si le milieu laser est à élargissement homogène, l'oscillation (+) désirée, croît au dépend de l'oscillation (-). Cependant, en régime permanent l'oscillation (-) n'est pas entièrement éteinte. Elle agit comme un signal d'injection de faible amplitude pour forcer l'oscillation (+).

L'analyse des fréquences résonantes de ce type de laser a été réalisée par FAXVOG [125]. Les modes d'une cavité en anneau sont donnés par  $\nu_q = qc/d$ , où  $\nu_q$  est la fréquence du  $q^e$  mode et  $d$  le périmètre de la cavité (figure 6.18(a)). Nous pouvons dessiner une cavité équivalente qui est montrée sur la figure 6.18(c). Dans ce diagramme, la cavité (+) est séparée de la cavité (-). Cette cavité équivalente montre clairement que le miroir de couplage unidirectionnel n'a pas d'influence directe sur les modes de la cavité à trois miroirs. Les modes pour les deux directions (+) et (-) sont identiques, puisqu'ils sont déterminés par les mêmes trois miroirs. Les modes de la cavité vide pour le laser avec un miroir externe s'écrit aussi :

$$\nu_q = qc/d. \quad (6.7)$$

Finalement, les modes du laser en anneau avec ou sans miroir externe sont les mêmes. Cette technique ne donne donc pas en pratique un laser mono-fréquence, mais permet de rendre le résonateur quasi-unidirectionnel grâce à l'intensité beaucoup plus élevée dans le sens (+) que dans le sens (-). Le miroir externe n'influence pas les fréquences auxquelles cette cavité oscille, il détermine, cependant, la phase entre les ondes (-) et (+) dans l'anneau. L'analyse faite ici sur les propriétés des modes sera aussi valable pour le laser en anneau étudié dans la prochaine section.

**Réalisation** La cavité que nous avons utilisée pour confirmer les propriétés de ce type de laser est illustrée sur la figure 6.19. Un filtre optique : étalon de 0,3 mm d'épaisseur avec un traitement réflechissant 20 % de 1,3  $\mu\text{m}$ , est insérée dans la cavité avec un étalon de 0,1 mm d'épaisseur. Cet arrangement optique sert à contrôler le nombre de modes longitudinaux. Ce nombre varie de un

à trois modes. Au-delà de 3 modes, le régime chaotique lié aux battements de fréquence entre les modes ne permettent plus de distinguer correctement la structure modale.

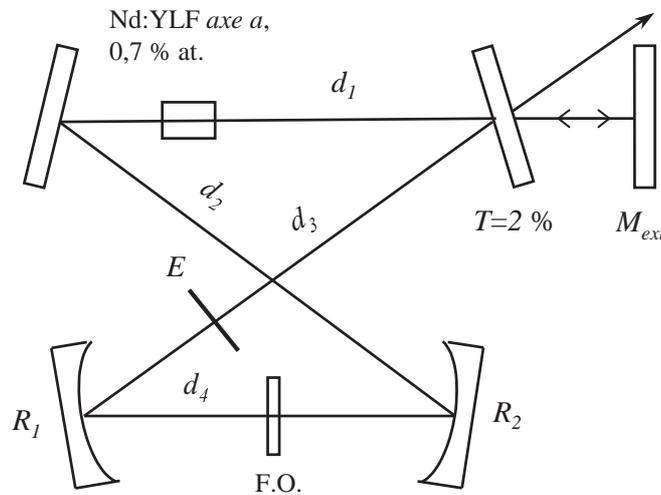


FIG. 6.19 – Laser Nd:YLF (axe a, 0,7 % at.) en anneau avec un miroir  $M_{ext}$  de couplage unidirectionnel.  $d_1 = 140$  mm,  $d_2 = d_3 = 170$  mm,  $d_4 = 125$  mm,  $R_1 = R_2 = 500$  mm,  $T = 2$  % est le coupleur de sortie. Le miroir  $M_{ext}$  a un coefficient de réflexion  $R = 60$  %, lorsque la structure de mode, avec et sans  $M_{ext}$ , est identique. L'écart entre le coupleur de sortie et  $M_{ext}$  peut être quelconque à partir du moment où le mode retournant dans le résonateur soit suffisamment adapté avec celui du laser. F.O. : filtre optique (étalon de 0,3 mm d'épaisseur avec traitement  $R = 0,10$ ).

Nous avons ainsi reporté des rapports d'intensité situés dans la gamme de 2:5 à 10:1, suivant la valeur du coefficient de couplage. Le rapport le plus élevé correspond au cas d'une intensité faible du signal ré-injecté dans la cavité laser. Nous avons utilisé pour cela un coefficient de réflexion pour le miroir externe égale à 60 %. La puissance laser dans la voie (+) (la flèche sur la figure 6.19) est environ deux fois plus élevée que celle obtenue pour l'anneau sans  $M_{ext}$ . L'alignement du 4<sup>e</sup> miroir n'a pas besoin d'être précis, c.-à-d. que le couplage avec la cavité n'est pas *interférométrique*.

Nous analysons maintenant les modes du laser en anneau en présence d'un miroir externe. Lorsque le coefficient de couplage est élevé (c.-à-d. pour une grande puissance ré-injectée) le nombre de modes longitudinaux (observé sur un interféromètre Fabry Perot confocal) est multiplié par deux. Le faisceau ré-injecté est dans ce cas seulement amplifié par le résonateur.<sup>7</sup> Ainsi, les fluctuations d'intensité sont élevées et le spectre présente un caractère chaotique. En revanche, si

7. La stabilisation par auto-injection n'a pas lieu [126].

nous diminuons progressivement le coefficient de couplage (c.-à-d. en augmentant la transmission du miroir externe, par exemple) jusqu'à une certaine valeur, la structure des modes longitudinaux tend peu à peu vers celle correspondant à la cavité en anneau en l'absence du miroir externe. La figure 6.20 montre le spectre modal de la cavité avec  $M_{ext}$  qui est identique à celle de l'anneau sans miroir externe. Ceci est toujours réalisé pour un coefficient du miroir  $M_{ext}$  égale à 60 %. Ainsi, la présence d'une onde oscillant dans la direction (-) même de faible intensité, implique une compétition de gain entre les modes (+) et (-). Le spatial hole burning est toujours présent et le laser reste multimode.

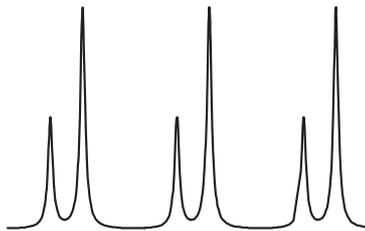


FIG. 6.20 – Structure des modes longitudinaux du laser en anneau avec le miroir externe  $M_{ext}$  ( $R = 0,6$ ), parfaitement identique à celle du laser sans le miroir  $M_{ext}$ .

### 6.2.6.2 Principe de la Cavité en Anneau avec la Diode Optique à l'Extérieur du Résonateur : « CADOER »

Nous démontrons une solution originale pour obtenir un laser en anneau monofréquence couplé à une cavité en anneau passive non résonante. Ce système bénéficie des avantages du laser avec un miroir externe étudiée précédemment en ce qui concerne les propriétés du spectre modal. En outre, il fournit plus de puissance laser que ceux impliquant une diode optique intra-cavité et permet de diminuer significativement l'influence des processus Auger. Grâce à cette technique nous avons réalisé la première démonstration d'un laser en anneau coplanaire unidirectionnel à  $1,3 \mu\text{m}$  [127] dont nous nous proposons de décrire le principe.

**6.2.6.2.1 Principe de base** Comme le mode du laser est le même que celui d'un laser en anneau (unidirectionnel) conventionnel, notre cavité est par essence similaire à celle décrite dans le § 6.2.6.1. Cependant, comme nous utilisons une cavité en anneau externe, le faisceau ré-injecté qui

force l'oscillation dans le sens (+) est aussi dans le sens (+), tout tourne dans le même sens (voir figure 6.21) à la différence du laser en anneau avec un miroir externe (figure 6.19).

**Unidirectionnalité du laser en anneau ré-injecté** Notre solution utilise une cavité externe passive non résonante (cavité externe) contenant les éléments sélectifs (figure 6.21).

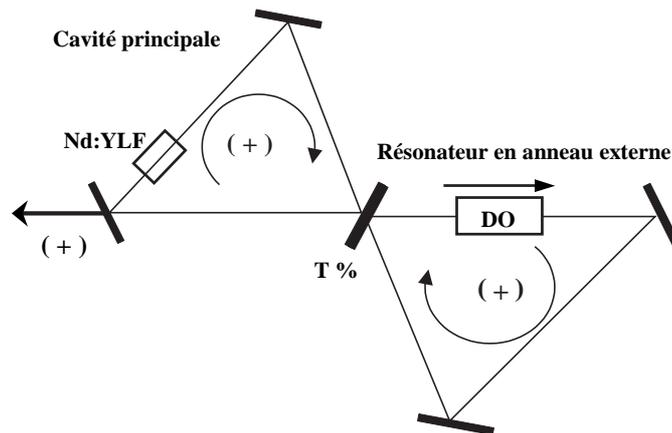


FIG. 6.21 – Cavité en anneau avec la diode optique (DO) localisée dans un « résonateur » en anneau externe couplé par le coupleur de sortie  $T$ . Attention les flèches dans le résonateur externe doivent être inversées.

Ainsi, le rotateur Faraday de TGG est traversé par une puissance intracavité qui est estimée par le produit de la transmission du coupleur ( $T$ ) par la puissance intracavité issue de la cavité principale (en pratique, cette puissance vaut  $0,02 \times 100 = 2$  W). Les dommages thermiques peuvent alors être évités quelle que soit la puissance absorbée dans le milieu laser puisque le TGG n'absorbe plus que 40 mW au lieu des  $\sim 1$  W dans le cas du laser en anneau conventionnel.

Le résonateur en anneau principal est couplé à la cavité externe comme il est indiqué sur la figure 6.21. Un coupleur de sortie est commun aux deux cavités. La diode optique effective est composée d'une lame demi-onde, traitée antireflet à 1322 nm, d'un rotateur Faraday de TGG transmettant 80 % de la longueur d'onde laser et tournant la polarisation linéaire de  $45^\circ$  dans la cavité externe et, de l'effet du gain laser polarisé.

Les pertes résultantes dans la cavité principale sont plus élevées pour le faisceau circulant dans le sens (-) que dans le sens (+). La différence de pertes entre le sens (+) et le sens (-) est suffisante pour imposer l'oscillation unidirectionnelle dans le sens (+). Ainsi la cavité externe

joue à la fois le rôle de diode optique et de miroir partiel avec une réflectivité effective pour l'onde (+) est donnée par (légèrement adaptée de la référence [43] p. 422)

$$R_{eff} = \frac{1}{R_{oc}} \frac{R_{oc}^2 - 2R_{oc} \exp(-\alpha_{TGG}d) \cos(\omega l/c) + \exp(-2\alpha_{TGG}d)}{1 - 2 \exp(-\alpha_{TGG}d) \cos(\omega l/c) + \exp(-2\alpha_{TGG}d)} \quad (6.8)$$

où  $R_{oc}$  est le coefficient de transmission en intensité du coupleur commun aux deux cavités égale à 0,98 ;  $l$  est la longueur optique de la cavité externe ;  $\omega$  est la fréquence angulaire du laser ;  $\alpha_{TGG}$  est le coefficient d'absorption du matériau Faraday de TGG et  $d$  sa longueur.

Pour la direction (-), à cause de la présence de la diode optique, la réflectivité reste inchangée et est égale à celle du coupleur de sortie, puisque le vecteur polarisation est tourné de 90° par la diode optique D.O. La différence de pertes entre l'onde (+) et l'onde (-) est égale à  $R_{eff} - R_{oc}$ , où  $R_{eff}$  est la réflectivité effective pour l'onde (+) et  $R_{oc}$  (0,98) est la réflectivité du coupleur de sortie vue par l'onde (-). Le maximum de  $R_{eff}$  est égal à 0,9958 et la différence de pertes vaut 1,6 % (selon les données expérimentales), ce qui est suffisant pour forcer l'opération unidirectionnelle (pour certains modes longitudinaux). Comme il l'est montré sur la figure 6.22, il existe un intervalle de longueur d'onde (+/-) où la différence de pertes ne fournit pas assez de discrimination et l'onde (-) apparaît, avec toutefois une intensité très faible, comme nous le verrons plus tard.

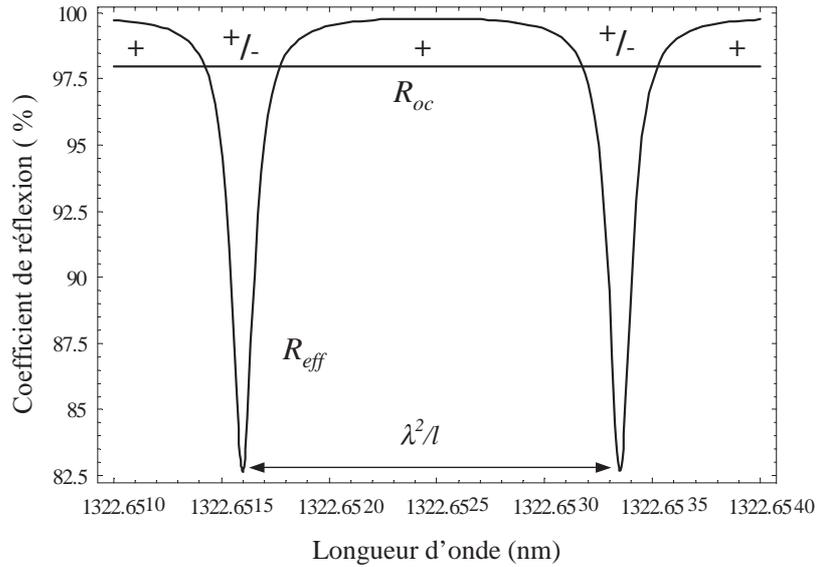


FIG. 6.22 – Valeur de la réflectivité effective  $R_{eff}$  en fonction de la longueur d’onde laser par rapport au coefficient de réflexion du coupleur de sortie  $R_{oc}$ .  $\lambda^2/l$  représente l’intervalle spectral libre de la cavité de longueur  $l$ . Les signes  $+/-$  et  $+$  sont, respectivement, les régions où le laser est quasi-directionnel et unidirectionnel.

**6.2.6.2.2 Caractérisation du mode longitudinal** La longueur d’onde laser est mesurée avec le lambdamètre (Burleigh WA-1000). Le mode longitudinal du laser en anneau (espacement de  $\sim 300$  MHz) est analysé en utilisant un interféromètre Fabry Perot confocal balayé avec un intervalle spectral libre de 750 MHz. Pour contrôler la continuité de l’opération monofréquence lorsque la longueur d’onde change, nous faisons varier la longueur de la cavité laser en anneau de quelques micromètres (correspondant à 2,5 GHz, c.-à-d.  $\simeq 8$  intervalles spectraux libres) en appliquant une rampe de tension sur un transducteur piézo-électrique ( $PZT_2$ ) collé sur l’un des miroirs du laser en anneau (voir figure 6.23). Durant l’excursion de la structure modal, le laser reste monofréquence, même lorsque le mode passe dans la région  $+/-$ .

On peut l’observer la figure 6.24 qui montre la puissance des faisceaux se propageants dans les deux directions : A (sens  $+$ ) et C (sens  $-$ ), quand ils sont enregistrés par des photodiodes durant la variation de la longueur optique de la cavité laser. En effet, quelle que soit la position spectrale du mode, les signaux sont d’une part, stables en intensité et, d’autre part la puissance dans le sens  $(+)$  est  $10^4$  fois plus élevée que dans le sens  $(-)$ . Ces observations réunies, suffisent donc pour que le laser soit monofréquence et continuellement accordable (sur  $8 \lambda^2/l$ ), même lorsque le mode laser passe dans une zone  $(+/-)$ . La puissance intracavité dans le sens  $(+)$ , également  $10^4$  fois plus

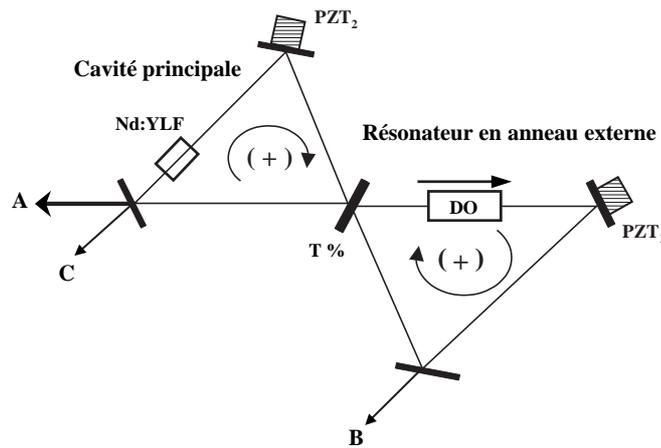


FIG. 6.23 – Même laser que celui décrit dans la figure 6.21 mais avec la présence des transducteurs piézo-électrique  $PZT_1$  et  $PZT_2$  agissant sur la longueur optique de la cavité externe et de la cavité principale. Les signaux A, B et C sont caractérisés par des photodiodes et le signal A est analysé par le lambdamètre et l'interféromètre Fabry Perot. *Attention toutes les flèches dans le résonateur externe doivent être inversées.*

élevée que dans le sens  $(-)$ , sature le gain ( $g \sim g_0$ ) uniformément pour le mode ayant le moins de pertes, voir équ. (2.7).

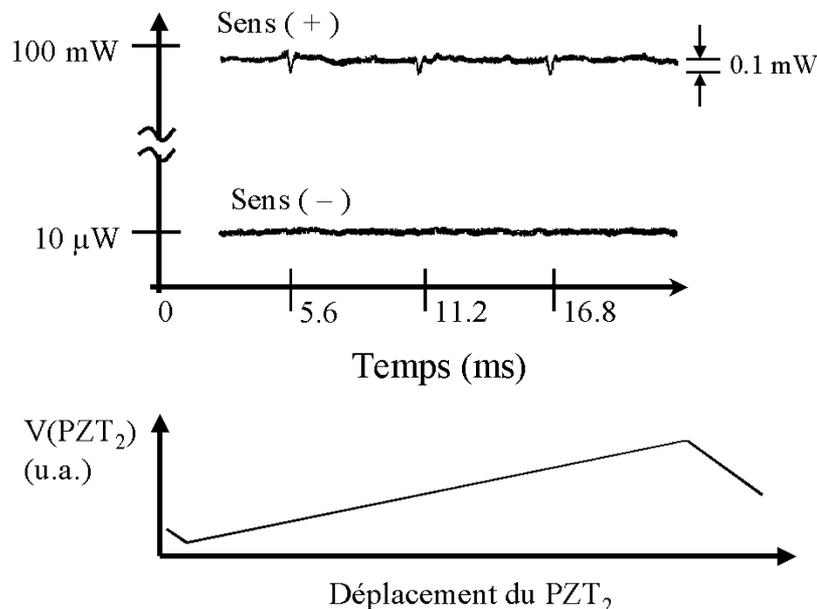


FIG. 6.24 – Signaux (A et C) de la cavité principale lorsque la longueur de la cavité laser varie. Les petits creux au niveau de 1 % sont dus aux instabilités du courant alimentant la diode de pompe.

Noter que l'utilisation de la cavité externe n'affecte pas la structure des modes de la cavité principale (de la même manière que la cavité avec un miroir auxiliaire externe étudiée précédemment). On peut le voir simplement en retirant la diode optique de la cavité externe et en comparant la structure de mode avec et sans couplage du résonateur avec la cavité passive. Comme dans le § 6.2.6.1, on insère dans la cavité laser un filtre optique. La structure de mode est alors telle que seul un ou deux modes oscillent, que ce soit avec ou sans couplage.

