

## Lasers à base de cristaux dopé ytterbium.

Dès la démonstration de l'effet laser dans un cristal de rubis ( $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ) par Théodore Maiman en juillet 1960, d'intenses recherches ont été menées sur les ions susceptibles de fournir des propriétés laser à des matrices cristallines.

Les cristaux dopés par l'ion ytterbium ( $\text{Yb}^{3+}$ )<sup>23</sup> sont connus pour leurs propriétés laser depuis 1962 [Etzel, 62]. À cette époque, le pompage se faisait par des lampes à décharges émettant des spectres larges, principalement dans le visible, non adaptés aux spectres d'absorption des cristaux dopés ytterbium. Seule une faible portion de l'énergie délivrée par les flashes peut être absorbée par les transitions d'absorption étroites de l'ytterbium dans le proche infrarouge. Le faible effet laser démontré par Etzel avait alors lieu pour des températures d'environ 80 Kelvin et sous intense excitation impulsionnelle. L'intérêt de la communauté scientifique se porta donc naturellement vers des ions dopant absorbant efficacement le rayonnement visible émis par les lampes flash, tels que les matériaux dopés par des ions néodyme et en particulier le très célèbre Nd:YAG. Les cristaux dopés ytterbium ont connu un fort regain d'intérêt depuis une quinzaine d'années avec l'apparition des diodes laser à base de InGaAs émettant dans le proche infrarouge autour de 900-980 nm, longueurs d'ondes correspondant aux transitions d'absorption de l'ion ytterbium.

Nous présentons dans cette partie une étude théorique et expérimentale des lasers à base de cristaux dopés par des ions ytterbium, et pompés par diode laser, émettant autour de 1000 nm pour être doublés en fréquence autour de 500 nm. Comme nous le verrons, les difficultés liées à cette longueur d'onde infrarouge sont multiples, surtout en utilisant un pompage par diodes laser qui fournissent des faisceaux de mauvaise qualité spatiale. Dans le cas d'une excitation à 980 nm et d'une émission à 1003 nm, le schéma de niveaux d'énergie mis en jeu dans le processus laser tend vers un système à deux niveaux, puisque le défaut quantique<sup>24</sup> approche les 2%.

Pour mieux faire appréhender au lecteur les particularités de ce schéma laser, nous allons d'abord montrer toute la diversité des propriétés laser que peut apporter l'ion ytterbium lorsqu'il est inséré dans une matrice hôte. Nous utiliserons ensuite les équations d'évolution des intensités de pompe et laser pour en tirer les paramètres pertinents de notre étude. Cela nous permettra de déterminer les meilleurs candidats pour une émission à 1000 nm. Les réalisations expérimentales et les résultats obtenus seront ensuite présentés pour deux cristaux différents (Yb:YSO et Yb:KYW) et à deux longueurs d'ondes de pompe différentes. Enfin, un programme de simulations numériques basé sur les équations précédentes sera utilisé pour proposer des améliorations dans le cas du pompage à 930 nm.

### B-I Introduction aux lasers dopés ytterbium :

Avant de rentrer dans le détail des travaux menés, nous commençons par présenter ici les caractéristiques spectroscopiques principales des cristaux dopés ytterbium. Nous montrons ici les tendances générales sans rentrer profondément dans les détails, mais le lecteur intéressé par des explications plus poussées sur les mécanismes mis en jeu pourra se référer aux

<sup>23</sup> Sauf mention contraire, lorsque nous parlerons d'ion ytterbium, nous ferons référence à l'ion trivalent  $\text{Yb}^{3+}$ .

<sup>24</sup> Écart d'énergie relatif entre un photon de pompe et un photon laser.

mémoires de thèse de Messieurs Gaumé [Gaumé, 02] et Chénais [Chénais, 02] et/ou aux articles de référence [Krupke, 00] et [DeLoach, 93].

### B-1.1 Différents types de cristaux dopés ytterbium pour différentes applications :

Dans cette première partie, nous allons essayer de montrer au lecteur toute la diversité des cristaux massifs dopés ytterbium au niveau de leurs propriétés spectroscopiques et de leurs applications. Nous nous éloignons donc très légèrement de notre sujet, mais cela nous permettra de situer les lasers à base de cristaux dopés ytterbium parmi les différentes applications possibles. Deux encadrés agrémentent cette partie, l'un portant sur les effets menant à des spectres larges en émission et en absorption (Encadré B.1) et l'autre sur la conductivité thermique des cristaux laser (Encadré B.2).