En résumé, avec ce nouveau type de laser, un fonctionnement (quasi-)unidirectionnel s'installe pendant des heures avec un seul mode longitudinal continuellement accordable sur les 8 intervalles spectraux libres que nous avons couverts.

**6.2.6.2.3 Aisance de l'alignement laser** En général, des procédures d'alignement critiques sont nécessaires pour des systèmes utilisant un schéma de cavité externe résonante. Il en résulte des variations de phase et de puissance nécessitant des électroniques d'asservissements actifs supplémentaires. Ceci n'est pas le cas ici où les mesures de la puissance du faisceau interne et externe ne montre pas d'effets interférométriques additionnels quand le faisceau de la cavité externe est ré-injecté dans le laser en anneau. Puisque la structure modale de la cavité externe est « auto-adaptée » avec celle du résonateur en anneau principal (voir plus haut), la précision de l'alignement des miroirs de la cavité externe n'a pas besoin d'être *interférométrique*, comme pour le laser avec un miroir externe du § 6.2.6.1.

**6.2.6.2.4 Couplage des cavités** Un des paramètres clés est le très faible couplage entre la cavité externe de faible finesse (la cavité n'est pas résonante) et le résonateur en anneau. La faible puissance intracavité du laser en anneau ré-injecté (< 2 %) dans la cavité principale est suffisante pour assurer l'opération unidirectionnelle. La phase du faisceau laser est gouvernée non seulement par la longueur du laser en anneau seule où la condition aux limites du champ électrique sur les miroirs est zéro ou maximum [125] mais aussi par l'adaptation de la phase du faisceau laser de la cavité principale avec celle de la cavité externe. Cet effet peut être vu sur la figure 6.25 où les deux signaux A et B montrent une faible variation périodique en phase quand le miroir de la cavité externe est mis en mouvement par le transducteur PZT<sub>1</sub> (voir figure 6.25).

La petite variation de la puissance détectée (A,B), de période  $\lambda$  [d'après la relation (6.8)] met en évidence l'interaction résiduelle faible entre les faisceaux adaptés. La figure 6.25 montre l'onde de la cavité externe (B) dans le sens (+) et les ondes dans le laser en anneau (A,C) dans les deux directions (+ et -) quand nous balayons la longueur de la cavité externe sur quelques  $\lambda$  en utilisant

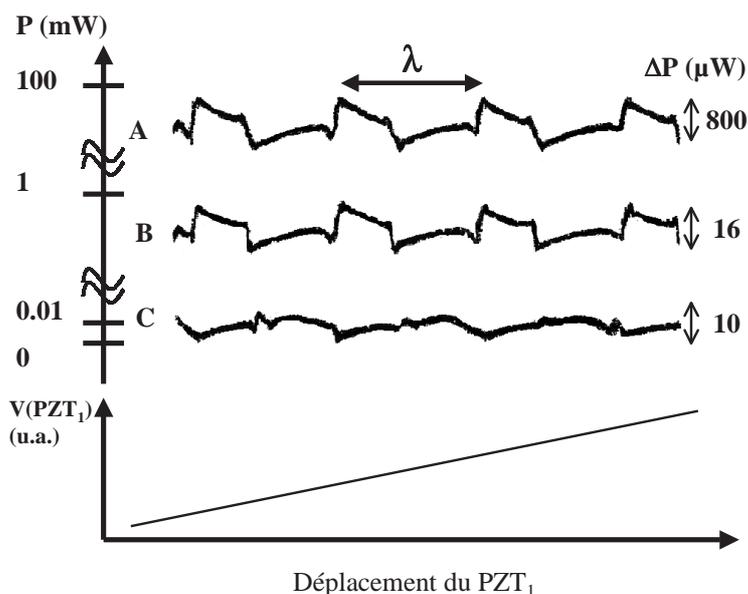


FIG. 6.25 – Puissances laser provenant des cavités principales et externes quand on fait varier la longueur de la cavité externe en utilisant PZT<sub>1</sub>. A : principale (+) ; B : externe (+) ; C : principale (-). Les creux en C proviennent des fluctuations de courant alimentant la diode de pompe.

un transducteur PZT<sub>1</sub> (voir figure 6.23). Le signal (C) plutôt faible est déphasée de 180° par rapport aux signaux A et B. De plus, cette puissance (C) est très petite comparée à ce qui est observée dans la cavité utilisant un seul miroir externe (§ 6.2.6.1).

Dans notre cas, le faisceau (-) circulant dans le laser en anneau a toujours une puissance  $10^4$  fois plus faible que celui du faisceau (+) et le laser peut encore être considéré comme unidirectionnel même durant le balayage du transducteur PZT<sub>1</sub>. Pour une performance optimale, on pourrait toujours asservir la puissance laser près de sa valeur maximale, c.-à-d. près du minimum de la puissance (-), le signal d'erreur requis étant dérivé des deux voies A et C de la figure 6.25.

### 6.2.6.3 Résultats de la « CADOER » à 1322,6 nm

La cavité laser utilisée est schématisée sur la figure 6.26. Les rayons de courbures des miroirs, sont égales à 300 mm pour  $M_1$  et  $M_2$ , et 100 et 200 mm pour  $M_3$  et  $M_4$ . La longueur des bras de l'anneau principale est telle que le waist du mode laser vaut  $\sim 130 \mu\text{m}$ , alors que celui du faisceau pompe (797 nm) est égal à  $\sim 170 \mu\text{m}$ .

La cavité passive non résonante externe est conçue de telle manière que le faisceau ré-injecté

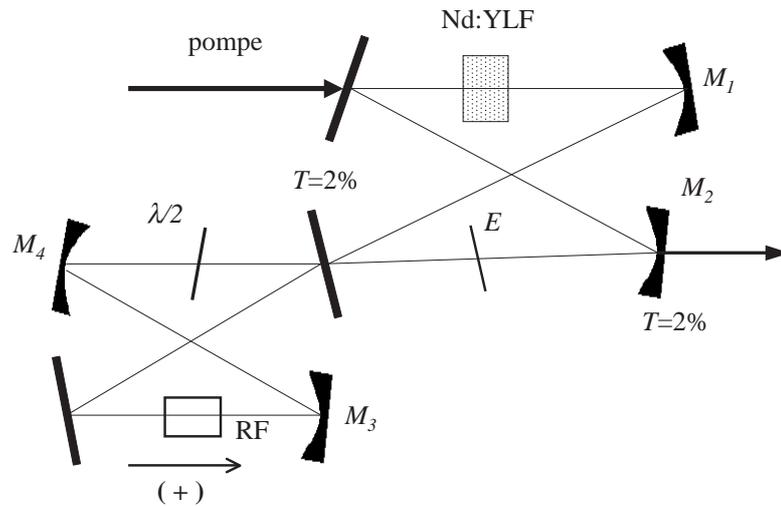


FIG. 6.26 – La CADOER utilisée pour générer un rayonnement à 1322,6 nm. E : étalon de Suprasil de 0,1 mm d'épaisseur ; RF : rotateur Faraday de TGG transmettant 80 % de l'onde laser. Les creux en C proviennent des fluctuations de courant alimentant la diode de pompe.

dans l'anneau principal soit adapté en taille avec celui généré par le cristal laser de Nd:YLF *axe a* dopé à 0,7 % d'atomes.

La puissance laser (figure 6.27) maximale obtenue pour 10,4 W de puissance absorbée vaut 2,2 W à 1322,6 nm en fonctionnement monomode, soit environ deux fois plus que la puissance fournit par la cavité en anneau conventionnelle contenant un rotateur Faraday TGG. Nous finissons notre étude du laser Nd:YLF monomode en réalisant une cavité en anneau conventionnelle et une CADOER avec génération de la seconde harmonique.

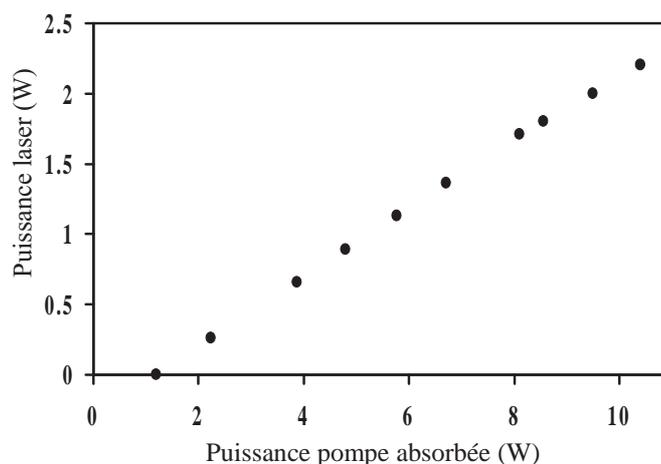


FIG. 6.27 – Puissance laser monomode à 1322,6 nm en fonction de la puissance absorbée à 806 nm pour la CADOER.

### 6.3 Laser monofréquence avec doublage intracavité

Le doublage intracavité dans les lasers à solides pompés par diode semblent être une approche prometteuse pour le doublage de fréquence. D'après ce qui précède, les configurations les plus adéquates et celles qui seront étudiées par la suite, sont les lasers en anneau conventionnel et la CADOER [127]. L'atout majeur de la CADOER pour la génération de la seconde harmonique intracavité vient de la réduction importante des pertes dans la cavité principale et de la faible puissance au seuil.

Nous commencerons par aborder brièvement l'aspect théorique du doublage intracavité générée dans une cavité laser monomode. Ensuite, les résultats expérimentaux, obtenus avec l'anneau conventionnel (émission à 661,3 nm) et la CADOER (661,3 nm et autres), seront exposés et comparés entre eux.

#### 6.3.1 Quelques considérations théoriques sur le doublage intracavité

**Choix du cristal doubleur** Nous devons tout d'abord choisir le cristal non linéaire. Pour cela, nous exigeons certaines conditions d'utilisation. Nous voulons travailler avec un cristal doubleur à température ambiante afin de ne pas être encombré par un four. De plus, le cristal doubleur doit être de type I afin d'éviter les pertes par dépolarisation dans la cavité, et bien sûr, il doit être efficace.

Par conséquent, deux cristaux ont été retenus pour nos applications, à savoir le BBO et le LBO. Le coefficient non linéaire  $d_{eff}$  du BBO (1,99 pm/V) est deux fois et demi plus grand que celui du LBO (0,82 pm/V). De plus, l'angle de « walk-off », pouvant sévèrement limiter l'efficacité de conversion de la seconde harmonique, est négligeable pour le LBO en comparaison avec celui du BBO.

**Puissance de la seconde harmonique** Le modèle simple de SMITH [128] donne la puissance de la seconde harmonique en fonction de la puissance absorbée de la diode et de quelques paramètres du résonateur et du milieu à gain :

$$P_{2\omega} = \frac{\pi w_{c0}^2}{8\chi} I_{sat}^2 \left\{ - \left( \chi + \frac{L}{I_{sat}} \right) + \left[ \left( \chi + \frac{L}{I_{sat}} \right)^2 + \frac{4\chi}{I_{sat}} (2\kappa_p P_{abs} - L) \right]^{1/2} \right\}^2, \quad (6.9)$$

$$\chi = \frac{4\pi^2}{\lambda_l^2} \left( \frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{1/2} \frac{d_{eff}^2 l^2}{n^3} \left( \frac{w_{c0}}{w_{nl}} \right)^2 \beta,$$

où  $w_{c0}$  et  $w_{nl}$  sont les waists dans le Nd:YLF et le cristal doubleur,  $\kappa_p$  et  $L$  sont les coefficients de couplage de la pompe et les pertes du résonateur (obtenus par l'analyse de FINDLAY et CLAY). La nonlinéarité effective du cristal doubleur est exprimée par le paramètre  $\chi$  et  $n$  est l'indice de réfraction du cristal non linéaire. Le facteur  $2 < \beta \leq 4$  prend en compte le désaccord de phase entre le fondamental et l'harmonique, et donc à l'accord de phase, nous avons  $\beta = 4$ . Nous pouvons adapter cette formule pour prendre en compte les processus d'upconversion à travers l'expression de l'intensité de saturation  $I_{sat}$  donnée par l'équation (5.28) p. 82. Nous reviendrons sur ce modèle dans la partie expérimentale, à la fin du chapitre.

**Stabilisation du laser par doublage intracavité** MARTIN *et al.* [129] ont noté un degré important de suppression du comportement du saut de mode longitudinal qui habituellement se produit (sans génération de la seconde harmonique intracavité) lors de l'accordabilité de la longueur de la cavité. Ils ont montré qu'en utilisant un résonateur en anneau conventionnel avec doublage intracavité le saut de mode peut être supprimé sur une gamme d'accordabilité significative, c.-à-d., sur plusieurs intervalles spectraux libres. Nous nous proposons de décrire le comportement effectivement observé sur nos systèmes laser (anneau conventionnel et la CADOER) et d'en expliquer le mécanisme d'après l'article de MARTIN *et al.* [130].

La base de ce mécanisme vient de ce que la génération de la seconde harmonique introduit moins de pertes pour les modes oscillants que pour les modes voisins non oscillants. En effet, les

modes voisins sont sujets aux pertes provenant de la génération de la fréquence somme qui sont deux fois plus élevées que celles exprimées par le mode oscillant dans le doublage de fréquence :

On considère le cas dans lequel deux modes oscillent, une à la fréquence  $\omega_1$  d'intensité  $I(\omega_1)$  et l'autre à la fréquence  $\omega_2$  d'intensité  $I(\omega_2)$ . Le mode  $\omega_1$  souffre des pertes provenant du doublage ( $2\omega_1$ ) et de la génération de la fréquence somme ( $\omega_1 + \omega_2$ ), et les pertes en intensité s'écrivent sur un tour de cavité  $k[I(\omega_1)]^2 + 2kI(\omega_1)I(\omega_2)$ , où  $k$  est une constante. Le facteur 2 provient des termes croisés  $E(\omega_1)E(\omega_2)$  et  $E(\omega_2)E(\omega_1)$  qui contribuent à la polarisation de la fréquence somme [131]. Les pertes relatives du mode  $\omega_1$  s'écrivent alors  $kI(\omega_1) + 2kI(\omega_2)$ . De la même manière, les pertes fractionnelles pour le mode  $\omega_2$  sont  $kI(\omega_2) + 2kI(\omega_1)$ . Donc

$$\frac{\text{pertes du mode } \omega_1}{\text{pertes du mode } \omega_2} = \frac{kI(\omega_1) + 2kI(\omega_2)}{kI(\omega_2) + 2kI(\omega_1)}. \quad (6.10)$$

Supposons maintenant que  $I(\omega_2) \ll I(\omega_1)$  (comme si, seul le mode  $\omega_1$  oscille), alors le rapport des pertes vaut  $1/2$ , c.-à-d., le mode oscillant a moitié moins de pertes non linéaire que celles du mode non oscillant. Ce résultat s'applique à tous les modes non oscillants qui vérifient l'accord de phase pour la génération de la seconde harmonique et de la fréquence somme.

### 6.3.2 Laser en anneau conventionnel

Nous commençons avec le laser en anneau conventionnel contenant une diode optique (voir figure 6.28). Pour une meilleure comparaison avec la CADOER, les cavités laser pour ces deux configurations seront identiques.

**Configuration de la cavité** Le faisceau non polarisé de la diode de pompe fibrée est collimaté et focalisé, en un spot de rayon au waist égale à  $280 \mu\text{m}$  à l'intérieur du cristal de Nd:YLF ( $3 \times 3 \times 10 \text{ mm}^3$ ) dopé à 0,7 % d'atomes, par deux doublets. Pour cette configuration, nous regardons uniquement l'émission à 661,3 nm qui est sélectionnée par la polarisation relative de l'axe  $c$  du cristal [81] (parallèle pour  $1322,6 : 2 = 661,3 \text{ nm}$ ). L'accordabilité de la longueur d'onde vers 1322,6 nm est réalisée par l'étalon solide de 0,1 mm d'épaisseur. Tous les miroirs ont une réflectivité maximale à  $1,3 \mu\text{m}$  pour maximiser la puissance intracavité nécessaire à une efficacité de conversion de la seconde harmonique élevée. La diode optique est constituée par le matériau Faraday de TGG absorbant 2 % de 1320 nm et fournissant une rotation de  $4^\circ$  pour la polarisation linéaire, plus la lame demi-onde (le Nd:YLF jouant le rôle de polariseur).

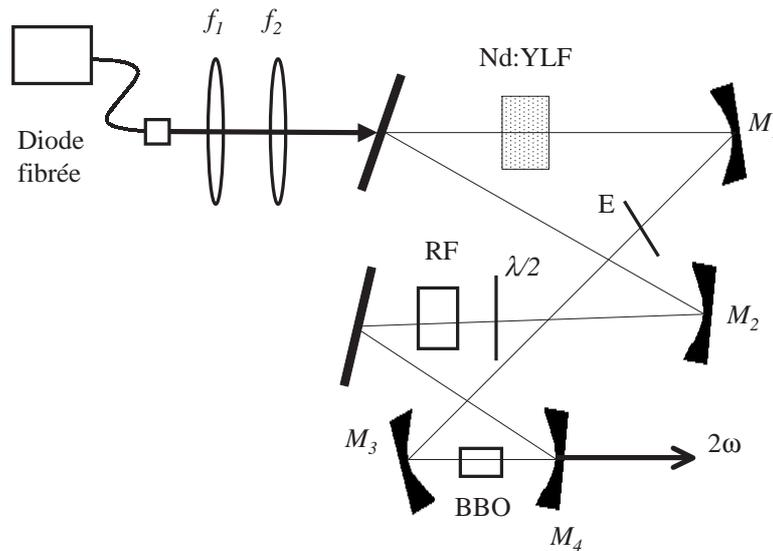


FIG. 6.28 – Laser en anneau conventionnel utilisé pour générer un faisceau monomode à 661,3 nm. RF: rotateur Faraday ; E: étalon solide de 0,1 mm d'épaisseur.

La forme de la cavité laser (à six miroirs au lieu de quatre) a été conçue pour minimiser les problèmes d'encombrement lors de sa conception (alignement avec une cavité linéaire, annexe A) et pour une insertion aisée des éléments sélectifs. Les rayons de courbure des miroirs  $M_1$  et  $M_2$  sont tous deux égales à 300 mm assurant un waist du mode laser dans le cristal proche de  $250 \mu\text{m}$ . Les miroirs  $M_3$  et  $M_4$  permettent de réaliser un petit waist de  $45 \mu\text{m}$  dans le cristal non linéaire. La mesure des pertes passives pour ce laser donne  $L \simeq 0,06$ .

**Résultats** Le cristal non linéaire utilisé dans nos expériences et offrant le meilleur rendement de conversion est le cristal de BBO de 7 mm de longueur : il est 3 mm plus grand que le cristal de LBO. Il est de type I, uniaxe négatif ( $oo \rightarrow e$ ) avec un traitement anti-reflet sur les deux faces à 1322 et 661 nm. Au maximum de la puissance pompe absorbée ( $\sim 12 \text{ W}$ ), nous avons évalué une puissance intracavité de  $\sim 40 \text{ W}$  à  $1,3 \mu\text{m}$  en mesurant la puissance transmise à  $1,3 \mu\text{m}$  à travers les miroirs laser. La figure 6.29 montre la puissance monomode de la fréquence double (661,3 nm) en fonction de la puissance absorbée. Ainsi, le maximum de puissance à 661,3 nm est de 65 mW. Remarquons que sans la présence de l'étalon intracavité, la puissance maximale au centre de la courbe de gain, c.-à-d. à 660,5 nm, est seulement de 90 mW.

Comme nous l'avons déjà mentionné, pour des puissances absorbées excédant les 10,5 W, ce système fonctionne pendant quelques secondes : 12 W de puissance pompe absorbée dans le milieu

à gain conduit à 800 mW de  $1,3 \mu\text{m}$  absorbé dans le TGG causant ainsi, une fracture thermique du matériau rotateur.

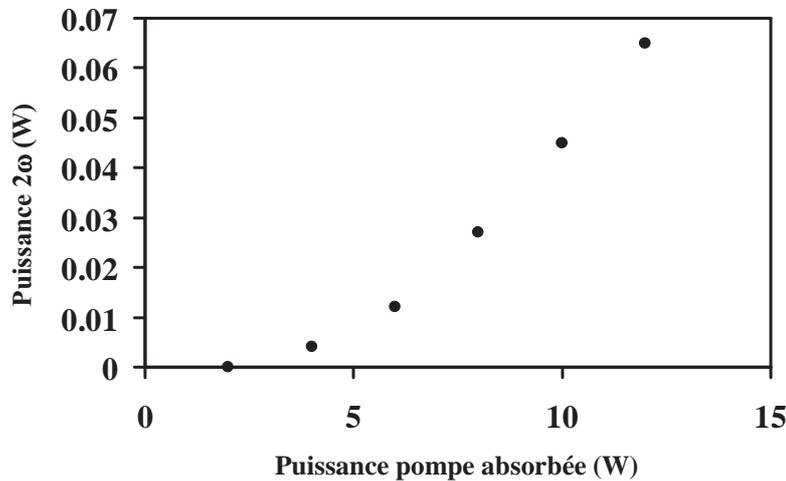


FIG. 6.29 – Puissance de l'onde à 661,3 nm en fonction de la puissance absorbée pour le doublage intracavité du laser en anneau conventionnel pompé à 806 nm.

### 6.3.3 CADOER et doublage intracavité

**Configuration** Pour une meilleure comparaison avec le paragraphe précédent, la cavité laser est ici identique et contient comme seuls éléments : le cristal laser, le matériau non linéaire et l'étalon solide. Le résonateur passif externe renferme uniquement la diode optique formée par la lame demi-onde et un rotateur de Faraday de TGG transmettant 80 % du rayonnement à 1320 nm et tournant le vecteur polarisation d'un angle de  $\sim 45^\circ$ .<sup>8</sup> La figure 6.30 montre la CADOER utilisée pour l'expérience et la cavité externe est décrite dans le § 6.2.6.3.

8. Comme pour le laser en anneau avec un miroir externe, il faut diminuer la puissance ré-injecté jusqu'à obtenir un faisceau stable non perturbé. Un peu comme les lasers stabilisés par injection optique, il existe trois zones [132, 133] pour lesquelles le couplage entre les lasers maître et esclave entraîne : (i) pour un faible couplage, un régime multimode, (ii) pour un couplage intermédiaire, un régime asservi et monofréquence et, (iii) pour un fort couplage, un régime fortement perturbé, voir chaotique.

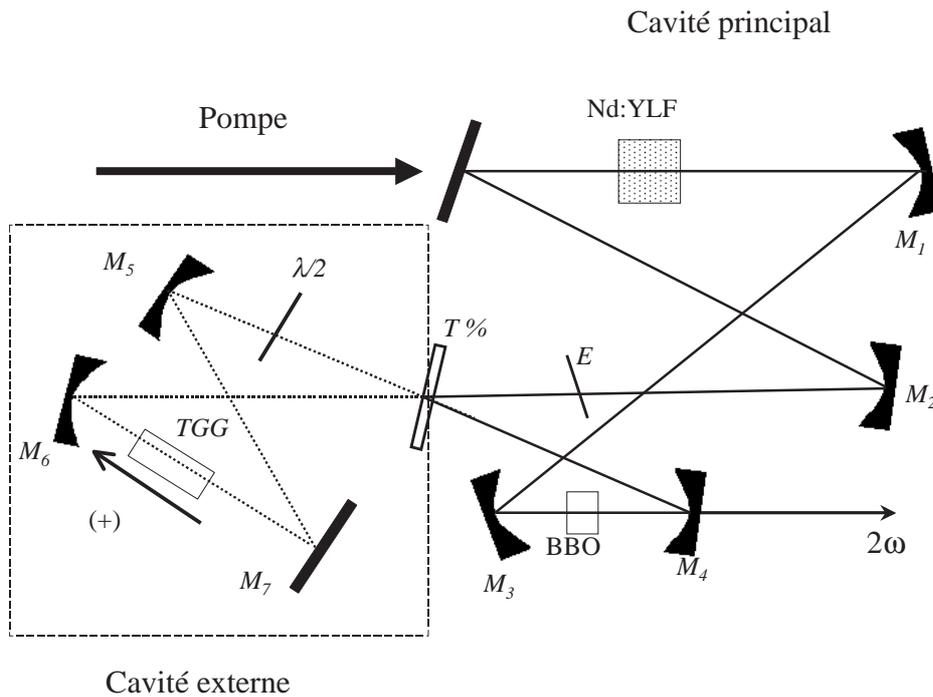


FIG. 6.30 – La CADOER plus doublage intracavité avec une transmission  $T = 2\%$  autour de 1320 nm.

**Pertes passives et longueur optimale du cristal doubleur** Les pertes passives de cet oscillateur sont considérablement réduites et sont essentiellement dues à l'étalon intracavité et dans une moindre mesure, à celles issues du couplage entre le résonateur et la cavité externe, c.-à-d., à  $L_{eff} = 1 - R_{eff}$ . Pour les modes longitudinaux vérifiant le maximum de  $R_{eff}$ , les pertes internes associées sont (voir § 6.2.6.2.1) égales à  $L_{eff} \simeq 0,004$ . Avec l'anneau conventionnel, les pertes du rotateur Faraday intracavité et de la lame demi-onde sont estimées<sup>9</sup> comme étant approximativement égales à 0,035. La différence des pertes internes entre l'anneau conventionnel et la CADOER valent donc environ 0,03 (3 %), valeur identique aux pertes internes de la CADOER. Comme avec l'anneau conventionnel, c'est le BBO qui présente les meilleurs résultats.

**Résultats** Nous devons prendre garde à l'orientation du cristal de BBO par rapport à l'axe de propagation, sinon le laser peut devenir multimode par suite de l'apparition du gain dans la direction (–). La figure 6.31 montre la génération des harmoniques à 661,3 nm (transition de l'atome d'argent), à 656 nm (pour le refroidissement des atomes d'argent  $328 \times 2$  nm), et à 660,5 nm (correspondant au maximum de la courbe de gain) pour un pompage à 797 nm et aussi à 806 nm pour

9. Toujours avec la méthode de FINDLAY et CLAY, on mesure les pertes passives de chaque élément en les insérant un à un dans la cavité.

l'onde à 660,5 nm. Nous avons ainsi obtenu pour 12 W de puissance absorbée à 797 nm,<sup>10</sup> 660,

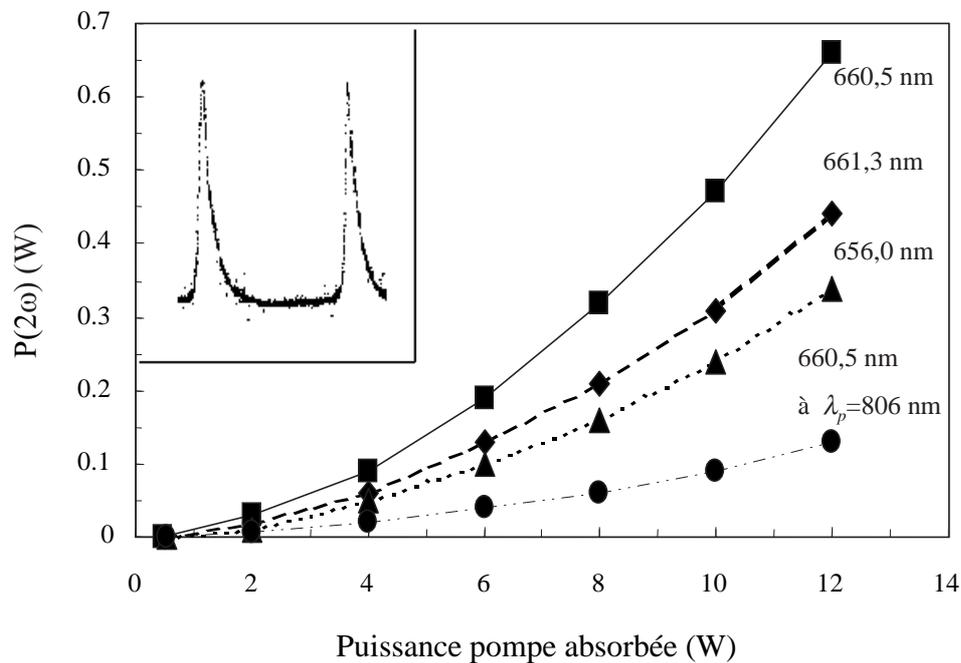


FIG. 6.31 – Puissance de la fréquence double en fonction de la puissance absorbée et en encadré les pics d'Airy de l'interféromètre Fabry Perot d'analyse montrant le régime monomode de la CA-DOER.

440, et 340 mW à 660,5, 661,3 et à 656 nm, respectivement. Par contre, à 806 nm et pour le même niveau de pompage, une puissance de 130 mW à 660,5 nm fut générée, soit cinq fois moins que pour le pompage à 797 nm. L'estimation de la puissance intracavité donne plus de 100 W. L'interféromètre Fabry Perot de 750 MHz d'intervalle spectral libre détermine (médaillon dans la figure 6.31) le caractère monomode longitudinal du laser.

**Rôle de la puissance au seuil sur les processus Auger** Nous revenons sur le problème de l'up-conversion pour expliquer les résultats obtenus. A la section 4.5, différentes méthodes pour limiter l'influence de l'upconversion ont été abordées : utiliser une concentration de dopants plus petite et accorder  $\lambda_p$  vers une section efficace d'absorption plus petite et, focaliser avec une plus grande taille du faisceau pompe. Malgré tout ces efforts entrepris sur les lasers à 3 miroirs du chapitre 5 et

10. Au-delà de ces  $\sim 12$  W de puissance absorbée, contrairement à la cavité en anneau conventionnelle il n'y a pas de problème de fracture du TGG, mais la puissance laser maximale est à peu près atteinte à cause de l'échauffement du cristal laser. Ceci devrait être aussi le cas pour l'anneau conventionnel.

jusqu'ici, au chapitre 6, sur les lasers monomodes, l'effet des processus Auger est tel qu'un pompage sur la raie d'absorption forte à 797 nm (figure 4.8, p. 63) ne conduisait pas à une puissance laser plus élevée que dans le cas d'un pompage à 806 nm. Néanmoins, la situation est quelque peu différente lorsque la puissance au seuil ( $P_{seuil}$ ) est faible, ou indirectement lorsque la puissance intra-cavité ( $P_{intra}$ ) est élevée : l'échauffement du cristal laser dû à l'upconversion baisse permettant ainsi d'augmenter l'absorptivité  $\alpha_p$  avec moins de risque de fracture.

Pour montrer cela, nous retournons à la section 5.1.3 dans laquelle nous avons introduit le paramètre sans dimension  $\rho_{seuil}$  (équ. 5.25, p. 82). Il donne une indication de l'importance de l'upconversion : une petite valeur de  $\rho_{seuil}$  réduit la *force* de l'effet Auger. Dans un premier temps, les conditions sur la concentration de dopants, le désaccord de la pompe et la taille du faisceau pompe énoncées un peu plus haut peuvent se retrouver dans l'expression de  $\rho_{seuil}$  qui est proportionnel à

$$\frac{\alpha\tau_f^2\alpha_p}{w_p^2} \lambda_p. \quad (6.11)$$

L'influence de la concentration de Nd est montré au numérateur de la fraction, lorsque le dopage diminue : la durée de vie reste élevée, tandis que le paramètre Auger et l'absorptivité se réduisent. La densité de puissance déposée dans le cristal baisse avec l'augmentation de  $w_p$  (au dénominateur).

Le dernier facteur de proportionnalité,  $P_{seuil}$ , est lié au stockage d'énergie dans la cavité. Comme  $P_{seuil} \propto (T + L)$ , avec  $T \sim 0$  et  $L \ll 0,1$ , la puissance au seuil devient faible tandis que la puissance intra-cavité devient d'autant plus importante.

Pour montrer le rôle de  $P_{seuil}$ , nous pouvons réécrire la fraction thermique d'une autre manière en fonction du rendement d'extraction  $\eta_l$ , du rendement quantique (de fluorescence)  $\gamma$  et, du rendement quantique d'absorption  $\eta_p$ .  $\eta_l$  est la fraction des ions qui se désexcitent en émettant un photon laser. La définition de  $\gamma$  peut être trouvée au § 5.1.3.2.  $\eta_p$  est la fraction des photons absorbés qui contribuent au peuplement du niveau excité.<sup>11</sup> Nous pouvons écrire d'après [41] la fraction thermique globale (sans effet laser), en fonction des trois rendements  $\eta_p$ ,  $\eta_l$ ,  $\gamma$  et de trois longueurs d'onde de pompe  $\lambda_p$ , d'oscillation laser  $\lambda_l$ , et de fluorescence moyenne  $\overline{\lambda_F}$  :

$$\eta_h = 1 - \eta_p \left[ (1 - \eta_l) \gamma \frac{\lambda_p}{\lambda_F} + \eta_l \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \right], \quad (6.12)$$

où le rendement d'extraction laser s'écrit :

$$\eta_l = \frac{\sigma_e \phi}{\sigma_e \phi + 1/\gamma\tau_f}, \quad (6.13)$$

11. Un coefficient  $\eta_p < 1$  signifie que certains photons se sont « perdus » dans des pièges appelés « sites non radiatifs ».

où  $\phi = I/h\nu_l$  est le flux de photons à la fréquence laser exprimé en nombre de photons par  $m^2$  et par seconde. Nous voyons que le débit stimulé ( $\sigma_e\phi$ ) proportionnel à l'intensité laser, tend vers 1 dès que l'intensité laser intra-cavité est suffisamment grande pour dépasser les autres débits (spontanés et non radiatifs) qui sont exprimés par le terme de droite au dénominateur.

On voit donc que si le laser fonctionne dans un régime où l'intensité dépasse largement l'intensité laser de saturation (c.-à-d. le gain est complètement saturé, et les pertes sont faibles), on arrive très facilement à une situation dans laquelle le rendement d'extraction laser est très proche de 1. La fraction thermique devient alors indépendante du rendement quantique :

$$\eta_h = 1 - \eta_p \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \quad (6.14)$$

qui est pratiquement égale au défaut quantique  $\eta_S$ , si on suppose qu'il n'y a que très peu de pièges dans le milieu actif ( $\eta_p \sim 1$ ). En d'autres termes, nous arrivons à une situation où le débit laser « court-circuite » le débit non radiatif. En résumé, une puissance au seuil faible (ou une puissance intracavité élevée) conduit à la situation où la fraction thermique tend vers le défaut quantique. Nous testons ceci avec le doublage intracavité en comparant les performances à 806 nm (pour une cavité à puissance au seuil « élevée ») et à 797 nm (pour une cavité à puissance au seuil « faible »).

**Interprétations** Rappelons ce que nous avons obtenu expérimentalement sur les deux lasers en anneau étudiés dans ce chapitre : pour l'anneau conventionnel, la puissance de la seconde harmonique (à puissance absorbée fixée) est plus élevée pour un pompage à 806 nm qu'à 797 nm, alors que c'est le contraire pour la CADOER qui fournit même une puissance dans le rouge nettement supérieure à son concurrent. Pour comparer ces deux lasers, nous travaillons à 660,5 nm et autour de la puissance absorbée maximale que nous fixons à 12 W. Comme ce niveau de puissance absorbée est identique pour les deux cavités, nous devrions trouver une fraction thermique également identique démontrant ainsi une diminution de l'upconversion par l'intermédiaire d'une faible puissance au seuil. Ensuite, avec la formule adaptée de SMITH [128], nous calculerons la puissance à 660,5 nm de la CADOER pour la comparer avec l'expérience.

Le calcul de la fraction thermique  $\eta_h$  requiert le modèle de la section 5.1 et, plus particulièrement celui du § 5.1.3.2 où l'on a besoin des équations : (5.16) pour calculer la densité  $N_{seuil}$  de population au seuil et donc l'intensité de saturation  $I_{sat}$  utilisée dans l'expression de  $P_{2\omega}$ , (5.18) pour calculer la fraction thermique égale à  $1 - (1 - 0,39)\gamma$ , (5.19) pour le taux de pompage, (5.25) pour comparer la « force » des processus Auger et (5.28) pour l'intensité de saturation laser.

Toutes les valeurs numériques des paramètres physiques sont connues et sont données dans les

paragraphes concernés sauf, pour l'absorptivité  $\alpha_p$  à 797 nm du Nd:YLF dopé à 0,7 % at. qui vaut  $\alpha_p \simeq 3,11 \text{ cm}^{-1}$  et les puissances au seuil pour chaque configuration :  $P_{seuil} \simeq 1,55 \text{ W}$  pour le laser en anneau conventionnel et  $P_{seuil} \simeq 0,52 \text{ W}$  pour la CADOER qui est trois fois plus petite.

Après calculs numériques, nous trouvons pour la :

- cavité en anneau conventionnelle pompé à 806 nm :  $\gamma \sim 0,89$ ,  $\rho_{seuil} \sim 0,53$  et  $\eta_h \sim 0,45$  et,
- CADOER pompé à 797 nm :  $\gamma \sim 0,90$ ,  $\rho_{seuil} \sim 0,48$  et  $\eta_h \sim 0,45$ .

On en conclut donc que pour  $\sim 12 \text{ W}$  de puissance absorbée, la puissance thermique  $P_{th}$  déposée dans le cristal de Nd:YLF de 10 mm de long, dopé à 0,7 % d'atomes est identique ( $\sim 5,4 \text{ W}$ ), que ce soit pour un laser pompé à 797 nm mais de puissance au seuil trois fois plus petite que pour un laser pompé à 806 nm avec une absorptivité  $\sim 2,7$  fois moins grande.<sup>12</sup>

Le paramètre  $\rho_{seuil}$  est plus faible pour la CADOER que celui de l'anneau conventionnel, malgré une absorptivité et une répartition de la pompe défavorables : en regardant son expression [équ. (5.25)], nous voyons que la puissance au seuil surpasse donc les autres termes (liés au pompage) pour ce qui est de réduire la « force » des processus Auger.

Une autre façon de voir ceci est de revenir à l'équation (6.13) et de comparer le rendement d'extraction laser pour les deux cavités. L'intensité de saturation est relié à la durée de vie de fluorescence par  $\sigma_e \phi_{sat} = 1/\tau_f$ . Le flux de photons  $\phi_{AC}$  pour l'anneau conventionnel, avec 40 W de puissance intracavité et un waist  $\overline{w_c}$  moyen de 150  $\mu\text{m}$ , s'écrit  $\phi_{AC} \simeq 3\phi_{sat}$ . Le rendement d'extraction laser est donc égale à :

$$\eta_l \simeq \frac{3}{3 + 1/\gamma} \simeq \frac{3}{3 + 1,12} \simeq 0,73. \quad (6.15)$$

Pour la CADOER, avec  $\sim 110 \text{ W}$  de puissance intracavité est  $\overline{w_c} \simeq 150 \mu\text{m}$ , le flux de photons est égale à  $\phi_{CADOER} \simeq 8\phi_{sat}$ , soit un rendement d'extraction laser qui vaut :

$$\eta_l \simeq \frac{8}{3 + 1,11} \simeq 0,88. \quad (6.16)$$

Ces deux résultats montrent qu'effectivement, la puissance intracavité élevée de la CADOER « court-circuite » de manière plus importante le débit non radiatif et par suite, fait diminuer la

12. Notons tout de même que ce modèle a bien sûr quelques imperfections : il dépend de divers paramètres mesurés (coefficient d'absorption, transmissions des miroirs, pertes passives, etc.) qui sont entachés d'incertitudes (10-20 %), les waists (pompe et cavité) sont calculés par un logiciel. Ainsi, il n'est pas surprenant que certains résultats numériques dérivent de ceux observés. Par exemple, partant du tableau 5.4 avec un dopage à 1 % d'at. et  $\alpha_p = 5,75 \text{ cm}^{-1}$ , le calcul aboutit à  $P_{abs,lim} = 10 \text{ W}$ , soit 4 W de plus que l'expérience. Néanmoins, malgré ces quelques écarts (provenant d'une mesure erronée des paramètres cités plus haut), les modèles théoriques présentés dans ce mémoire permettent de retrouver (faibles incertitudes) et d'interpréter les comportements des lasers examinés.

fraction thermique au même niveau (comme l'expérience le montre indirectement) que la cavité en anneau conventionnelle qui est pompée sur une raie d'absorption plus faible.