#### B-1.1.a D'où viennent leurs propriétés laser ?

La configuration électronique de l'ion ytterbium  $\text{Yb}^{3+}$  est noté  $[\text{Xe}]4f^{13}$ , ce qui correspond à la configuration complète du gaz rare xénon à laquelle sont ajoutés 13 électrons sur la couche 4f. Cette couche est complète lorsqu'elle est remplie de 14 électrons, si bien que la couche 4f de l'ion ytterbium souffre d'un déficit d'un électron. C'est ce déficit d'un électron qui confère à l'ion ytterbium ses propriétés optiques. Lorsqu'il est isolé, l'ion ytterbium, présente un schéma d'énergie très simple puisqu'il n'est constitué que de deux multiplets dégénérés séparés d'environ  $10000 \text{ cm}^{-1}$  ( $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$ ) par couplage spin-orbite<sup>25</sup> et notés  $^2F_{7/2}$  (multiplet fondamental) et  $^2F_{5/2}$  (multiplet excité) (gauche de la figure B-1). Le multiplet  $^2F_{7/2}$  est dégénéré 8 fois alors que le multiplet excité  $^2F_{5/2}$  est dégénéré 6 fois. L'inversion de population ne peut pas être réalisée dans une configuration à deux niveaux, si bien que l'ion ytterbium isolé n'est pas prédisposé à être utilisé comme milieu laser.

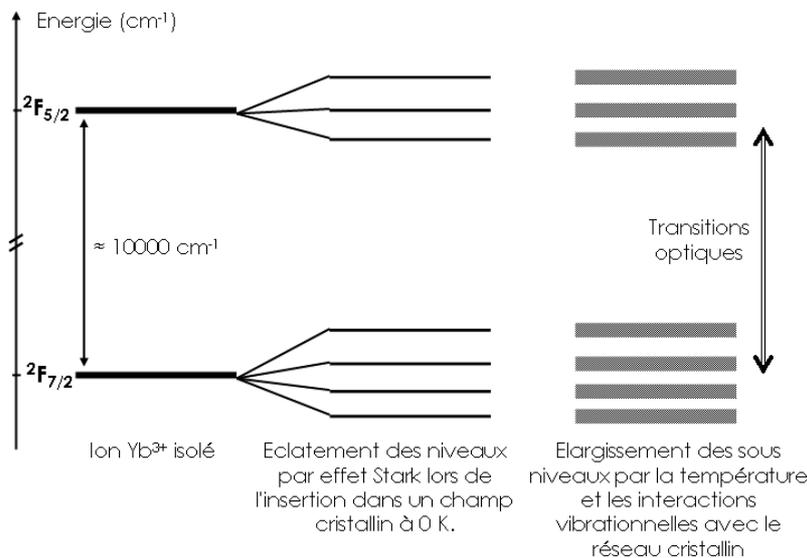


Figure B-1 : Evolution des niveaux d'énergie de l'ion ytterbium à l'état isolé et lorsqu'il est inséré dans une matrice cristalline hôte à température ambiante.

<sup>25</sup> Couplage entre le champ magnétique du noyau créé par le mouvement orbital d'un électron, et le moment de spin de l'électron.

Inséré dans une matrice cristalline au sein de laquelle il se substitue à un composant "originel" du cristal, l'ion Yb est soumis au champ électrique créé par les ions qui l'entourent, et appelé champ cristallin. C'est ce champ cristallin qui est à l'origine de la levée de dégénérescence partielle, par effet Stark<sup>26</sup>, des deux multiplets en sous-niveaux séparés de quelques centaines de  $\text{cm}^{-1}$  (milieu de la figure B-1). Le multiplet fondamental  $^2F_{7/2}$  se sépare en 4 sous-niveaux et le multiplet  $^2F_{5/2}$  en 3 sous-niveaux, la dégénérescence de chacun des sous-niveaux est alors de 2. L'apparition de ces sous-niveaux par l'effet du champ cristallin rend alors possible la création de l'inversion de population et l'effet laser. Les longueurs d'ondes d'absorption s'étalent d'environ 900 à 980 nm et les longueurs d'ondes d'émission de 980 à 1080 nm. Enfin, par interaction des niveaux électroniques avec les modes de vibration du réseau cristallin (phonons), chaque sous-niveau se trouve élargi (droite de la figure B-1), ce qui a pour conséquence d'élargir chaque transition optique possible entre sous-niveaux de multiplets différents.

L'éclatement des sous-niveaux et leur élargissement sont donc dépendants de la matrice hôte d'accueil, si bien que chaque cristal dopé ytterbium présentera des caractéristiques spectroscopiques différentes d'un autre, tant au niveau des valeurs de sections efficaces et des longueurs d'ondes d'émission et d'absorption, qu'au niveau de la forme et de la largeur des transitions ou du temps de vie du multiplet excité.

Des recherches dans le domaine de la chimie du solide et en particulier de l'élaboration de nouveaux cristaux dopés ytterbium pour des applications laser sont donc menées pour développer des matériaux ayant les propriétés adaptées à applications lasers spécifiques. C'est par exemple le cas au Laboratoire de Chimie Appliquée de l'État Solide (LCAES) de l'Ecole Nationale Supérieure de Chimie de Paris, où de nouveaux cristaux dopés ytterbium sont développés pour améliorer leurs propriétés laser. L'Équipe Lasers Solides et Applications (ELSA) travaille en étroite collaboration avec le LCAES depuis plusieurs années et plusieurs thèses. C'est aussi le cas du Laboratoire d'Électronique et de Technologie de l'Information du Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA-LETI) de Grenoble qui développe de nouveaux cristaux lasers et qui nous a fourni plusieurs échantillons pour ces travaux. Les principaux axes de recherche se tournent vers les cristaux ayant des spectres d'émission larges et réguliers, pour la production d'impulsions ultra-courtes (femtoseconde), et vers les matériaux aux bonnes propriétés thermomécaniques pour les lasers de puissance (voir en particulier les thèses de R. Gaumé et S. Chénais menées conjointement au LCAES et dans l'équipe ELSA [Gaumé, 02] et [Chénais, 02]).

#### *B-I.1.b Différentes utilisations :*

Les cristaux dopés ytterbium présentent donc des propriétés spectroscopiques différentes suivant la matrice cristalline hôte. Certains cristaux ont des spectres larges et réguliers, leurs sections efficaces d'émission sont généralement modestes, d'autres ont des spectres plus chahutés et des sections efficaces plus élevées, d'autres encore bénéficient de fortes sections efficaces et de spectres étroits. Suivant ses propriétés spectroscopiques et thermomécaniques, un cristal dopé ytterbium sera alors dédié à des applications spécifiques.

<sup>26</sup> Du nom du physicien bavarois né en 1874 et ayant obtenu le prix Nobel en 1919 pour sa découverte du dédoublement des raies spectrales en présence d'un champ électrique. C'est cet effet qui sépare les sous-niveaux de chaque multiplet.

**Encadré B.1 - Élargissement des spectres dans les cristaux dopés ytterbium :**

De nombreux effets contribuent à l'élargissement des sous-niveaux et donnent ainsi lieu à des spectres d'absorption et d'émission larges. L'interaction électrons-phonons est la première cause d'élargissement des raies et a lieu dans tous les cristaux. C'est un élargissement homogène des transitions. D'autres effets s'ajoutent à cette interaction pour donner à certains cristaux des spectres particulièrement larges et réguliers. Leur point commun est de créer un désordre des sites d'accueil de l'ytterbium dans la matrice hôte. Les trois principales causes d'élargissement inhomogène menant au désordre de la maille cristalline et à des spectres larges et réguliers sont décrit ici.

**Plusieurs sites d'accueil possibles :**

Un même constituant peut avoir plusieurs sites différents dans une même maille cristalline, et donc des environnements différents. Ainsi, certaines matrices peuvent présenter plusieurs sites d'accueil non équivalents pour l'ion ytterbium. Suivant le site où il se greffe, l'ion ytterbium ne voit alors pas le même champ cristallin, dépendant des voisins qui l'entourent, et l'éclatement des sous-niveaux est différent. Cet aspect multisite est la première cause du "mélange" des sous-niveaux et de l'élargissement des spectres d'absorption et d'émission, comme dans le Yb:SYS où l'ytterbium se substitue à l'yttrium dans 2 sites différents.