Finalement, la puissance à 660,5 nm de la CADOER calculée par l'équation (6.9) qui tient compte des processus upconversion, est montrée en trait plein sur la figure 6.32, dans laquelle est aussi indiquée la courbe expérimentale. L'accord entre le calcul et l'expérience valide le modèle théorique d'un laser soumis au processus Auger et au doublage de fréquence intracavité.

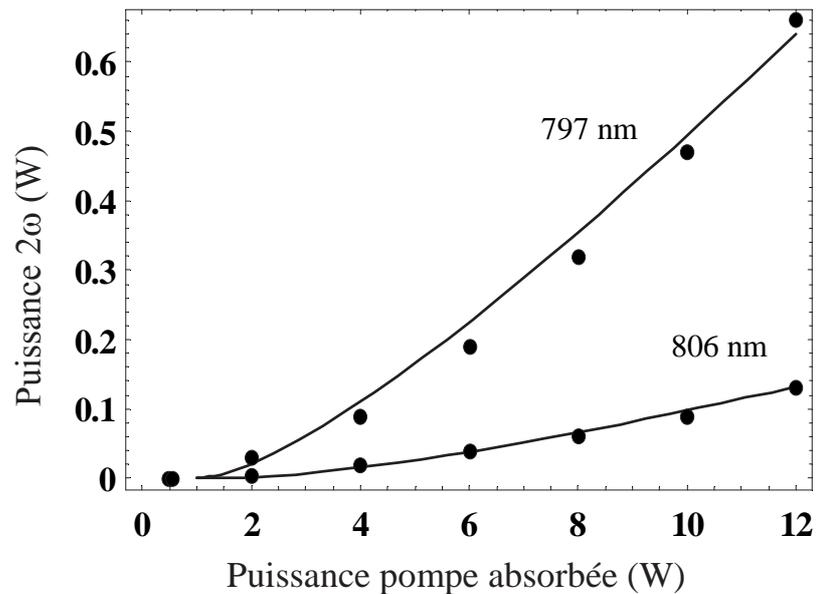


FIG. 6.32 – Puissance à 660,5 nm de la CADOER en fonction de la puissance absorbée à 797 nm et à 806 nm pour l'expérience (points) et pour le modèle (courbe).

C'est seulement avec la CADOER, que les puissances à 661,3 nm (transition d'horloge) et à 656 nm (refroidissement) dépassent plusieurs centaines de milliwatts et remplissent les conditions sur le niveau de puissance nécessaires pour travailler convenablement sur un jet d'atomes d'argent.



# Chapitre 7

## Conclusion

Ce travail s'inscrit dans le cadre du développement de lasers de forte puissance monomode pour réaliser une horloge optique à atomes d'argent. Nous avons étudié : l'atome d'argent et les conditions requises sur la puissance laser, les propriétés des milieux actifs, le dimensionnement et la mise en oeuvre du laser monomode.

Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous avons présenté les propriétés et les potentialités du laser à solide pompé par diode en le comparant avec les sources plus communément utilisées par les spectroscopistes. Ceci nous a permis de dégager l'éventail de longueur d'onde accessible par les lasers à solides.

Dans le deuxième chapitre, nous nous sommes intéressés à la structure de l'atome d'argent et plus particulièrement à la transition d'horloge. Après avoir exposé le principe calculatoire, nous avons calculé (par les codes de COWAN) le taux de transition à deux photons de 661,3 nm et la durée de vie du niveau métastable. Ce chapitre conclut alors sur une estimation de la puissance laser nécessaire pour exciter et donc observer la transition d'horloge en configuration de jet atomique.

Le chapitre 3 présente les cristaux lasers retenus : le Nd:GGG et le Nd:YLF. Leurs propriétés spectroscopiques et optiques confirment dans un premier temps ce choix. Nous passons en revue leurs caractéristiques mécaniques, thermiques et optiques afin de souligner les effets limitant la puissance laser. En particulier, la notion des processus de recombinaison Auger (upconversion) et de fraction thermique du Nd:YLF est abordée.

Dans le chapitre 4, nous exposons le modèle théorique d'un laser à solide pompé par une diode fibrée avec et sans upconversion. Il permet de dimensionner et d'optimiser la configuration laser.

Ensuite, l'élaboration des lasers Nd:GGG et Nd:YLF en régime multimode longitudinal ainsi que l'étude de l'accordabilité de la longueur d'onde laser ont abouti à rejeter le Nd:GGG qui donne lieu ni à une puissance suffisante, ni à la bonne longueur d'onde, contrairement au Nd:YLF. Le laser Nd:YLF est la première démonstration d'un laser à solide pompé par diode émettant, soit à 1322,6 nm, soit à 1312 nm. Il peut, en doublant la fréquence du rayonnement à 1322,6 nm, exciter la transition d'horloge et, refroidir un échantillon d'atomes d'argent avec le quadruplage en fréquence du faisceau à 1312 nm.

Le chapitre 5 est consacré au régime monomode longitudinal. Nous rappelons les différentes techniques pour l'atteindre. Parmi celles-ci, trois ont été réalisées : la cavité linéaire à sélecteurs de mode dont les performances sont médiocres, la cavité linéaire à mode hélicoïdal n'émettant qu'à 1312 nm et, la cavité en anneau (conventionnelle) dont l'absorption du rayonnement à  $1,3 \mu\text{m}$  par le rotateur Faraday de TGG reste un problème. Il se fracture lorsqu'on atteint la puissance laser souhaitée. Finalement, une solution originale, qui marque la première démonstration d'un laser en anneau coplanaire unidirectionnelle à  $1,3 \mu\text{m}$ , a permis d'atteindre les performances recherchées, à savoir générer des puissances monomodes de l'ordre de 300 à 400 mW à 661,3 et 656 nm.

Parmi les perspectives à court termes, la poursuite de l'étude de la CADOER et, notamment en ce qui concerne le comportement dynamique de l'intensité et de la phase permettra de connaître son comportement lors d'un asservissement en fréquence. La diminution des pertes induites par le rotateur Faraday, en utilisant du GGG (transparent à  $1,3 \mu\text{m}$ ) plutôt que du TGG, devrait conduire à un fonctionnement sans risque du laser en anneau conventionnel. Après comparaison des performances de ces deux lasers, l'amélioration de la mécanique du laser garantirait une bonne stabilité fréquentielle passive. Dans le même temps, l'efficacité de doublage, avec par exemple, un cristal de LBO type I de 10 mm de longueur devrait être augmentée. A moyen termes, l'onde à 656 nm doit être doublée, dans laquelle on vise environ 100 mW de puissance à 328 nm. Ceci permettrait de refroidir et de piéger au moins  $10^6$  atomes d'argent. Les sources à 661,3 et 656 nm devront être dupliquées afin de disposer pour chacune d'entre elles d'une référence de fréquence asservie, par exemple, sur une transition de la molécule d'iode. La stabilisation de la fréquence (à 1 kHz puis au hertz) de la source à 661,3 nm sur une cavité Fabry Perot de haute finesse doit être réalisée pour exciter la transition d'horloge à 661,3 nm.

Cette étude sur le laser Nd:YLF vers  $1,3 \mu\text{m}$  pourrait également déboucher sur d'autres applications que l'atome d'argent (voir Annexe C). Pour la transition d'horloge (657 nm) de l'atome de calcium, pour tester l'électrodynamique quantique avec l'ion  $\text{He}^+$  (transition à deux photons de 328,1 nm) et l'atome d'hydrogène (deux photons à 1312,6 nm), les puissances obtenues à ces

---

longueurs d'onde avec le Nd:YLF sont respectivement, 650 mW à 657 nm, 340 mW à 656,2 nm ( $328,1 \times 2$  nm) et, 1,5 W à 1312,6 nm.



## Annexe A

# Procédure d'alignement d'un laser solide pompé par diode

Il existe très peu de documents sur la ou les manières de régler une cavité laser à solide pompée par diode. La principale difficulté avec ce type de laser est que le rayonnement émis est invisible. En outre, les viseurs infrarouges sont très peu sensibles à  $1,3 \mu\text{m}$ . Une autre difficulté provient du gain relativement faible à  $1,3 \mu\text{m}$  pour les matériaux à solides dopés aux ions  $\text{Nd}^{3+}$ , où les sections efficaces d'émission stimulée sont plus petites d'un facteur 10 que celles des raies à  $1 \mu\text{m}$ .

L'alignement de l'oscillateur devra être par conséquent meilleur à  $1,3 \mu\text{m}$  qu'à  $1 \mu\text{m}$ . Dans un premier temps, le banc de pompage doit être correctement réalisé pour obtenir une densité de puissance déposée dans le milieu amplificateur suffisante, et il doit assurer un bon recouvrement entre le faisceau pompe et le mode laser. Ensuite, la cavité laser devra, avant de procéder au réglage, être *a priori* stable. Pour finir, la puissance laser sera optimisée avec un faisceau laser monomode transverse.

**Le banc de pompage** La sortie de la diode fibrée est située sur l'axe de propagation du futur laser. Un premier doublet (doublet 1)<sup>1</sup> vient collecter et collimater le rayonnement de la pompe. Un second doublet (doublet 2) focalise le faisceau collimaté (voir figure A.1). L'ensemble: diode fibré + doublets, constitue le banc de pompage, car tous ces éléments sont montés sur un banc X26 de chez Melles Griot. Différentes tailles de rayon au waist de la pompe  $w_{p0}$  (au point A, voir figure A.1) présents dans le cristal sont données par le grossissement de la taille du faisceau pompe

---

1. La face bombée des doublets sont toujours placée à l'infini.

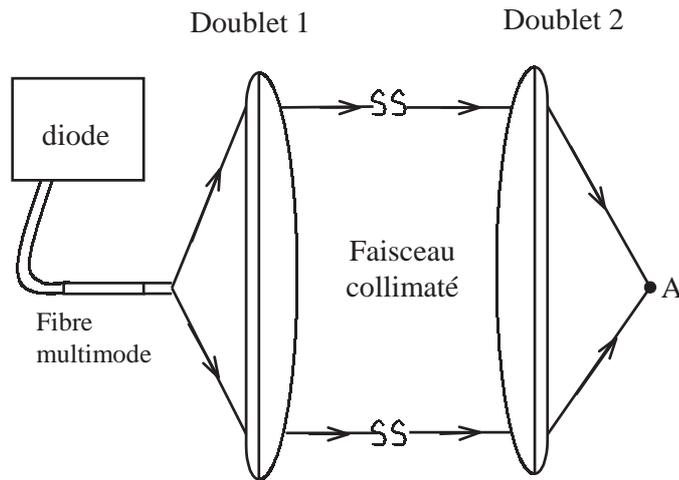


FIG. A.1 – Le banc de pompage est constitué de la source de pompage et des optiques de focalisation (doublet 1 et 2) du rayonnement de la pompe dans le milieu à gain.

issue de la fibre (diamètre  $200\ \mu\text{m}$ ) en composant avec les focales  $f_1$  et  $f_2$  des deux doublets. Le tableau A.1 donne quelques valeurs de rayons au waist du faisceau pompe utilisables. La valeur

TAB. A.1 – Valeurs de quelques waists de la pompe en fonction des focales des doublets au point A.

$f_1$ (mm)	$f_2$ (mm)	$w_{p0}$ ( $\mu\text{m}$ )
60 ou 80, ...	60 ou 80, ...	100
80	100	125
60	80	133
60	100	167
60	120	200

de  $w_{p0}$  dépend du choix de la densité de puissance et du recouvrement entre la pompe et le mode laser. Une densité de puissance déposée dans le milieu à gain trop forte ( $w_{p0}$  petit et  $P_{pabs}$  élevée) peut conduire à des dommages thermiques (fracture). Un mauvais recouvrement pompe/laser n'optimise pas la puissance laser et peut engendrer, lorsque le waist de la pompe est plus grand que celui du mode  $\text{TEM}_{00}$  du laser, une oscillation sur des modes transverses d'ordres élevés,  $\text{TEM}_{01}$ ,  $\text{TEM}_{11}$ , etc. Donc, le choix de  $w_{p0}$  dépend aussi de celui de  $w_{c0}$ , waist du mode laser  $\text{TEM}_{00}$ .

**Cavité à 2 miroirs : laser plan-plan** Le banc de pompage, une fois réglée, ne doit plus être modifié sauf pour optimiser en dernier lieu la puissance laser. Avant de décrire la procédure de réglage d'une cavité à trois miroirs, il est nécessaire de commencer par une cavité plus simple à

deux miroirs.

Il est impératif de travailler toujours à la même hauteur pour faciliter tous les réglages (ici, les faisceaux lasers sont à 12 cm de hauteur). Il y a deux façons simples de régler une cavité. Une 1<sup>re</sup> méthode est l'utilisation d'une caméra IR, munie d'un filtre interférentiel transmettant uniquement autour de la longueur d'onde laser. Ceci permet de visualiser et d'aligner les « tâches » de fluorescence réfléchies et transmises par les miroirs laser. Une fois, les tâches de fluorescence superposées, un jaillissement de lumière IR apparaît (visible sur le moniteur TV relié à la caméra). C'est la signature de l'effet laser.

L'inconvénient de cette méthode vient du prix très coûteux de la caméra IR utilisée à 1,3  $\mu\text{m}$ . Ce n'est pas le cas à 1  $\mu\text{m}$ , où le prix des caméras CCD en silicium sont d'un facteur 20 fois moins chères que celles (en germanium) utilisés à 1,3  $\mu\text{m}$ . Une 2<sup>e</sup> méthode, que nous décrivons en détail, utilise un laser He-Ne visible comme laser d'alignement. Tout d'abord, comme le montre la figure A.2, le rayon laser rouge doit être confondu avec l'axe optique et l'axe de symétrie du

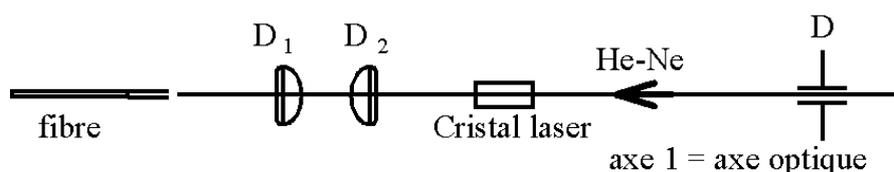


FIG. A.2 – Alignement du cristal laser avec un laser rouge He-Ne, où  $D_{1,2}$  = doublets et  $D$  = diaphragme.

banc de pompage. Le diaphragme  $D$  aide à l'auto-collimation. Ensuite, le miroir laser incident est inséré sur le trajet du faisceau lumineux, et un autre réglage par auto-collimation aligne le faisceau réfléchi par la 1<sup>re</sup> face du miroir avec le faisceau principal, c.-à-d., que le rayon 2 se superpose avec le rayon 1 comme l'indique la figure A.3. Ainsi, lors du pompage optique, les photons émis

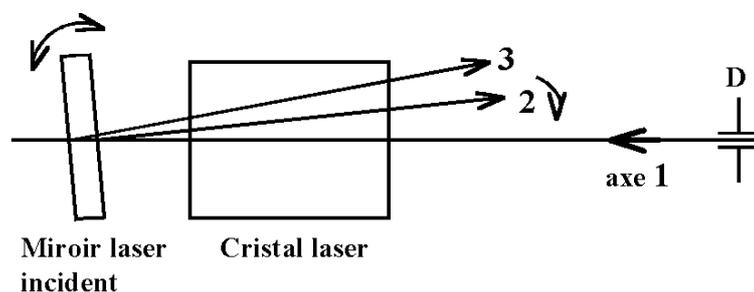


FIG. A.3 – Réglage du miroir laser incident avec l'axe optique.

spontanément sur l'axe optique dans le sens (–) sont réfléchis par le miroir laser incident et se

propagent sur le même axe dans le sens (+). Cette dernière opération est répétée avec le miroir de sortie.

Une fois les réglages finis, il peut arriver que l'effet laser n'ait pas lieu. Dans ce cas, une légère variation des angles  $(\theta, \phi)$  du miroir incident permet de l'obtenir. Dans le cas contraire la focalisation de la pompe doit être réajustée. La tâche de fluorescence (visible) au niveau du cristal doit être la plus petite et la plus nette possible. Notons que, cette méthode a servi à aligner toutes les cavités lasers Nd:GGG ou Nd:YLF.

**Laser à trois miroirs** Dans le cas d'un laser à trois miroirs, le réglage par auto-collimation avec un laser He-Ne s'avère plus compliqué. En effet, à cause des nombreuses réflexions<sup>2</sup> et de la transmission élevée des miroirs dans le visible, l'auto-collimation n'est guère possible. Peu de photons subissant plus de deux réflexions arrivent au niveau du diaphragme  $D$ .

La technique consiste à utiliser un laser d'alignement à  $1,3 \mu\text{m}$ , comme le montre la figure A.4. Le miroir laser incident du laser d'alignement aura la même fonction pour le laser à trois miroirs.

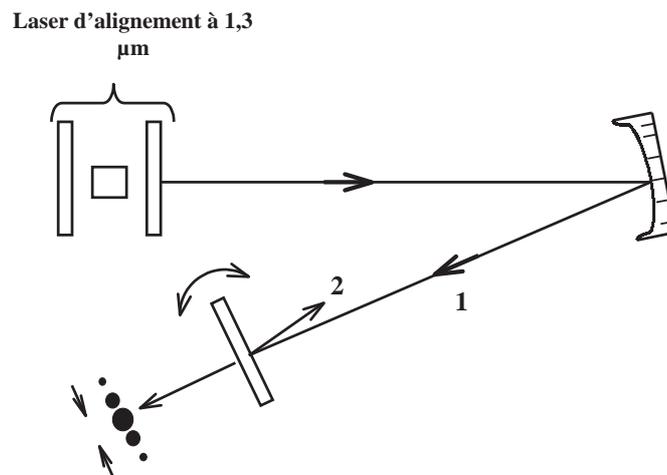


FIG. A.4 – Utilisation d'un résonateur deux miroirs à  $1,3 \mu\text{m}$  pour aligner une cavité à trois miroirs. Le faisceau 2 est superposé sur le faisceau 1 à l'aide du coupleur de sortie, et les tâches se recouvrent.

Les 2 autres miroirs laser, miroir central et coupleur de sortie, sont disposés pour réaliser une cavité stable. Les différentes tâches de fluorescence observées en dehors du système laser doivent être superposées à l'aide du réglage  $(\theta, \phi)$  du coupleur de sortie. Si ces tâches ne sont pas de la

2. Il y a trois miroirs au lieu de deux.

même taille, il y a de grandes chances pour que la cavité à trois miroirs soit instable. Dans le cas contraire, nous pouvons enlever le deuxième miroir d'alignement.