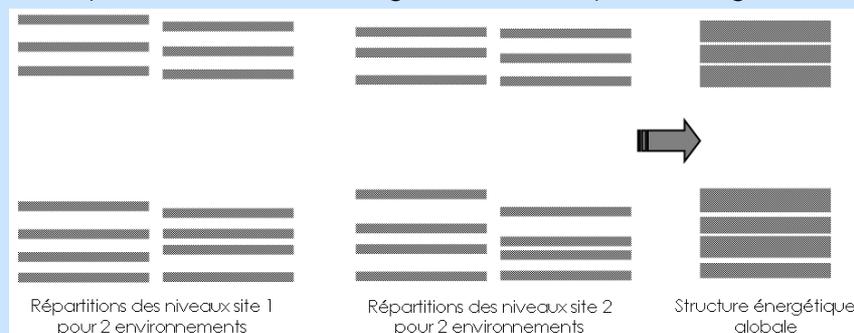
**La compensation de charge :**

Un ion ytterbium peut aussi substituer un ion de charge différente. Cette différence de charge donne lieu à une réorganisation locale des ions dans l'environnement de l'Yb. C'est par exemple les cas du Yb:CaGdAlO<sub>4</sub>, pour lequel l'ytterbium substitue soit des ions gadolinium (Gd<sup>3+</sup>), soit des ions calcium de charge différente (Ca<sup>2+</sup>) ou du Yb:CaF<sub>2</sub>, où là encore, l'ytterbium remplace des ions Ca<sup>2+</sup>.

**Différents "voisinages" pour chaque site :**

A ceci s'ajoutent différentes contributions, telles que la présence d'impuretés, de lacunes ou encore de dislocations dans le cristal. Dans tous les cas, le champ cristallin au voisinage d'un ion ytterbium se trouve modifié, ainsi que la répartition et l'élargissement de ses sous-niveaux d'énergie.

Chaque ion ytterbium peut se trouver dans l'une ou l'autre des situations, si bien que globalement, l'addition des différentes répartitions possibles (ainsi que l'élargissement de chaque sous-niveau) induit un mélange des sous-niveaux et des spectres d'émissions larges. La figure suivante montre un exemple schématique de la répartition et de l'élargissement des sous-niveaux d'énergie d'ions ytterbium placés dans deux sites d'accueil avec différents environnements. La partie de droite de la figure reflète le "spectre" large résultant.



Élargissement de la structure énergétique globale d'un cristal dopé ytterbium présentant deux sites d'accueil et différents environnements. Voir par exemple le spectre du Yb:SYS (Figure B-2 droite).

Les matériaux à spectres larges et réguliers sont utilisés pour produire des impulsions ultracourtes femtoseconde avec des lasers impulsionnels à modes bloqués ou pour amplifier ces impulsions dans des amplificateurs régénératifs [Courjaud, 02a] [Raybaut, 03]. Ce sont par exemple les oxyapatites Yb:SYS ( $\text{Yb}^{3+}:\text{SrY}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O}$ ) [Druon, 02] et Yb:GdCOB ( $\text{Yb}^{3+}:\text{CaGdO}(\text{BO}_3)_3$ ) [Druon, 00] et le borate Yb:BOYS ( $\text{Yb}^{3+}:\text{Sr}_3\text{Y}(\text{BO}_3)_3$ ) [Druon, 02b], avec lesquels des impulsions aussi courtes que 69 fs ont été obtenues pour le Yb:BOYS. Les verres dopés ytterbium ont longtemps détenu le record de durée d'impulsions pour les matériaux dopés ytterbium pompés par diode avec 58 fs [Hönninger, 98]. Récemment, un nouveau cristal aux spectres particulièrement larges et à la conductivité thermique élevée, le Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> a été développé au LCAES [Petit, 05]. Il a permis pour la première fois avec un cristal massif dopé ytterbium de passer sous la barre des 50 fs et d'atteindre 47 fs en pompage par diode [Zaouter, 05]. Pour exemple, on a reporté sur la figure B-2 suivante les spectres des Yb:SYS et Yb:CaGdAlO<sub>4</sub>.