Notons qu'il est préférable de travailler avec des cavités plan-plan d'alignement car le faisceau laser n'est pas dévié, alors qu'en présence d'un miroir courbe, il peut l'être, et l'axe de la cavité à deux miroirs peut ne pas être confondu avec l'axe optique de la cavité à trois miroirs.

**Stabilité des cavités à deux et trois miroirs** Dans la mesure où une cavité plan-plan est située à la limite de stabilité ( $g_1 = 1$  et  $g_2 = 1$  avec  $g_i = 1 - L/R_i$ ), il est difficile d'obtenir l'effet laser avec le Nd:YLF puisque sa lentille thermique [38] est très faible (grande focale thermique). Par contre, le Nd:GGG a une lentille thermique de focale positive et la cavité plan-plan se ramène alors à une cavité stable bien plus facile à régler.

Finalement, pour une cavité à trois miroirs, la condition de stabilité s'écrit :  $0 < g_1 g_2 < 1$ , avec une définition de  $g_1$  et  $g_2$  donnée par,  $g_i = 1 - d_i/f$ .

**Alignement d'une cavité en anneau** Nous allons montrer deux façons différentes de régler un laser en anneau sans utiliser de caméra IR. Ces deux méthodes reposent sur l'utilisation de cavités linéaires (cavités d'alignement).

L'idéal est de former un laser plan-plan avec le minimum d'encombrement. Malheureusement, compte tenu de la biréfringence du Nd:YLF, nous devons remplacer la cavité plan-plan par une cavité plan-concave, dans laquelle les deux miroirs sont des coupleurs de sortie. Les miroirs de la cavité en anneau sont alors placés pour former une cavité stable. Les différentes tâches provenant du laser d'alignement doivent se superposer en une seule avec un léger « clignotement » montrant ainsi que la cavité en anneau et d'alignement sont couplés de manière résonante (voir figure A.5). Après avoir retiré la cavité d'alignement, il est parfois nécessaire de changer la focalisation du faisceau pompe dans le milieu actif, puisque les miroirs d'alignement dévient la pompe.

Nous pouvons aussi diminuer le nombre de miroirs de l'anneau à régler et s'affranchir du problème de la refocalisation de la pompe, évoqué plus haut, en utilisant une cavité linéaire en croix (voir figure A.6). La superposition des tâches est bien plus aisée. L'inconvénient de cette méthode vient de ce que cette cavité de réglage impose un encombrement plus important (montures des miroirs de réglage).

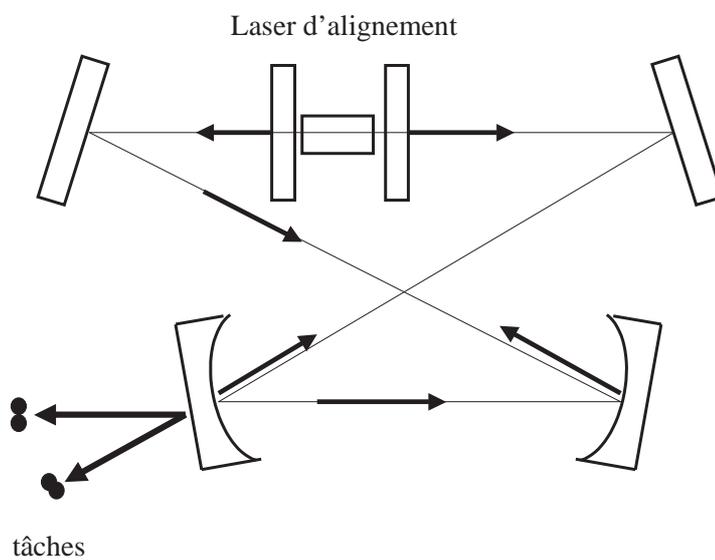


FIG. A.5 – Alignement d'une cavité en anneau avec un laser plan-plan (comme dans la figure) ou plan-concave.

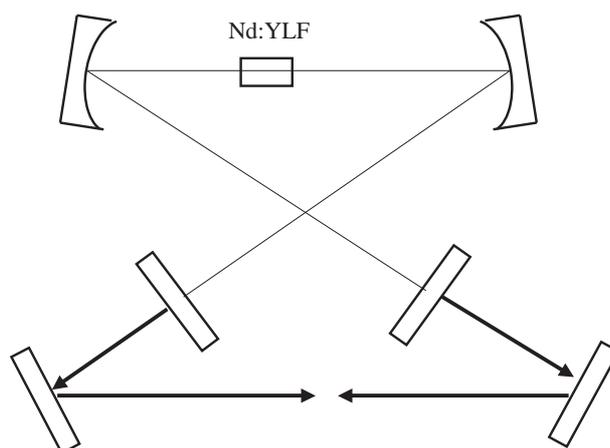


FIG. A.6 – Alignement d'une cavité en anneau avec une cavité linéaire en croix.

## Annexe B

### Accordabilité

Nous appellerons cavité « nue », un laser dans lequel aucun élément sélectif en longueur d'onde (système de filtrage de mode) n'agit sur la fréquence du laser. En général, cet élément optique est inséré dans la cavité. A ne pas confondre avec un laser en « mode libre », qui signifie que le résonateur fonctionne sans boucle d'asservissement, c.-à-d. que la fréquence laser n'est pas fixée et/ou stabilisée sur une résonance d'une cavité Fabry Perot de haute finesse ou sur une transition moléculaire ou atomique. La fréquence du laser ne dépend alors que du système laser lui-même : source de pompage et cavité laser ; aucune boucle de rétro-action ne vient domestiquer la fréquence laser. Les fluctuations d'ordre techniques, particulièrement les vibrations mécaniques et la dérive thermique, ont libres cours et donnent lieu à un élargissement de la largeur spectrale du laser.

Les fréquences centrales des courbes de gain (ou fréquences atomiques) du Nd:GGG et du Nd:YLF ne coïncident pas avec les fréquences désirées. Néanmoins, compte tenu des largeurs de ces courbes de gain, les longueurs d'onde, 1322,6 et 1312 nm, comptent pour à peu près la moitié de la section efficace d'émission stimulée maximale, que ce soit pour le Nd:GGG ou pour le Nd:YLF. Il s'avère donc nécessaire de « tirer » la longueur d'onde laser, initialement au niveau du maximum de la courbe de gain, vers celle qui est désirée.

Pour ce faire, l'utilisation d'un élément optique intracavité, « accordeur » est exigée. Cet accordeur ou plutôt ce sélectionneur de longueur d'onde laser a un double rôle sur les propriétés spectrales du laser. En effet, non seulement il permet de discriminer une transition  $R_i X_j$  particulière, mais souvent, il filtre la raie laser qui est choisie pour la rendre plus fine. C'est d'autant plus vraie que la fonction de transfert spectrale du filtre optique est étroite, par exemple, un étalon avec une finesse significative constitue un excellent système de filtrage de mode, contrairement

au prisme. C'est pourquoi, génériquement, le terme d'accordeur ou de sélectionneur de longueur d'onde sera amalgamé.

L'élément sélectif le plus souvent employé est un prisme dispersif en YAG (car il n'absorbe pas à  $1,3 \mu\text{m}$ ), qui inséré dans le résonateur, permet d'accorder le laser via une légère inclinaison du miroir de sortie autour de l'axe de propagation du rayon lumineux. Ceci est illustré schématiquement sur la figure B.1.

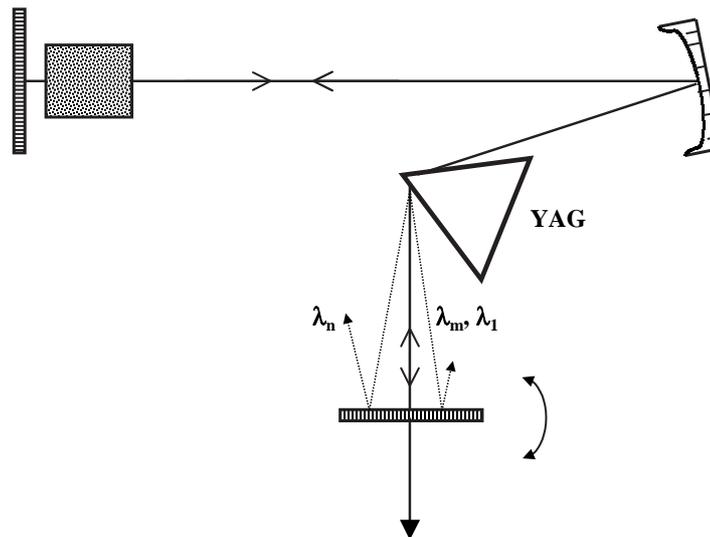


FIG. B.1 – Accordabilité de la longueur d'onde laser vers  $\lambda_m$ . les flèches en pointillées indiquent des longueurs d'onde ( $\lambda_1$  et  $\lambda_n$ ) non résonantes, mais potentiellement accessibles à l'aide d'une rotation du miroir de sortie dans le plan de la cavité.

La figure B.2 illustre la procédure de réglage d'un laser contenant un prisme. En (i), il est tout d'abord nécessaire de se munir d'un petit laser plan-plan d'alignement qui fixe l'axe de propagation du faisceau laser. Le miroir courbe fixe le 2<sup>e</sup> axe laser que le prisme en YAG vient effleurer.

L'angle d'incidence de ce rayon lumineux (ii) avec le prisme est à l'angle de Brewster. Quand le minimum de déviation est atteint, le point lumineux se déplace de la droite vers la gauche, s'arrête et repart vers la droite. Ce point d'arrêt constitue à quelque chose près le minimum de déviation.

Finalement, (iii) le miroir de sortie est inséré dans le système. En sortie, les tâches de fluorescence doivent être superposées à l'aide du coupleur de sortie. L'enlèvement du miroir de sortie du petit laser d'alignement devrait assurer l'effet laser. Dans le cas contraire, une légère inclinaison

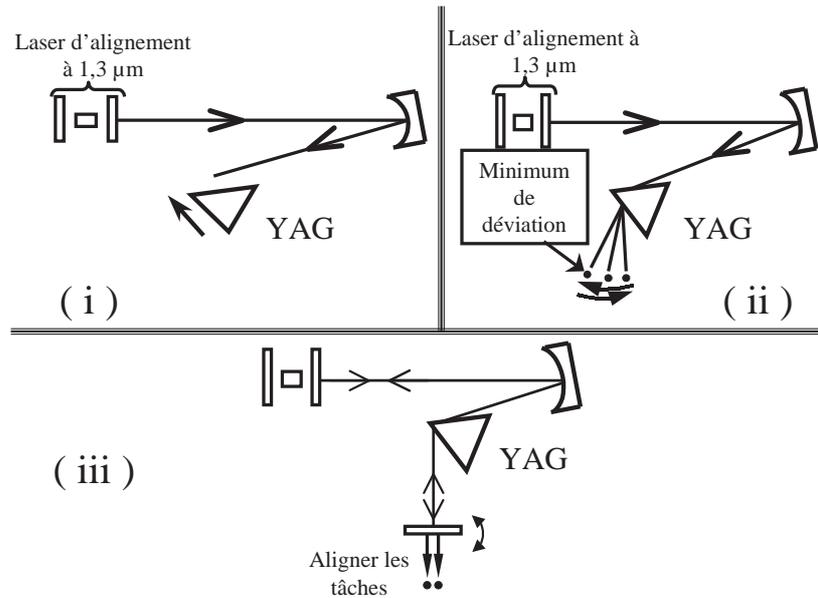


FIG. B.2 – Procédure de réglage pour insérer un prisme dans une cavité laser.

du miroir de sortie et du prisme devrait suffire.

Une seconde manière de choisir une fréquence laser est d'utiliser une lame biréfringente comme un filtre de Lyot. On réalise l'accordabilité en tournant la lame autour de son axe normal. Le maximum de la transmission spectrale doit correspondre à la longueur d'onde souhaitée et le minimum aux longueurs d'onde à rejeter.

Le dernier système de filtrage de mode considéré est l'étalon solide. Lorsqu'il est bien spécifié, il permet d'accorder la longueur d'onde très facilement. En effet, lorsque l'intervalle spectral libre de l'étalon est supérieur la largeur de la courbe de gain, une seule fréquence propre de l'étalon est présente à l'intérieur de la courbe de gain et, le laser ne peut pas être multiraie. Ces propos sont illustrés schématiquement sur la figure B.3.

Ces accordeurs doivent introduire un minimum de pertes dans l'oscillateur, être compact et facile d'emploi, et bien sûr, accorder la longueur d'onde à l'endroit voulu.

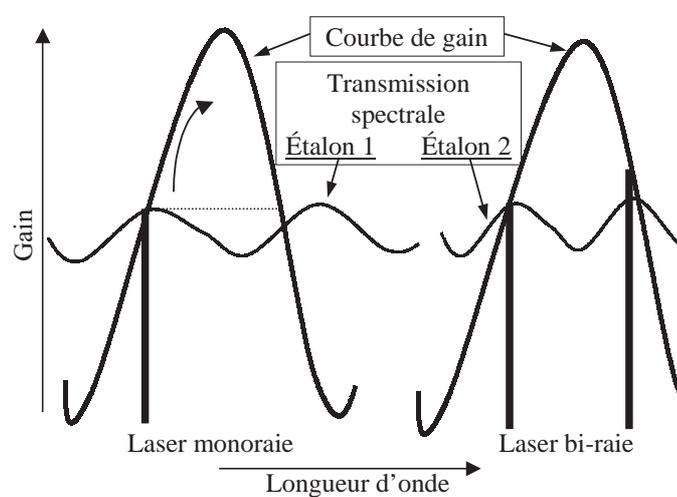


FIG. B.3 – L'étalon 1 est tel que l'intervalle spectral libre excède la largeur entière à mi-hauteur de la courbe de gain. Le laser est monoraie et accordable (flèche courbée) sur toute la largeur. L'étalon 2 présente un intervalle spectral libre inférieur à la largeur de la courbe de gain. Le laser est multi-raie (bi-raie sur la figure).

## Annexe C

# D'autres applications du laser Nd:YLF à 1,3 $\mu\text{m}$

La raie de « transition  $\sigma$  » autour de 1314 nm est également utile pour d'autres applications de la spectroscopie à haute résolution.

Il existe aussi parmi les candidats à une horloge optique pour redéfinir la seconde du système international, l'atome de calcium. En effet, grâce à sa largeur de raie étroite (400 Hz) et son insensibilité au premier ordre aux champs électriques et magnétiques, l'atome de calcium est un tel candidat. La raie intercombinaison dans le calcium  $4s^24p\ ^1S_0 (m = 0) \rightarrow 4s4p\ ^3P_1 (m = 0)$  à 657 nm a été étudiée par plusieurs groupes et sa fréquence a déjà été mesurée en utilisant un générateur de peigne femtoseconde optique [134–136].

Dans le domaine de la spectroscopie à ultra-haute résolution, les lasers sont des outils nécessaires pour sonder les théories fondamentales. Les systèmes hydrogénoïdes sont étudiés pour tester l'électrodynamique quantique et pour déterminer indirectement les constantes fondamentales. La spectroscopie sans effet Doppler de la résonance  $2S - 3S$  dans  $\text{He}^+$  (excité par deux photons à 328,1 nm) devrait fournir une mesure précise du Lamb shift du niveau  $2S$  [137]. Une mesure de l'intervalle  $2S - 3S$  dans l'hydrogène (deux photons à 1312,6 nm) devrait aider à mieux déterminer la constante de Rydberg et devrait servir à contrôler la consistance de la valeur des intervalles  $1S - 2S$  [138] et  $1S - 3S$  [139] dans le même atome. Pour les applications à la spectroscopie à deux photons, il est souhaitable de disposer de centaines de milliwatts de puissance.

La figure 5.26 p. 115 montre la courbe d'accordabilité du laser Nd:YLF multimode. Mais c'est avec la cavité à mode hélicoïdal que nous avons commencé à déterminer les puissances laser à 1312,0 (656  $\times$  2), 1314,0 (657  $\times$  2) et à 1312,6 nm (656,3  $\times$  2 nm). La courbe d'accordabilité est

montrée sur la figure 6.10 p. 133. Le laser Nd:YLF à 1312,6 nm (H, He<sup>+</sup>) a un seuil situé au niveau de 2,1 W de puissance absorbée et produit une puissance monofréquence maximale de 830 mW dans un faisceau TEM<sub>00</sub> linéairement polarisé (voir figure C.1).

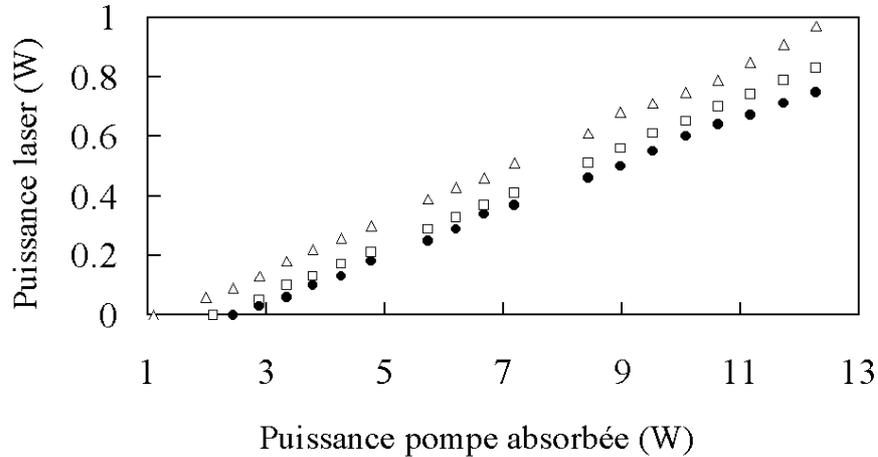


FIG. C.1 – Puissances laser en fonction de la puissance absorbée pour 1314 nm (triangles), 1312,6 nm (carrés) et 1312 nm (cercles noirs).

Pour 1314 nm (Ca), le seuil est seulement de 1,1 W, et la puissance monofréquence maximale est de 970 mW. Finalement, à 1312 nm (Ag), la puissance absorbée au seuil est de 2,5 W avec une puissance monofréquence maximale de 750 mW. Les efficacités moyennes de la pente sont toutes approximativement égales à 8 %.

La courbe d'accordabilité du laser en anneau conventionnel est montrée sur la figure 6.17 p. 139 où environ 1,5 W de puissance à 1312 nm a pu être générée pour seulement quelques minutes du fait de la fracture du TGG. Les résultats de la CADOER sont résumés par la figure 6.31 p. 157 où plus de 340 mW de puissance peuvent être générée que ce soit à 656, 656,3 ou 657 nm, avec même  $\sim$  650 mW pour 657 nm. Ces derniers résultats montrent aussi la faisabilité de ce laser pour des applications sur l'atome de calcium et les systèmes hydrogénoïdes (H et He<sup>+</sup>).

## Publications scientifiques

### Publications dans des revues à comité de lecture

Y. LOUYER, F. BALEMBOIS, M.D. PLIMMER, T. BADR, P. GEORGES, P. JUNCAR and M.E. HIMBERT. Efficient cw operation of diode-pumped Nd:YLF lasers at 1312.0 and 1322.6 nm for a silver atom optical clock. *Opt. Commun.*, **217**, 357, 2003.

Y. LOUYER, F. BALEMBOIS, M.D. PLIMMER, P. GEORGES, P. JUNCAR and M.E. HIMBERT. Nd:YLF laser at 1.3  $\mu\text{m}$  for calcium atom optical clocks and precision of hydrogenic systems. *Appl. Opt.*, **42**, 4867, 2003.