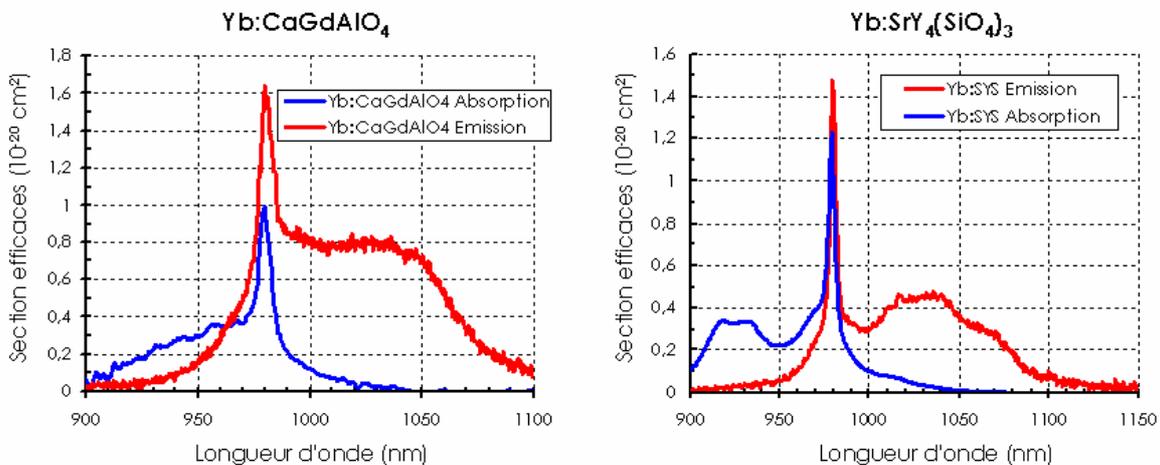


Figure B-2 : Spectres d'émission et absorption des cristaux de Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> (gauche) et Yb:SYS ( $\text{Yb}^{3+}:\text{SrY}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O}$ ) (droite). Une seule des deux polarisations du Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> (cristal uniaxe) est représentée.

D'autres cristaux aux spectres moins larges et plus chahutés sont souvent utilisés dans les oscillateurs femtoseconde "de puissance" avec des durées d'impulsions supérieures à la centaine de femtosecondes. Le grenat Yb:YAG et les tungstates Yb:KGW et Yb:KYW occupent des places particulières, grâce à la maîtrise de leur croissance, leurs bonnes propriétés thermomécaniques et leurs sections efficaces d'absorption et d'émission élevées [Aus der Au, 00], [Brunner, 02], [Courjaud, 02b]. Certains de ces matériaux sont même utilisés dans des gammes commerciales d'oscillateurs et d'amplificateurs femtoseconde de fortes puissances [Amplitude Systèmes].

Ces cristaux permettent aussi de produire des puissances élevées en régime continu avec des cristaux massifs et un schéma de pompage utilisant des "entonnoirs" à lumière (> 1kW) [Honea, 00], ou en utilisant la technique du disque mince proposée par le groupe de A. Giesen à l'Université de Stuttgart [Stewen, 00]. Des produits commerciaux sont d'ailleurs maintenant disponibles, à base de cristaux de Yb:YAG ou de Yb:KYW en disque mince, émettant plus de cent Watts en mode gaussien et en régime continu [Lot-Oriel]. Le cristal de YAG occupe une place de choix parmi les matrices hôtes pour les ions terres rares, principalement grâce à ses bonnes propriétés thermomécaniques et en particulier sa conductivité thermique élevée ( $\approx 11 \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$ ). Le Nd:YAG, avec ses sections efficaces d'absorption et d'émission élevées, est sans doute le matériau laser pompé par flash le plus

utilisé dans les lasers solides commerciaux<sup>27</sup>, alors que le Yb:YAG est jusqu'à maintenant le cristal dopé ytterbium le plus répandu<sup>28</sup> et le premier cristal dopé ytterbium à avoir été utilisé en pompage par diode laser au début des années 1990 [Lacovara,91]. Néanmoins, de manière générale, la conductivité thermique d'un cristal se trouve diminuée lorsqu'il est dopé par un ion actif (ou tout autre impureté). Cette diminution est d'autant plus grande que le taux de dopage est important (Voir Encadré B.2 sur la conductivité thermique). Comme il est expliqué dans l'encadré, la conductivité thermique d'un cristal dopé diminuera peu si l'ion ytterbium a une masse proche de celle du composant substitué. La grande valeur de conductivité thermique vantée dans de nombreux articles comme l'un des arguments principaux dans le choix de l'Yb:YAG est donc à prendre avec précautions. La conductivité thermique du YAG "pur" est d'environ  $11 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ , alors qu'elle tombe à environ  $6,5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  pour un cristal de Yb:YAG dopé à hauteur de 10% en atome d'ytterbium [Gaumé, 03].