Y. LOUYER, J.-P. WALLERAND, M.E. HIMBERT, M. DENEVA and M. NENCHEV. Two-wavelength, passively self-injection controlled operation of diode-pumped cw Yb-doped crystals lasers. accepté pour publication à *Appl. Opt.*

Y. LOUYER, F. BALEMBOIS, M.D. PLIMMER, T. BADR, P. GEORGES, P. JUNCAR and M.E. HIMBERT. soumis à *Opt. Lett.*

### Publications dans les comptes-rendus de conférences

T. BADR, S. GUÉRANDEL, Y. LOUYER, S. CHALLEMEL DU ROZIER, M.D. PLIMMER, P. JUNCAR and M.E. HIMBERT. Towards a silver atom optical clock. In P. Gill, editor, *Proceedings of the 6<sup>th</sup> Symposium on Frequency Standards and Metrology, St. Andrews, Scotland, 9-14 septembre 2001*, pages 549-551. World Scientific, Singapour, 2002.

Y. LOUYER, F. BALEMBOIS, M.D. PLIMMER, T. BADR, P. GEORGES, P. JUNCAR and M.E. HIMBERT. CW Nd:YLF lasers for cold atom optical clocks. A paraître dans Trends in Optics and Photonics (TOPS) vol. 83 (Proceedings of the conference Advanced Solid State Photonics ASSP 2003).

## Communications à des congrès

A. BRIGNON, Y. LOUYER, J.P. HUIGNARD and E. LALLIER. Beam cleanup of a multimode Yb-doped fiber amplifier with an infrared sensitive Rh:BaTiO<sub>3</sub> crystal. Technical Digest Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics. Postconference Technical 2001, p. 220-221, OSA, Washington, DC, USA.

T. BADR, Y. LOUYER, S. CHALLEMEL DU ROZIER, M.D. PLIMMER, P. JUNCAR and M.E. HIMBERT. Towards a silver atom optical clock. Poster.

M.D. PLIMMER, T. BADR, S. GUÉRANDEL, Y. LOUYER, S. CHALLEMEL DU ROZIER, P. JUNCAR and M.E. HIMBERT. Towards a silver atom optical clock, 27 novembre 2001. Japan-UK Symposium on Cold Trapped Ions, British Embassy, Tokyo, Japan. Poster.

Y. LOUYER, T. BADR, S. CHALLEMEL DU ROZIER, M.D. PLIMMER, P. JUNCAR and M.E. HIMBERT. Development of a silver atom optical clock. Conference on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM 2002), Ottawa, Canada, 16-21 June 2002. Poster TuP33.

Y. LOUYER, F. BALEMBOIS, T. BADR, M.D. PLIMMER, P. JUNCAR, M.E. HIMBERT, and P. GEORGES. Diode-pumped solid-state lasers for a silver atom optical clock. Poster presentation abstract édité par H.R. Sagdepour, D.E. Pritchard and E.J. Heller. 2002. XVIII International Conference on Atomic Physics, Cambridge, Massachusetts, USA, July 28-August 2 (2002), Poster D11.

## Séminaires

Y. LOUYER. Nouvelles sources lasers solides pour une horloge optique basée sur l'atome d'argent. Séminaire au Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée Orsay, le 30 mai 2002.

Y. LOUYER. Lasers solides pompés par diode, un outil pour la spectroscopie. Séminaire au Conservatoire National des Arts et Métiers. Le 6 juin 2003.

## Bibliographie

- [1] G. SANTARELLI, P. LAURENT, P. LEMONDE, A. CLAIRON, A.G. MANN, S. CHANG, A.N. LUITEN, and C. SALOMON. Quantum Projection Noise in an Atomic Fountain: A High Stability Cesium Frequency Standard. *Phys. Rev. Lett.*, **82**:4619, 1999.
- [2] P. GILL (Ed.). Proceedings of the 6th symposium on frequency standards and metrology. World Scientific, 2002, St. Andrews Scotland, 9–14 September 2001.
- [3] P.L. BENDER, J.L. HALL, R.H. GARSTANG, F.M.J. PICHANICK, W.W. SMITH, R.L. BARGER, and J.B. WEST. Candidates for two-photon optical frequency standards. *Bull. Am. Phys. Soc.*, **21**:599, 1976.
- [4] G. UHLENBERG, J. DIRSCHERL, and H. WALTHER. Magneto-optical trapping of silver atoms. *Phys. Rev. A*, **62**:063404, 2000.
- [5] N. BLOEMBERGEN. Nonlinear optics and spectroscopy. *Rev. Mod. Phys.*, **54**:685, 1982.
- [6] G. BASANI, M. INGUSCIO, and T.W. HÄNSCH. *The Hydrogen Atom*. Springer, Berlin, 1989.
- [7] W. DEMTRÖDER. *Laser Spectroscopy: Instrumentation and Basic Concepts*. Springer, Heidelberg, 2<sup>nd</sup> edition edition, 1996.
- [8] J. FAIST, F. CAPASSO, D.L. SIVCO, C. SIRTORI, A.L. HUTCHINSON, and A.Y. CHO. Quantum Cascade Laser. *Science*, **264**:553, 1994.
- [9] M. BODE, I. FREITAG, A. TÜNNERMANN, and H. WELLING. Frequency-tunable 500-mW continuous-wave all-solid-state single-frequency source in the blue spectral region. *Opt. Lett.*, **22**:1220, 1997.
- [10] T. UDEM, J. REICHERT, R. HOLZWARTH, and T.W. HÄNSCH. Absolute Optical Frequency Measurement of the Cesium D<sub>1</sub> Line with a Mode-Locked Laser. *Phys. Rev. Lett.*, **82**:3568, 1999.
- [11] D.J. JONES, S.A. DIDDAMS, R.S. WINDELER, J.L. HALL, and T. CUNDIFF. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked laser and direct optical frequency syn-

- thesis. *Science*, **288**:635, 2000.
- [12] S.A. DIDDAMS, D.J. JONES, J. YE, T. CUNDIFF, J.L. HALL, J.K. RANKA, R.S. WINDELER, R. HOLZWARTH, T. UDEM, and T.W. HÄNSCH. Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb. *Phys. Rev. Lett.*, **84**:5102, 2000.
- [13] R. HOLZWARTH, T. UDEM, J.L. HALL, J.C. KNIGHT, W.J. WADSWORTH, and P.J. RUSSELL. Optical Frequency Synthesizer for Precision Spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, **85**:2264, 2000.
- [14] S.T. CUNDIFF, J. YE, and J.L. HALL. Optical frequency synthesis based on mode-locked lasers. *Rev. Sci. Instrum.*, **72**:3749, 2001.
- [15] J.D. JOST, J.L. HALL, and J. YE. Continuously tunable, precise, single frequency optical signal generator. *Optics Express*, **10**:515, 2002.
- [16] S.G. ANDERSON. Successful market development lifts laser industry to new heights. *Laser Focus World*, **33**:72, 1997.
- [17] J.W. CZARSKA and H. MULLER. Multicomponent heterodyne laser doppler anemometer using chirp-modulated Nd:YAG ring laser and fibre delay line. *Electron. Lett.*, **31**:1428, 1995.
- [18] K. OTSUKA. Ultrahigh sensitivity laser doppler velocimetry with a microchip solid-state laser. *Appl. Opt.*, **33**:1111, 1994.
- [19] J.W. CZARSKA and H. MULLER. Birefringent Nd:YAG microchip laser used in heterodyne vibrometry. *Opt. Commun.*, **114**:223, 1995.
- [20] K. ZAYHOWSKI. Microchip lasers. *Lincoln Lab Journal*, **3**:427, 1990.
- [21] R.S. CONROY, D.G. MATTHEWS, N. MACKINNON, and B.D. SINCLAIR. A diode array pumped continuous wave blue microchip laser. In *OSA Tech. Digest, ECLEO'96*, page CFH1, 1996.
- [22] J. REICHERT, R. HOLZWARTH, Th. UDEM, and T.W. HÄNSCH. Measuring the frequency of light with mode-locked lasers. *Opt. Commun.*, **172**:59, 1999.
- [23] R. CONROY. *Microchip Lasers*. PhD thesis, Université de Saint Andrews, Mars 1998.
- [24] J.D. KMETEC, T.S. HUBO, T.J. KANE, and C.J. GRUND. Laser performance of diode-pumped thulium-doped  $Y_3Al_5O_{12}$ ,  $(Y, Lu)_3Al_5O_{12}$ , and  $Lu_3Al_5O_{12}$  crystals. *Opt. Lett.*, **19**:186, 1994.
- [25] M. OKA and S. KUBOTA. Second-harmonic generation green laser for higher-density optical disks. *J. Appl. Phys.*, **31**:523, 1992.
- [26] N. EGUCHI and Y. AKIYAMA. High density optical disk system using variable five modulation and second harmonic generation green laser. *J. Appl. Phys.*, **32**:5307, 1993.

- [27] R.A. FIELDS, M. BIRNHAUM, and C.L. FINCHER. Highly efficient Nd:YVO<sub>4</sub> diode-laser end-pumped laser. *Appl. Phys. Lett.*, **51**:1885, 1987.
- [28] W. STREIFER, D.R. SCIFRES, G.L. HARNAGEL, D.F. WELCH, J. BERGER, and M. SAKAMOTO. Advances in diode laser pumps. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**:883, 1988.
- [29] W. KAMINSKII. *Laser Crystal*. Springer-Verlag, New York, 1981.
- [30] W. KOECHNER. *Solid-State Laser Engineering*. Springer-Verlag, New York, 5<sup>e</sup> ed. edition, 1999.
- [31] P.F. MOULTON. Tuning the CW Ti-sapphire laser for higher resolution. *Photonics Spectra*, **25**:123, 1991.
- [32] M. IHARA, M. TSUNEKANE, N. TAGUCHI, and H. INABA. Widely tunable, single-longitudinal-mode, diode pumped CW Cr:LiSAF laser. *Electron. Lett.*, **31**:888, 1995.
- [33] P.F. MOULTON. Pulse-pumped operation of divalent transition-metal lasers. *IEEE. J. Quantum Electron.*, **18**:1185, 1982.
- [34] R. SCHEPS. Laser-diode-pumped Cr:LiSrGaF<sub>6</sub> laser. *IEEE. Photon. Tech. Lett.*, **4**:548, 1992.
- [35] H.R. VERDUN, L.M. THOMAS, D.M. ANDRAUSKAS, T. MCCOLLUM, and A. PINTO. Chromium-doped forsterite laser pumped with 1.06  $\mu\text{m}$  radiation. *Appl. Phys. Lett.*, **53**:2593, 1988.
- [36] S. KÜCK, S. HARTUNG, K. PETERMANN, and G. HUBER. Spectroscopic properties of Cr<sup>4+</sup>-doped LiAlO<sub>2</sub>. *Appl. Phys. B*, **61**:33, 1995.
- [37] A.J. ALCOCK, P. SCORAH, and K. HNATOVSKY. Broadly tunable continuous-wave diode-pumped Cr<sup>4+</sup>:YAG laser. *Opt. Commun.*, **215**:153, 2003.
- [38] M. POLLNAU, P.J. HARDMAN, M.A. KERN, W.A. CLARKSON, and D.C. HANNA. Upconversion-induced heat generation and thermal lensing in Nd:YLF and Nd:YAG. *Phys. Rev. B*, **58**:16076, 1998.
- [39] R. IFFLÄNDER. *Solid-State Lasers for Materials Processing*. Optical Sciences. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, Berlin Heidelberg New York, 2001.
- [40] P.J. HARDAMN, W.A. CLARKSON, G.J. FRIEL, M. POLLNAU, and D.C. HANNA. Energy-Transfert Upconversion and Thermal Lensing in High-Power End-Pumped Nd:YLF Laser Crystals. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**:647, 1999.
- [41] S. CHÉNAIS. *Nouveaux matériaux laser dopés à l'ytterbium : performances en pompage par diode et étude des effets thermiques*. PhD thesis, Université Paris-Sud, Décembre 2002.

- [42] C. PFISTNER, R. WEBER, H.P. MERAZZI, and R. GRUBER. Thermal Beam Distorsions in End-Pumped Nd:YAG, Nd:GSGG, and Nd:YLF Rods. *IEEE J. of Quantum Electron.*, **30**:1605, 1994.
- [43] A.E. SIEGMAN. *Lasers*. University Science, Mill Valley, Calif., 1986.
- [44] C. RAHLFF, M.H. DUNN, B.D. SINCLAIR, and W. SIBBETT. High power, end-pumped effects and applications in Nd:YLF at 1047 and 1321 nm. In *CLEO*, page 308, 1994.
- [45] G. GRYNBERG. *Spectroscopie à deux photons sans élargissement Doppler. Application à l'étude du sodium et du néon*. PhD thesis, Université Paris VI, Avril 1976.
- [46] S. GUÉRANDEL. *Etude et réalisation d'un jet d'atomes d'argent métastables : application à la spectroscopie laser de haute résolution*. PhD thesis, Conservatoire National des Arts et Métiers, Décembre 1999.
- [47] I.I. SOBEL'MAN. *Atomic Spectra and Radiative Transitions*. Springer Series on Atoms and Plasmas. Springer-Verlag, Berlin, 1995.
- [48] J. MIGDALEK. Relativistic oscillator strengths for some transitions in Cu(I), Ag(I) and Au(I). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **20**:81, 1978.
- [49] J. MIGDALEK and W. BAYLIS. Influence of atomic core polarisation on oscillator strengths for  $^2S_{1/2}$ - $^2P_{1/2,3/2}$  and  $^2P_{1/2,3/2}$ - $^2D_{3/2,5/2}$  transitions in Cu I, Ag I and Au I spectra. *J. Phys. B*, **11**:L497, 1978.
- [50] A.G. BLACHMAN, D.A. LANDMAN, and A. LURIO. Hyperfine Structure  $^2D_{5/2}$  and  $^4F_{9/2}$  States of Ag<sup>107</sup> and Ag<sup>109</sup>. *Phys. Rev.*, **150**:59, 1966.
- [51] W. FISCHER, H. HÜHNERMANN, and E. KRÜGER. The hyperfine structure of the transition Ag 1,  $\lambda = 19372 \text{ \AA}$ . *Z. Phys.*
- [52] W.C. MARTIN and J. SUGAR. Perturbations and coupling in the  $d^9sp$  configurations of Cu I, Zn II, Ag I, Cd II, and Tl III. *J. Opt. Soc. Am.*, **59**:1266, 1969.
- [53] W.C. MARTIN and J. SUGAR. Calculations of Zn II  $3d^94s5s$  and Ag I  $4d^95s6s$ , and some new levels in these spectra. *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, **74A**:7, 1970.
- [54] A.G. SHENSTONE. The Arc Spectrum of Silver. *Phys. Rev.*, **57**:894, 1940.
- [55] H.-U. JOHANSEN and R. LINCKE. Term analysis of the  $4d^95s5d$ -configuration in the arc spectrum of silver. *Z. Phys. A*, **272**:147, 1975.
- [56] C.M. BROWN and M.L. GINTER. Absorption spectrum of Ag I between 1540 and 1850  $\text{\AA}$ . *J. Opt. Soc. Am.*, **67**:1323, 1977.
- [57] R.D. COWAN. *The Theory of Atomic Structure and Spectra*. University of California Press, Berkeley, 1981.

- [58] J. ZHANKUI, P. JÖNSSON, J. LARSSON, and S. SVANBERG. Studies on radiative lifetimes in the  $4d^{10}ns^2S$  and  $4d^{10}nd^2D$  sequences of neutral silver. *Z. Phys. D*, **17**:1, 1990.
- [59] E. BIÉMONT, E.H. PINNINGTON, J.A. KERNHAN, and G. RIEGER. Beam-laser measurements and relativistic Hartree-Fock calculations of the lifetimes of the  $4d^95p$  levels in Ag II. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **30**:2067, 1997.
- [60] J. DIRSCHERL. *Spectroscopie laser et capture d'atomes d'argent dans un piège magnéto-optique*. PhD thesis, Université de Munich–Faculté de Physique Ludwig-Maximilians, janvier 1995.
- [61] L.F. JOHNSON and K. NASSAU. Infrared fluorescence and stimulated emission of  $Nd^{3+}$  in  $CaWO_4$ . *Proc. I.R.E.*, **49**:1704, 1961.
- [62] J.R. RYAN and R. BEACH. Optical absorption and stimulated emission of neodymium in yttrium lithium fluoride. *J. Opt. Soc. Am. B*, **9**:1883, 1992.
- [63] W.A. CLARKSON, R. KOCH, and D.C. HANNA. Room-temperature diode-bar-pumped Nd:YAG laser at 946 nm. *Opt. Lett.*, **21**:737, 1996.
- [64] S. SPIEKERMANN and F. LAURELL. Continuous wave and Q-switched operation of diode pumped quasi-three level Nd:YLF lasers. In *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS)*, Vol. 34, Adv. Solid State Lasers, Eds. MM. Fejer, H. Injeyan, U. Keller, page 60, 2000.
- [65] T.S. KUBO and T.J. KANE. Diode-pumped lasers at five eye-safe wavelengths. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**:1033, 1992.
- [66] R.G. SMITH. *IEEE J. Quantum Electron.*, **4**:505, 1968.
- [67] S. SINGH, R.G. SMITH, and L.G. VAN UITERT. Stimulated-emission cross section and fluorescent quantum efficiency of  $Nd^{3+}$  in yttrium aluminum garnet at room temperature. *Phys. Rev. B*, **10**:2566, 1974.
- [68] J. MARLING. 1.05-1.44  $\mu m$  tunability and performance of the CW  $Nd^{3+}$ :YAG laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, **14**:56, 1978.
- [69] W.F. KRUPKE. Transition probabilities in Nd:GGG. *Opt. Commun.*, **12**:210, 1974.
- [70] J.E. GEUSIC, H.M. MARCOS, and L.G. VAN UITERT. Laser oscillations in Nd-doped yttrium aluminium, yttrium gallium and gadolinium garnets. *Appl. Phys. Lett.*, **4**:182, 1964.
- [71] L.G. DESHAZER and U. RANON. Spectra and energy levels of  $Nd^{3+}$  in GGG. *J. Opt. Soc. Amer.*, **63**:489, 1973.
- [72] F.J. BERGIN, J.F. DONEGAN, T.J. GLYNN, and G.F. IMBUSCH. The optical spectroscopy of chromium in ED-2 silicate glass. *J. Lumin.*, **34**:307, 1986.
- [73] T.J. KANE and R.L. BYER. Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser. *Opt. Lett.*, **10**:65, 1985.