On trouve aussi la famille des fluoroapatites, avec par exemple le Yb:S-FAP ( $\text{Yb}^{3+}:\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ ) [Payne, 94] choisi comme milieu amplificateur par le Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) pour le projet Mercury dans le cadre du projet de fusion inertielle par laser [NIF-LLNL]. Ce cristal présente des spectres d'émission et d'absorption particulièrement fins et les sections efficaces sont particulièrement élevées. Les sesquioxides dopés ytterbium Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> présentent de très bonnes conductivités thermiques même lorsqu'ils sont dopés et sont beaucoup développés sous forme de céramiques. Leur conductivité thermique non dopés sont de l'ordre de  $12\text{-}13 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ , elle reste à une valeur élevée d'environ  $11 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  pour le Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> dopé à hauteur de 3% et à plus de 6,6 pour les deux autres [Peters, 02]. Cette faible diminution s'explique par la faible différence de masse entre un ion ytterbium et un ion lutécium (Voir Encadré B.2 sur la conductivité thermique). Leur température de croissance est très élevée ( $2430^\circ\text{C}$ ) et la synthèse de ces matériaux sous forme cristalline est donc difficile. La figure suivante montre les spectres d'émission des cristaux de Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (tiré de [Shirakawa, 03]), Yb:LSO (voir ci-après) et Yb:S-FAP avec ses transitions particulièrement étroites.

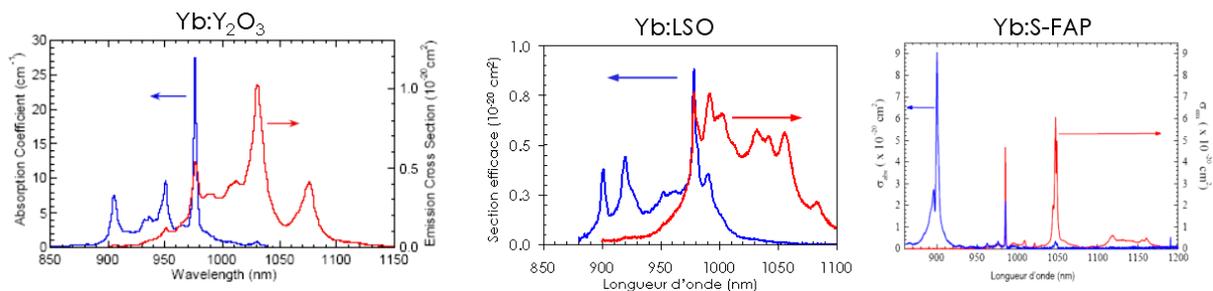


Figure B-3 : Spectres d'absorption et d'émission des Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb:LSO et Yb:S-FAP.

La famille des silicates, avec en particulier les Yb:YSO ( $\text{Yb}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ ) et Yb:LSO ( $\text{Yb}^{3+}:\text{Lu}_2\text{SiO}_5$ ), commence à faire son apparition tant pour le développement de sources accordables avec des puissances de plusieurs Watts [Jacquemet, 05], que pour la production d'impulsions courtes à des puissances supérieures au Watt. Des impulsions de 260

<sup>27</sup> Voir par exemple la gamme de sources laser proposée par Quantel.

<sup>28</sup> Les développements du Yb:YAG et son utilisation très répandue sont naturellement dues à la place de choix déjà tenue par le Nd:YAG. Avec l'apparition des diodes de puissance à 900-980 nm correspondant sa bande d'absorption, l'ion ytterbium se révéla prometteur pour le développement de lasers solides pompés par diode. C'est le Yb:YAG qui fut le premier utilisé à température ambiante. Il ne cesse depuis de faire ses preuves.

fs ont été obtenues avec une puissance de plus de 2,5W moyen pour une puissance de pompe 14W à 978 nm en utilisant un cristal de Yb:LSO dopé à hauteur de 8 % en ions ytterbium [Thibaut, 05]. Dopées au cérium (Ce), les deux matrices de YSO et de LSO sont très largement utilisées dans le domaine des scintillateurs. Leur croissance est donc maintenant bien maîtrisée, ce qui permet de doper ces matrices par d'autres ions actifs tels que l'ytterbium pour des applications laser. Pour les mêmes raisons que le sesquioxyde Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, même pour des taux de dopage de plusieurs pourcents, le Yb:LSO garde une conductivité thermique proche de celle de la matrice non dopée ( $\approx 5,3 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ) [Viana, 04].

Comme nous l'avons vu dans la première partie de ce manuscrit, certains matériaux dopés ytterbium sont aussi utilisés comme matériaux auto-doubleurs de fréquence. Il s'agit principalement des Yb:MgO:LiNbO<sub>3</sub>, Yb:YAB ou Yb:YCOB (Yb:Ca<sub>4</sub>YO(BO<sub>3</sub>)<sub>3</sub>).

### *B-1.1.c Synthèse :*

Voilà donc un rapide tour d'horizon de la diversité des cristaux dopés ytterbium, tant au niveau de leur propriétés que de leurs applications. L'une des particularités de l'ion ytterbium face aux propriétés laser est sa grande sensibilité au champ cristallin dans lequel il est inséré. Les recherches et les développements dans le domaine de la cristallographie en lien étroit avec la communauté des "laséristes" sont donc très importants. La connaissance des matériaux et de leurs propriétés rend possible le développement de cristaux laser ayant les propriétés recherchées pour des applications particulières. Ainsi, il y a quelques années, les besoins en cristaux à spectres larges pour les lasers femtoseconde ont conduit à l'apparition des cristaux de Yb:SYS et Yb:BOYS<sup>29</sup>, mais dont les propriétés thermomécaniques restent limitées. Les travaux portant sur l'amélioration de ces propriétés thermiques ont ensuite permis de développer des cristaux dont la conductivité thermique varie peu avec le dopage (Yb:LSO ou Yb:CaGdAlO<sub>4</sub>) pour des applications à plus hautes puissances.

Nous allons maintenant rentrer dans le détail de la spectroscopie des cristaux dopés ytterbium, pour faire ressortir les paramètres importants qui nous permettront de choisir les bons matériaux pour des lasers efficaces à 1003 nm.

---

<sup>29</sup> Pour ne citer que eux.

**Encadré B.2 - Que dire de la conductivité thermique  $K_C$  des cristaux dopés ?**

Nous avons vu que le dopage d'un cristal par des ions actifs (ici l'ytterbium) engendre une modification de l'environnement des sites où l'ion actif se greffe. La conduction de la chaleur dans les matériaux cristallins se fait par l'intermédiaire des phonons (modes de vibrations du réseau) qui se propagent dans le cristal. Dans un matériau où un désordre structural est présent, les phonons ont plus de difficultés à se propager (ils sont en quelque sorte freinés par le désordre), ce qui diminue la conductivité thermique du solide. Un cristal dopé verra donc sa conductivité thermique diminuer par rapport à celle du matériau non dopé. On peut même dire que plus le désordre structural induit par le dopage est grand, et plus la conductivité thermique diminue. Ainsi, de manière générale, les cristaux à spectres larges ont des conductivités thermiques modestes. La conductivité thermique (ici pour les cristaux non dopés) du Yb:SYS est de  $2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , celle du Yb:BOYS de  $1,8 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et celle des Yb:verres est de  $0,8 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour ne donner que ces valeurs [Druon, 03]. Néanmoins, ceci n'est qu'une tendance générale puisque certains de ces cristaux à spectres larges bénéficient de bonnes conductivités thermiques comme le Yb: CaGdAlO<sub>4</sub> ( $K_C = 6,7 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour un dopage à 2%) et le Yb:CaF<sub>2</sub> ( $K_C = 4,1 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour un dopage à 9%,  $K_C$  CaF<sub>2</sub> non dopé  $9,7 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ).

Outre une bonne conductivité thermique du cristal hôte non dopé, il est intéressant, pour des applications laser, d'utiliser préférentiellement des matériaux dont la conductivité thermique diminue peu avec le taux de dopage en ions actifs. De manière générale, les matériaux non dopés ont une conductivité thermique d'autant plus importante que leurs température de fusion, masse molaire et densité sont élevées [Gaumé, 02]. Considérons maintenant le dopage par un ion actif. Si on désire minimiser la baisse de la conductivité thermique du matériau dopé, il est souhaitable de minimiser le désordre ajouté par le dopage. Romain Gaumé et ses collègues ont montré qu'il est possible de prédire et calculer l'évolution de la conductivité thermique d'un cristal dopé par des ions actifs [Gaumé, 03]. Ce modèle montre, en particulier, qu'en substituant un ion ytterbium à un ion de masse molaire voisine et de même charge\*, la baisse de la conductivité thermique avec le taux de dopage est minimisée. C'est ce qui est illustré dans le tableau suivant, donnant, pour différents couples de cristaux lasers de mêmes familles, les valeurs des conductivités thermiques des matériaux dopés et non dopés, ainsi que l'élément qui a été substitué.