- [74] Y. SU-HUI, W. KE-YING, and W. GUANG-HUI. Novel Single-Frequency Diode Pumped Solid-State Lasers and Their Applications in Laser Ranging and Velocimetry. *Chin. Phys. Lett.*, **18**:906, 2001.
- [75] A.L. HARMER, A. LINZ, and D.R. GABBE. Fluorescence of  $\text{Nd}^{3+}$  in lithium yttrium fluoride. *J. Phys. Chem. Solids*, **30**:1483, 1969.
- [76] S.C. TIDWELL, J.F. SEAMANS, M.S. BOWERS, and A.K. COUSINS. Scaling cw diode-end-pumped Nd:YAG lasers to high average powers. *IEEE J. of Quantum Electron.*, **28**:997, 1992.
- [77] G. CERULLO, S. DE SILVESTRI, and V. MAGNI. High efficiency, 40 W cw Nd:YLF laser with large  $\text{TEM}_{00}$  mode. *Opt. Commun.*, **93**:77, 1992.
- [78] J.E. MURRAY. Pulsed gain and thermal lensing of Nd:LiYF<sub>4</sub>. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19**:488, 1983.
- [79] S.Z. XING and J.C. BERGQUIST. Thermal Shifts of the Spectral Lines in the  $^4\text{F}_{3/2}$  to  $^4\text{I}_{11/2}$  Manifold of Nd:YAG Laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**:1829, 1988.
- [80] T. KUSHIDA. Linewidths and Thermal Shifts of Spectral Lines in Neodymium-Doped Yttrium Aluminum Garnet and Calcium Fluorophosphate. *Phys. Rev.*, **185**:500, 1969.
- [81] L. FORNASIERO, T. KELLNER, S. KÜCK, J.P. MEYN, P.E.-A. MÖBERT, and G. HUBERT. Excited state absorption and stimulated emission of  $\text{Nd}^{3+}$  in crystals:  $\text{LaSc}_3(\text{BO}_3)_4$ ,  $\text{CaWO}_4$ , and  $\text{YLiF}_4$ . *Appl. Phys. B*, **68**:65, 1999.
- [82] B. FREI and J.E. DE BALMER. 1053-nm-wavelength selection in a diode-laser-pumped Nd:YLF laser. *Appl. Optics*, **33**:6942, 1994.
- [83] G.R. MORRISON, M. EBRAHIMZADEH, C.F. RAE, and M.H. DUNN. Diode-pumped, Q-switched, 1.321  $\mu\text{m}$  Nd:YLF laser and its frequency doubling. *Opt. Commun.*, **118**:55, 1995.
- [84] C.S. HOEFER, K.W. KIRBY, and L.G. DESHAZER. Thermo-optic properties of gadolinium garnet laser crystals. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**:2327, 1988.
- [85] W.F. KRUPKE, M.D. SHINN, J.E. MARION, J.A. CAIRD, and S.E. STOKOWSKI. Spectroscopic, optical, and thermomechanical properties of neodymium- and chromium-doped gadolinium scandium gallium garnet. *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**:102, 1986.
- [86] V.F. KITAEVA and E.V. ZHARIKOV and I.L. CHISTYI. The properties of crystals with garnet structure. *Phys. Status Solidi A*, **92**:475, 1985.
- [87] WACKER CHEMIOTRONIC. : Cr:Nd:GGG Laser Crystals, Data Sheet, 1989.
- [88] M. POLLNAU, P.J. HARDMAN, W.A. CLARKSON, and D.C. HANNA. Upconversion, lifetime quenching, and ground-state bleaching in  $\text{Nd}^{3+}:\text{LiYF}_4$ . *Opt. Commun.*, **147**:203, 1998.

- [89] Y.F. CHEN, L.J. LEE, T.M. HUANG, and C.L. WANG. Study of high-power-end-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> laser at 1.34  $\mu\text{m}$ : influence of Auger upconversion. *Opt. Commun.*, **163**:198, 1999.
- [90] J.D. ZUEGEL and W. SEKA. Direct measurements of <sup>4</sup>I<sub>11/2</sub> terminal-level lifetime in Nd:YLF. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**:1742, 1995.
- [91] 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<sup>3+</sup>-doped single crystals Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>, YLiF<sub>4</sub>, and LaMgAl<sub>11</sub>O<sub>19</sub>. *Phys. Rev. B*, **51**:784, 1995.
- [92] G.J. HALL and A.I. FERGUSON. Generation of single-frequency radiation at 1064, 1319, and 659.5 nm with an all-solid-state, out-of-plane Nd:YAG ring laser. *Opt. Lett.*, **19**:557, 1994.
- [93] S.A. BURROWS, S. GUÉRANDEL, E.A. HINDS, F. LISON, and M.G. BOSHIER. *The Hydrogen Atom Precision Physics of Simple Atom Systems*, page 303. Springer, Berlin, S.G. KARSHENBOIM, F.S. PAVONE, G.F. BASSANI, M. INGUSCIO and T.W. HÄNSCH edition, 2001.
- [94] F. BALEMBOIS. *Développement de nouvelles sources laser accordables dans l'infrarouge proche autour du cristal de LiSAF dopé avec l'ion Cr<sup>3+</sup>*. PhD thesis, Paris XI, 1994.
- [95] Y.F. CHEN. Design criteria for concentration optimization in scaling diode end-pumped lasers to high powers: influence of thermal fracture. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**:234, 1999.
- [96] P. LAPORTA and M. BRUSSARD. Design criteria for mode size optimization in diode-pumped solid-state lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**:2319, 1991.
- [97] Y.F. CHEN, T.M. HUANG, C.F. KAO, C.L. WANG, and S.C. WANG. Optimization in scaling fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers to higher power: influence of thermal effect. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**:1424, 1997.
- [98] V. OSTROUMOV, T. JENSEN, J.P. MEYEN, G. HUBER, and M.A. NOGINOV. Study of luminescence concentration quenching and energy transfer upconversion in Nd-doped LaSc<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> and GdVO<sub>4</sub> laser crystals. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**:1052, 1998.
- [99] N. MERMILLIOD, R. ROMERO, I. CHARTIER, C. GARAPON, and R. MONCORGÉ. Performance of Various Diode-Pumped Nd:Laser Materials: Influence of Inhomogeneous Broadening. *IEEE J. of Quantum Electron.*, **28**:1179, 1992.
- [100] D. FINDLAY and R.A. CLAY. The measurement of internal losses in 4-level lasers. *Phys. Lett.*, **20**:277, 1966.
- [101] J.K. JABCZYNSKI. Modeling of diode pumped laser with pump dependent diffraction loss. *Opt. Commun.*, **182**:413, 2000.

- [102] T. TAIRA, A. MUKAI, Y. NOZAWA, and T. KOBAYASHI. Single-mode oscillation of laser-diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> microchip lasers. *Opt. Lett.*, **16**:1955, 1991.
- [103] T.J. KANE. *Laser Diode-Pumped Solid-State Lasers*. Lightwave Electronics Corporation, 1993. Partial revisions 1993.
- [104] C.L. TANG, H. STATZ, and G. DEMARS. Spectral output and spiking behavior of solid-state lasers. *J. Appl. Phys.*, **34**:2289, 1963.
- [105] J.J. ZAYHOWSKI, J. OCHOA, and A. MOORADIAN. Gain-switched pulsed operation of microchip lasers. *Opt. Lett.*, **23**:1318, 1989.
- [106] B. BEIER, J.P. MEYN, R. KNAPPE, K.J. BOLLER, G. HUBER, and R. WALLENSTEIN. A 180 mW Nd:LaSc<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> single-frequency TEM<sub>00</sub> microchip laser pumped by an injection-locked diode-laser array. *Appl. Phys B*, **58**:381, 1994.
- [107] V. EVTUHOV and A.E. SIEGMAN. A twisted-mode technique for obtaining axially uniform energy density in a laser cavity. *Appl. Opt.*, **4**:142, 1965.
- [108] W.A. CLARKSON and D.C. HANNA. Acousto-optically induced unidirectional single mode operation of a Q-switched miniature Nd:YAG ring laser. *Opt. Commun.*, **81**:375, 1991.
- [109] S.W. HENDERSON and C.P. HALE. Tunable single-longitudinal-mode diode laser pumped Tm:Ho:YAG laser. *Appl. Opt.*, **29**:1716, 1990.
- [110] P. NACHMAN, J. MUNCH, and R. YEE. Diode-pumped, frequency-stable, tunable, continuous-wave Nd:glass laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**:317, 1990.
- [111] F.J. EFFENBERGER and G.J. DIXON. Gradient-index-mirror solid-state lasers. *Appl. Opt.*, **33**:5537, 1990.
- [112] P. PEDERSEN, P.L. HANSEN, T. SKETTRUP, and P. BUCHHAVE. Diode-pumped single-frequency Nd:YVO<sub>4</sub> laser with a set of coupled resonators. *Opt. Lett.*, **20**:1389, 1995.
- [113] J.K. JABCZYNSKI, I.I. PESHKO, and J. FIRAK. Single-frequency, thin-film-tuned, 0.6-W, diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> laser. *Appl. Opt.*, **36**:2484, 1997.
- [114] R. KNAPPE, K.J. BOLLER, and R. WALLENSTEIN. Single-mode continuous-wave Cr<sup>3+</sup>:LiSAF ring laser pumped by an injection-locked 670-nm broad-area diode laser. *Opt. Lett.*, **20**:1988, 1995.
- [115] S. FORGET, F. BALEMBOIS, P. GEORGES, and P.-J. DEVILDER. A new 3D multipass amplifier based on Nd:YAG or Nd:YVO<sub>4</sub> crystals. *Appl. Phys. B*, **75**:481, 2002.
- [116] P.W. SMITH. Mode Selection in Lasers. *Proceedings of the IEEE*, **60**:422, 1972.
- [117] F. BIRABEN. Efficacite des systemes unidirectionnels utilisables dans les lasers en anneau. *Opt. Commun.*, **29**:353, 1979.

- [118] W.A. CLARKSON, A.B. NEILSON, and D.C. HANNA. Explanation of the mechanism for acousto-optically induced unidirectional operation of a ring laser. *Opt. Lett.*, **17**:601, 1992.
- [119] W.A. CLARKSON and D.C. HANNA. Unidirectional Operation of Ring Lasers via the Acousto-optic Effect. *IEEE J. of Quantum Electron.*, **32**:311, 1996.
- [120] Y. LOUYER, F. BALEMBOIS, M.D. PLIMMER, T. BADR, P. GEORGES, P. JUNCAR, and M.E. HIMBERT. Efficient cw operation of diode-pumped Nd:YLF lasers at 1312.0 and 1322.6 nm for a silver atom optical clock. *Opt. Commun.*, **217**:357, 2003.
- [121] Y. LOUYER, F. BALEMBOIS, M.D. PLIMMER, P. GEORGES, P. JUNCAR, and M.E. HIMBERT. Nd:YLF laser at 1.3  $\mu\text{m}$  for calcium atom optical clocks and precision of hydrogenic systems. *Appl. Opt.*, **42**:4867, 2003.
- [122] M.W. HAMILTON. An introduction to stabilized lasers. *Contemp. Phys.*, **30**:21, 1989.
- [123] A.C. NILSSON, E.K. GUSTAFSON, and R.L. BYER. Eigenpolarization Theory of Monolithic Nonplanar Ring Oscillators. *IEEE J. of Quantum Electron.*, **25**:767, 1989.
- [124] A.J. KEMP, G.J. FRIEL, T.K. LAKE, R.S. CONROY, and B.D. SINCLAIR. Polarization Effects, Birefringent Filtering, and Single-Frequency Operation in Lasers Containing a Birefringent Gain Crystal. *IEEE J. of Quantum Electron.*, **36**:228, 2000.
- [125] M.W. FAXVOG. Modes of a unidirectional ring laser. *Opt. Lett.*, **5**:285, 1980.
- [126] Y. LOUYER, J.-P. WALLERAND, M.E. HIMBERT, M. DENEVA, and M. NENCHEV. Two-wavelength, passively self-injection controlled operation of diode-pumped cw Yb-doped crystals lasers. *accepté pour publication à Appl. Opt.*, 2003.
- [127] Y. LOUYER, F. BALEMBOIS, M.D. PLIMMER, T. BADR, P. GEORGES, P. JUNCAR, and M.E. HIMBERT. Intra-cavity frequency doubling in a diode-laser-pumped Nd:YLF ring laser at 1.3  $\mu\text{m}$  coupled to a passive, non-resonant cavity. *Opt. Lett.*, soumis.
- [128] R.G. SMITH. Theory of intracavity optical second-harmonic generation. *IEEE J. Quantum Electron.*, **6**:215, 1970.
- [129] K.I. MARTIN, W.A. CLARKSON, and D.C. HANNA. 3 W of single-frequency output at 532 nm by intracavity frequency doubling of a diode-bar-pumped Nd:YAG ring laser. *Opt. Lett.*, **21**:875, 1996.
- [130] K.I. MARTIN, W.A. CLARKSON, and D.C. HANNA. Self-suppression of axial mode hopping by intracavity second-harmonic generation. *Opt. Lett.*, **22**:375, 1997.
- [131] M.W. BAER. Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG laser. *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**:1175, 1986.
- [132] M.K.S. YEUNG and S.H. STROGATZ. Nonlinear dynamics of a solid-state laser with injection. *Phys. Rev. E*, **58**:4421, 1998.

- [133] E.G. LARIONTSEV, I. ZOLOTOVERKH, P. BESNARD, and G.M. STÉPHAN. Injection locking properties of a microchip laser. *Eur. Phys. D*, **5**:105, 1999.
- [134] C.W. OATES, F. BONDU, R.W. FOX, and L. HOLLBERG. A diode-laser optical frequency standard based on laser-cooled Ca atoms: sub-kilohertz spectroscopy by optical shelving detection. *Eur. Phys. J.D.*, **7**:449, 1999.
- [135] R.W. BARGER. Influence of second-order Doppler effect on optical Ramsey fringe profiles. *Opt. Lett.*, **6**:145, 1981.
- [136] T. UDEM, S.A. DIDDAMS, K.R. VOGEL, C.W. OATES, E.A. CURTIS, W.D. LEE W.M. ITANO, R.E. DRULINGER, J.C. BERGQUIST, and L. HOLLBERG. Absolute Frequency Measurements of the  $\text{Hg}^+$  and Ca Optical Clock Transitions with a Femtosecond Laser. *Phys. Rev. Lett.*, **86**:4996, 2001.
- [137] A. WIJNGAARDEN, F. HOLJN, and G.W.F. DRAKE. Lamb shift in  $\text{He}^+$ : Resolution of a discrepancy between theory and experiment. *Phys. Rev. A*, **63**:012505, 2000.
- [138] M. NIERING, T. HOLZWARTH, J. REICHERT, P. POKASOV, T. UDEM, M. WEITZ, T.W. HÄNSCH, P. LEMONDE, G. SANTARELLI, M. ABGRALL, P. LAURENT, C. SALOMON, and A. CLAIRON. Measurement of the Hydrogen 1S-2S Transition Frequency by Phase Coherent Comparison with a Microwave Cesium Fountain Clock. *Phys. Rev. Lett.*, **84**:5496, 2000.
- [139] S. BOURZEIX, F. DE BEAUVOIR, F. NEZ, M.D. PLIMMER, F. de TOMASI, L. JULIEN, F. BIRABEN, and D.N. STACEY. High Resolution Spectroscopy of the Hydrogen Atom: Determination of the 1S Lamb Shift. *Phys. Rev. Lett.*, **76**:384, 1996.

## Liste des tableaux

2.1	<i>Propriétés requises pour avoir un bon cristal laser.</i> . . . . .	21
2.2	<i>Propriétés de quelques cristaux lasers.</i> . . . . .	22
3.1	<i>Résultats des codes de COWAN. La colonne « Rappports » exprimé en unité S.I. représente le rapport (voir équ. 3.31) du produit des éléments de matrice réduite pour un niveau relais liant l'état fondamental et le niveau métastable par le désaccord énergétique associé.</i> . . . . .	46
4.1	<i>Rappports de branchement et sections efficaces d'émission stimulée des transitions de fluorescence du Nd:YAG à température ambiante d'après la réf. 67.</i> . . . . .	52
4.2	<i>Longueurs d'onde lasers essentielles dans le Nd:YLF.</i> . . . . .	54
4.3	<i>Taux de transition et rappports de branchement dans le Nd:GGG d'après la réf. 69, où <math>\lambda</math> représente ici la longueur d'onde moyenne de la bande <math>n^\circ J</math>.</i> . . . . .	58
4.4	<i>Taux de transition <math>A</math> (d'après [62]) et sections efficaces d'émission stimulée moyen pour le <math>Nd^{3+}</math>:YLF.</i> . . . . .	61
4.5	<i>Coefficients d'absorption moyens du Nd:YLF pour une concentration de Nd à 0,82 % et pour les maxima d'absorption à 792, 797 et 806 nm.</i> . . . . .	62
4.6	<i>Valeur de la quantité <math>\sigma_e \tau_f</math> à 1322,6 nm pour le Nd:GGG et le Nd:YLF.</i> . . . . .	65
4.7	<i>Propriétés optiques, thermiques, mécaniques et, cristallographiques du Nd:YLF, Nd:GGG et du Nd:YAG.</i> . . . . .	66
4.8	<i>Paramètres spectroscopiques du Nd:YLF.</i> . . . . .	69

4.9	<i>Paramètres spectroscopiques Auger du Nd:YLF d'après la réf. 88. . . . .</i>	71
5.1	<i>Correspondance des waists sur les miroirs incident (<math>w_{c0}</math>) et de sortie (<math>w_2</math>) avec les longueurs des bras du résonateur plan-concave-plan avec un rayon de courbure de 200 mm pour le miroir concave. . . . .</i>	86
5.2	<i>Paramètres utilisés pour modéliser le Nd:GGG (2 % at.) en cavité laser. . . . .</i>	87
5.3	<i>Calculs de la puissance laser, de la puissance au seuil, de l'efficacité de la pente et de l'efficacité de recouvrement pour le laser Nd:GGG avec 10 W de puissance absorbée. . . . .</i>	87
5.4	<i>Résultats des modèles sans et avec upconversion pour le laser Nd:YLF dopé à 1 % et à 0,5 % d'at. Pour le premier dopage : <math>\alpha_p = 1,63 \text{ cm}^{-1}</math> pour <math>\lambda_p = 806 \text{ nm}</math> et <math>\alpha_p = 5,75 \text{ cm}^{-1}</math> pour <math>\lambda_p = 797 \text{ nm}</math>. Pour le deuxième dopage, <math>\alpha_p = 0,81 \text{ cm}^{-1}</math> pour <math>\lambda_p = 806 \text{ nm}</math>. La puissance laser est donnée pour une puissance absorbée de 11 W. La taille des faisceaux pompe et laser sont celles de la cavité de la figure 5.5</i>	88
5.5	<i>Influence de la focale thermique <math>f_{th}</math> sur le waist de la cavité <math>w_{c0}</math>, l'efficacité de recouvrement <math>\zeta_0</math>, le volume effectif <math>V_{eff}</math> et, l'efficacité de la pente <math>S_e</math>. . . . .</i>	93
5.6	<i>Correspondance puissance pompe (805 nm) absorbée, puissance laser et longueur d'onde laser. . . . .</i>	100
5.7	<i>Propriétés des cristaux Nd:YLF utilisés : de section <math>3 \times 3 \text{ mm}^2</math>, de longueur <math>l</math> et, de longueur d'absorption <math>l_p</math>. . . . .</i>	102
5.8	<i>Position optimale du waist <math>z_{p0}</math> correspondant au coefficient d'absorption <math>\alpha_p</math>. . . . .</i>	108
5.9	<i>Efficacités de la pente et puissance au seuil du laser Nd:YLF pompé à 806 nm, émettant à 1321 nm pour les cristaux axe a et à 1314 nm pour l'axe c. Les transmissions des miroirs de sortie (optimales) sont tous égales à 2 % sauf pour le dopage à 0,5 % at. où <math>T = 1 \%</math>. . . . .</i>	111
5.10	<i>Plages d'accordabilité sur les raies de transition <math>\pi</math> et <math>\sigma</math> pour le Nd:YLF 1 % at axe a.</i>	115
A.1	<i>Valeurs de quelques waists de la pompe en fonction des focales des doublets au point A. . . . .</i>	168

## Table des figures

1.1	Diagramme d'énergie de l'atome d'argent montrant les transitions d'horloge et de refroidissement. . . . .	2
2.1	Le prototype du synthétiseur de fréquence optique fabriqué par Menlo Systems. (www.menlosystems.de) . . . . .	7
2.2	Fibre photonique permettant d'élargir le spectre sur une octave. . . . .	7
2.3	Transitions purement électroniques dans des cristaux lasers . . . . .	14
2.4	Diagramme des niveaux d'énergie du Nd:YAG d'après [30]. A gauche, les niveaux d'énergie correspondent à ceux de l'ion libre, et à droite, le champ cristallin montre l'éclatement des niveaux de l'ion dans la matrice de YAG. L'élargissement des raies dû à l'interaction avec les modes de vibration du réseau n'est pas indiqué. . . . .	15
2.5	Schémas de niveau laser des ions de transitions métalliques. Les lignes pleines indiquent la position des niveaux des phonons d'après la référence 29. . . . .	16
2.6	Courbes d'émission du Cr:LIMAF . . . . .	17
2.7	Représentation schématique de quelques sources de chaleur . . . . .	24
2.8	Cristal laser modélisé par une lentille épaisse. . . . .	26
3.1	Diagramme d'énergie de l'atome d'argent divisé en deux parties : une pour le remplissage complet de la couche 4d dont le spectre optique est identique à celui d'un alcalin et une partie plus complexe avec un trou dans la couche 4d. . . . .	32

4.1	Diagramme partiel des niveaux d'énergie du Nd:GGG obtenu pour un échantillon à 77 K d'après [29]. . . . .	56
4.2	Montage de la détermination du spectre d'émission du Nd:GGG. . . . .	56
4.3	Courbe de luminescence du Nd:GGG. . . . .	57
4.4	Courbe de luminescence du Nd:GGG à 1,3 $\mu\text{m}$ . . . . .	57
4.5	Spectre d'absorption du Nd:GGG . . . . .	59
4.6	Diagramme des niveaux d'énergie du Nd:YLF et les principales transitions lasers. . . . .	60
4.7	Mesure du temps de vie de la fluorescence du Nd:YLF. . . . .	61
4.8	Spectres d'absorption du Nd:YLF . . . . .	63
4.9	Spectre d'émission de fluorescence du Nd:YLF montrant l'emplacement des points à 1322,6 et à 1312 nm d'après [81]. . . . .	64
4.10	Schéma des niveaux d'énergie du Nd:YLF. Toutes les flèches en pointillées indiquent les processus générant de la chaleur. (a) Sans upconversion avec l'absorption du laser pompe et les quatre processus de fluorescence. (b) Avec upconversion indiquant les trois processus Auger PA <sub>1</sub> -PA <sub>3</sub> partant du niveau laser supérieur. . . . .	68
5.1	a) diode Limo, b) diode Limo couplée à une fibre avec un diamètre de coeur de 200 $\mu\text{m}$ et d'ouverture numérique 0,22, c) fibre Limo. . . . .	75
5.2	Courbe de la puissance de la diode laser fibrée en fonction du courant appliqué. La température de consigne de la diode était fixée à 25 °C ( $\lambda_p = 806 \text{ nm}$ ). . . . .	76
5.3	Schéma descriptif d'une cavité à trois miroirs contenant un cristal laser de longueur $l$ placé à une distance $e$ du miroir incident. M <sub>2</sub> représente le coupleur de sortie. Le waist du mode laser est localisé sur le miroir M <sub>1</sub> , alors que celui de la pompe est situé dans le milieu actif. Le faisceau pompe, issu de la diode fibrée, se propage de M <sub>1</sub> vers M <sub>0</sub> et, est focalisé par le système afocal constitué des deux doublets de focales $f_1$ et $f_2$ . . . . .	83
5.4	Evolution du rayon du mode fondamental d'une cavité à trois miroirs pour des focales thermiques allant de 25 à 250 mm. . . . .	85

5.5	Laser Nd:YLF à 1321 nm et dopé à 1 % ou à 0,5 % d'atomes, pompé à 806 ou à 797 nm avec : $w_{c0} = 130 \mu\text{m}$ , $w_{p0} = 135 \mu\text{m}$ et, une transmission du coupleur de $T = 2 \%$ . . . . .	87
5.6	Puissance laser avec et sans upconversion en fonction du coefficient d'absorption pour 11 W de puissance absorbée. . . . .	89
5.7	Absorption du rayonnement de la diode de pompe en fonction de la longueur d'onde de pompe pour une puissance pompe incidente fixée à 7 W. $\alpha_p$ est le coefficient d'absorption de la pompe (cercle plein) et $P_{abs}$ est la puissance pompe absorbée (triangle) dans le Nd:GGG de longueur 3 mm et un dopage de 2 % d'atomes actifs. . . . .	91
5.8	Laser Nd:GGG à trois miroirs avec $f_1 = 60 \text{ mm}$ , $f_2 = 100 \text{ mm}$ , $d_1 = 250 \text{ mm}$ , $d_2 = 550 \text{ mm}$ , un rayon de courbure de 500 mm, une transmission du coupleur de sortie $T = 3 \%$ et, DCF: diode couplée à une fibre. . . . .	92
5.9	Courbe d'efficacité à 1331,2 nm du laser Nd:GGG ( $l = 4 \text{ mm}$ ) à trois miroirs pour $f_1=60 \text{ mm}$ et $f_2=100 \text{ mm}$ et, $T = 3 \%$ . Les points représentent les données expérimentales alors que la courbe en trait plein vient du modèle (sans upconversion) qui tient compte des focales thermiques choisies pour être le plus proche du résultat expérimental. . . . .	93
5.10	Cavité pliée plan–concave–plan avec un rayon de courbure de 200 mm. . . . .	94
5.11	Courbes d'efficacité à 1331,2 nm du laser Nd:GGG (2 % d'at., $l = 4 \text{ mm}$ ) pour une cavité à trois miroirs (plan-concave-plan), avec 200 mm de rayon de courbure pour le concave et, un waist $w_{p0} = 100 \mu\text{m}$ . Les différentes longueurs des bras de la cavité ainsi que les transmissions du miroir de sortie sont affichées sur chaque courbe. Les waists de la cavité associés à chaque configuration sont donnés dans le tableau 5.1. . . . .	95
5.12	Cavité à trois miroirs concave–concave–plan avec $d_1 = 160 \text{ mm}$ et $d_2 = 150 \text{ mm}$ , le waist $w_{c0}$ fait $120 \mu\text{m}$ . . . . .	96
5.13	Courbes d'efficacité du laser Nd:GGG (2 % d'at., $l = 4 \text{ mm}$ ) à 1331,2 nm pour la cavité concave–concave–plan (de rayon 100 et 300 mm) et différentes transmissions du miroir de sortie. . . . .	97

5.14	Puissance laser maximale en fonction du waist $w_{c0}$ initial sans lentille thermique pour les différents coupleurs de sortie utilisés. . . . .	98
5.15	Schéma du système laser accordable + analyseur de spectre optique. . . . .	99
5.16	Spectre du faisceau laser Nd:GGG lors de l'accordabilité par le prisme en YAG. Les figures (i) et (ii) montrent une compétition de gain des deux raies (1323,6 nm et 1331,3 nm), alors que pour (iii) et (iv) le laser est monoraie. . . . .	100
5.17	Résultats de l'analyse de FINDLAY et CLAY pour une cavité ne contenant que le cristal de Nd:YLF : L=0,005. . . . .	104
5.18	Distribution de la température dans le Nd:YLF pour plusieurs concentration de dopants avec les puissances absorbées limites associées : (i) 1 % at., $P_{abs,lim} = 13$ W, $l = 7$ mm, (ii) 0,5 % at., $P_{abs,lim}=16$ W, $l = 7$ mm et (iii) 0,7 % at., $P_{abs,lim}=18$ W, $l = 10$ mm. . . . .	107
5.19	Variation de la puissance laser en fonction de la position du waist de la pompe dans le cristal Nd:YLF axe a 1 % d'at., de 7 mm de longueur et, pompé à 806 nm. L'optimum est à 1,8 mm de la surface incidente du cristal. . . . .	108
5.20	Valeurs de la puissance laser $P_l$ en fonction du coefficient d'absorption $\alpha_p$ et de la position du waist $z_p$ , montrant la variation de la position optimale du waist. . . . .	108
5.21	Puissance laser maximale du Nd:YLF pompé à 806 nm (pour $P_{abs} = P_{abs,lim}$ ) en fonction du coefficient d'absorption (niveau inférieur de l'axe horizontal) et de la concentration de Nd (niveau supérieur de l'axe horizontal). . . . .	109
5.22	(haut) Puissance laser à 1321 nm du Nd:YLF axe a 1 % at. pompé à 806 nm en fonction des transmissions des coupleurs, et (bas) Puissance laser à 1321 (axe a) et à 1314 nm (axe c) pour une transmission du miroir de sortie $T = 2$ %. . . . .	111
5.23	Puissance laser à 1321 nm du Nd:YLF axe a pompé à 806 nm, 0,7 % at. et $T_{coupleur} = 2$ % . . . . .	112
5.24	Puissance laser optimale, théorique (courbe) et expérimentale (points), pour la configuration utilisée (25 W de puissance pompe) en fonction du coefficient d'absorption et pour une longueur d'onde de pompe de 806 nm et une longueur de cristal de 10 mm. . . . .	113
5.25	Spectromètre à réseau pour contrôler le faisceau laser. . . . .	114

5.26	Courbes d'accordabilité du laser du Nd:YLF (1 % at., <i>axe a</i> ) sur les raies de transition $\pi$ (cercles noirs) et $\sigma$ (carrés vides) pour une puissance absorbée de 7 W à 806 nm. . . . .	115
5.27	Puissance laser du Nd:YLF (1 % at., <i>axe a</i> ) à 1322,6 nm en fonction de la puissance absorbée à 806 nm pour plusieurs éléments sélectifs . . . . .	116
6.1	Distribution spatiale de l'intensité produit par l'interférence entre deux ondes contra-propagatives avec la même fréquence optique et Spatial hole burning . . . . .	121
6.2	Rétrodiffraction ( <i>backscattering</i> ) induite par la création d'un réseau d'intensité d'ondes stationnaires. . . . .	121
6.3	Diode optique utilisant un rotateur Faraday dans une cavité en anneau. . . . .	124
6.4	Cavité linéaire avec « sélecteurs » de mode pour générer une onde monofréquence à 1322,6 nm pour un cristal de Nd:YLF de 7 mm de long et dopé à 0,7 % d'at. . . .	126
6.5	Puissance à 1322,6 nm du laser Nd:YLF ( <i>axe a</i> , 0,7 % at.) monomode en fonction de la puissance absorbée à 806 nm, avec deux étalons solides intra-cavités : un non traité de 0,1 mm d'épaisseur et, un de 0,3 mm d'épaisseur avec un traitement réfléchissant $R = 0,6$ à 1322 nm. . . . .	128
6.6	Courbe à l'oscilloscope de la transmission à travers un Fabry Perot confocal de 0,75 GHz d'intervalle spectral libre confirmant l'opération monofréquence à 1322,6 nm du laser à onde stationnaire incorporant deux étalons intra-cavité. . . . .	128
6.7	Schéma explicatif et fréquences propres de la cavité à « mode hélicoïdal ». . . . .	129
6.8	Onde résultante de la combinaison de deux ondes contra-propagatives polarisées circulairement à droite et à gauche. . . . .	131
6.9	Cavité à mode hélicoïdal pour un cristal de Nd:YLF <i>axe c</i> à 1 % d'at. pompé par diode fibrée. $X$ : cristal de Nd:YLF, $DF$ : diode couplée à une fibre de 200 $\mu\text{m}$ de coeur, $\lambda/4$ : lame quart d'onde d'ordre faible traitée antireflet à 1,3 $\mu\text{m}$ , $L$ : lame de verre inclinée à l'angle de Brewster, $E$ : étalon mince, $C$ : coupleur de sortie ( $T=2\%$ ). Ici $f_1 = 60$ mm, $f_2 = 80$ mm, $d_1 = 280$ mm, $d_2 = 300$ mm, $R_1 = 100$ mm et $R_2 = 500$ mm. . . . .	132

- 6.10 Courbe d'accordabilité du laser Nd:YLF dans la cavité à mode hélicoïdal autour de 1314 nm pour une puissance absorbée de 12 W autour de 806 nm. . . . . 133
- 6.11 Puissances laser en fonction de la puissance absorbée pour 1314 et 1312 nm . . . . 134
- 6.12 Courbe à l'oscilloscope de la transmission à travers un Fabry Perot confocal de 0,75 GHz d'intervalle spectral libre confirmant l'opération monofréquence autour de 1312,6 nm du laser à mode hélicoïdal. . . . . 134
- 6.13 Laser Nd:YLF simple passage *axe a* à 0,7 % d'atomes.  $R_1 = R_2 = 300$  mm,  $d_1 = 200$  mm,  $d_2 = 190$  mm et  $d_3 + d_4 \sim 1000$  mm,  $E$  : étalon solide en Suprasil et  $RF$  : rotateur Faraday en TGG fournissant  $4^\circ$  de rotation. . . . . 136
- 6.14 Puissance du laser en anneau monofréquence avec un seul passage dans le cristal à 1321,3 (cercles noirs) et 1322,6 nm (cercle vide) pompé à 806 nm. . . . . 136
- 6.15 Laser Nd:YLF double passage *axe a* à 0,7 % d'atomes.  $R_1 = R_2 = 300$  mm,  $d_1 = 200$  mm,  $d_2 = 190$  mm et  $d_3 + d_4 \sim 1000$  mm,  $E$  : étalon solide en Suprasil et  $RF$  : rotateur de Faraday en TGG fournissant  $4^\circ$  de rotation. . . . . 137
- 6.16 Puissance laser en anneau monofréquence avec double passage dans le cristal à 1321,3 (cercles noirs) et 1322,6 nm (cercle vide) pompé à 806 nm. . . . . 138
- 6.17 Courbes d'accordabilité du laser Nd:YLF en anneau double passage autour de (i) 1321 nm et (ii) 1314 nm pour une puissance pompe absorbée de 3,87 W. . . . . 139
- 6.18 (a) Laser en anneau bi-directionnel, (b) cavité en anneau avec un miroir de couplage unidirectionnel d'après [43], (c) diagramme conceptuel de la cavité en anneau avec le miroir de couplage unidirectionnel. . . . . 140
- 6.19 Laser Nd:YLF (*axe a*, 0,7 % at.) en anneau avec un miroir  $M_{ext}$  de couplage unidirectionnel.  $d_1 = 140$  mm,  $d_2 = d_3 = 170$  mm,  $d_4 = 125$  mm,  $R_1 = R_2 = 500$  mm,  $T = 2$  % est le coupleur de sortie. Le miroir  $M_{ext}$  a un coefficient de réflexion  $R = 60$  %, lorsque la structure de mode, avec et sans  $M_{ext}$ , est identique. L'écart entre le coupleur de sortie et  $M_{ext}$  peut être quelconque à partir du moment où le mode retournant dans le résonateur soit suffisamment adapté avec celui du laser. F.O. : filtre optique (étalon de 0,3 mm d'épaisseur avec traitement  $R = 0,10$ ). . . . 142
- 6.20 Structure des modes longitudinaux du laser en anneau avec le miroir externe  $M_{ext}$  ( $R = 0,6$ ), parfaitement identique à celle du laser sans le miroir  $M_{ext}$ . . . . . 143

- 6.21 Cavité en anneau avec la diode optique (DO) localisée dans un « résonateur » en anneau externe couplé par le coupleur de sortie  $T$ . *Attention les flèches dans le résonateur externe doivent être inversées.* . . . . . 144
- 6.22 Valeur de la réflectivité effective  $R_{eff}$  en fonction de la longueur d'onde laser par rapport au coefficient de réflexion du coupleur de sortie  $R_{oc}$ .  $\lambda^2/l$  représente l'intervalle spectral libre de la cavité de longueur  $l$ . Les signes  $+/-$  et  $+$  sont, respectivement, les régions où le laser est quasi-directionnel et unidirectionnel. . . 146
- 6.23 Même laser que celui décrit dans la figure 6.21 mais avec la présence des transducteurs piézo-électrique  $PZT_1$  et  $PZT_2$  agissant sur la longueur optique de la cavité externe et de la cavité principale. Les signaux A, B et C sont caractérisés par des photodiodes et le signal A est analysé par le lambdamètre et l'interféromètre Fabry Perot. *Attention toutes les flèches dans le résonateur externe doivent être inversées.* 147
- 6.24 Signaux (A et C) de la cavité principale lorsque la longueur de la cavité laser varie. Les petits creux au niveau de 1 % sont dus aux instabilités du courant alimentant la diode de pompe. . . . . 147
- 6.25 Puissances laser provenant des cavités principales et externes quand on fait varier la longueur de la cavité externe en utilisant  $PZT_1$ . A : principale (+); B : externe (+); C : principale (-). Les creux en C proviennent des fluctuations de courant alimentant la diode de pompe. . . . . 149
- 6.26 La CADOER utilisée pour générer un rayonnement à 1322,6 nm. E : étalon de Suprasil de 0,1 mm d'épaisseur ; RF : rotateur Faraday de TGG transmettant 80 % de l'onde laser. Les creux en C proviennent des fluctuations de courant alimentant la diode de pompe. . . . . 150
- 6.27 Puissance laser monomode à 1322,6 nm en fonction de la puissance absorbée à 806 nm pour la CADOER. . . . . 151
- 6.28 Laser en anneau conventionnel utilisé pour générer un faisceau monomode à 661,3 nm. RF : rotateur Faraday ; E : étalon solide de 0,1 mm d'épaisseur. . . . . 154
- 6.29 Puissance de l'onde à 661,3 nm en fonction de la puissance absorbée pour le doublage intracavité du laser en anneau conventionnel pompé à 806 nm. . . . . 155
- 6.30 La CADOER plus doublage intracavité avec une transmission  $T = 2\%$  autour de 1320 nm. . . . . 156

6.31	Puissance de la fréquence double en fonction de la puissance absorbée et en encadré les pics d'Airy de l'interféromètre Fabry Perot d'analyse montrant le régime monomode de la CADOER. . . . .	157
6.32	Puissance à 660,5 nm de la CADOER en fonction de la puissance absorbée à 797 nm et à 806 nm pour l'expérience (points) et pour le modèle (courbe). . . . .	161
A.1	Le banc de pompage est constitué de la source de pompage et des optiques de focalisation (doublet 1 et 2) du rayonnement de la pompe dans le milieu à gain. . . . .	168
A.2	Alignement du cristal laser avec un laser rouge He-Ne, où $D_{1,2}$ = doublets et $D$ = diaphragme. . . . .	169
A.3	Réglage du miroir laser incident avec l'axe optique. . . . .	169
A.4	Utilisation d'un résonateur deux miroirs à $1,3 \mu\text{m}$ pour aligner une cavité à trois miroirs. Le faisceau 2 est superposé sur le faisceau 1 à l'aide du coupleur de sortie, et les tâches se recouvrent. . . . .	170
A.5	Alignement d'une cavité en anneau avec un laser plan-plan (comme dans la figure) ou plan-concave. . . . .	172
A.6	Alignement d'une cavité en anneau avec une cavité linéaire en croix. . . . .	172
B.1	Accordabilité de la longueur d'onde laser vers $\lambda_m$ . les flèches en pointillées indiquent des longueurs d'onde ( $\lambda_1$ et $\lambda_n$ ) non résonantes, mais potentiellement accessibles à l'aide d'une rotation du miroir de sortie dans le plan de la cavité. . . . .	174
B.2	Procédure de réglage pour insérer un prisme dans une cavité laser. . . . .	175
B.3	L'étalon 1 est tel que l'intervalle spectral libre excède la largeur entière à mi-hauteur de la courbe de gain. Le laser est monoraie et accordable (flèche courbée) sur toute la largeur. L'étalon 2 présente un intervalle spectral libre inférieur à la largeur de la courbe de gain. Le laser est multi-raie (bi-raie sur la figure). . . . .	176
C.1	Puissances laser en fonction de la puissance absorbée pour 1314 nm (triangles), 1312,6 nm (carrés) et 1312 nm (cercles noirs). . . . .	178