Cristal	$K_C$ non dopé <sup>♦</sup>	$K_C$ dopé (valeur dopage)	Variation relative de $K_C$	Ion substitué (Var. relative de masse/Yb)
Yb:YAG	10,7	6 (15% at.) <sup>∇</sup>	43,4%	Yttrium - Y (49%)
Yb:GGG	8,0	6,9 (15% at.) <sup>∇</sup>	13,75%	Gadolinium - Gd (9%)
Yb:YSO	4,4	3,7 (5% at.) <sup>♦</sup>	16%	Yttrium - Y (49%)
Yb:LSO	5,5	5,3 (8% at.) <sup>♦</sup>	3,6%	Lutécium - Lu (1%)
Yb:Sc <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	16,5	6,6 (3% at.) <sup>♦</sup>	60%	Scandium - Sc (74%)
Yb:Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	12,2	11 (3% at.) <sup>♦</sup>	9,8%	Lutécium - Lu (1%)

\*Les rayons ioniques doivent aussi être proches, c'est une des règles de Pauling pour la substitution cationique.

♦ [Gaumé, 02]

∇ [Petit, 05b]

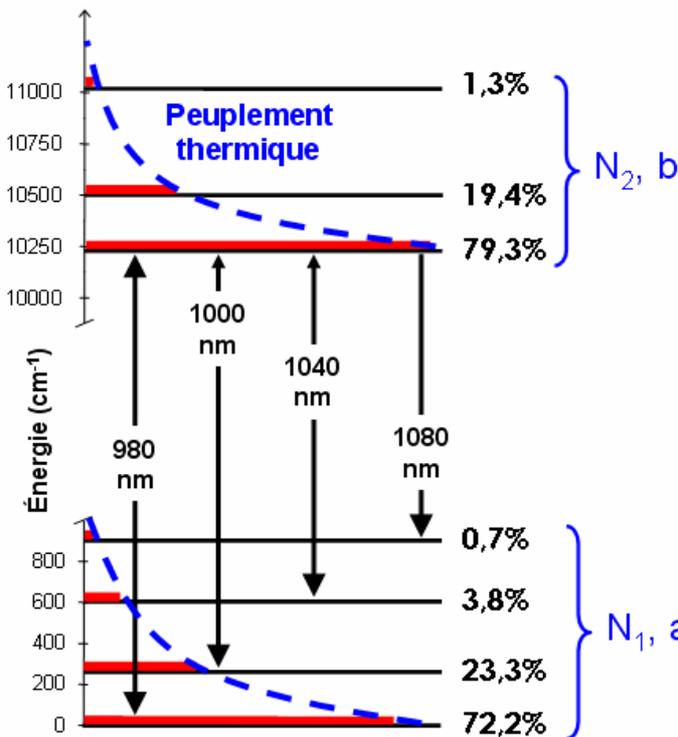
♦ [Viana, 04]

♦ [Peters, 02]

**B-1.2 Spectroscopie :**

*B-1.2.a Répartition énergétique des niveaux et peuplement thermique :*

Comme nous l'avons vu précédemment, la structure énergétique de l'ion ytterbium inséré dans une matrice cristalline est simple. Il n'est constitué que de deux multiplets,  ${}^2F_{7/2}$  (multiplet fondamental) et  ${}^2F_{5/2}$  (multiplet excité), séparés d'environ 10000  $\text{cm}^{-1}$ , correspondant à une longueur d'onde moyenne de 1  $\mu\text{m}$ . Au sein d'un même multiplet, les sous-niveaux Stark sont espacés de quelques centaines de  $\text{cm}^{-1}$ . A température ambiante T, cet écart en énergie est de l'ordre de l'énergie thermique  $k_B T$  ( $\approx 200 \text{ cm}^{-1}$  à 300 K), si bien que les sous-niveaux Stark d'un même multiplet sont naturellement peuplés suivant la statistique de Boltzmann. Ce type de peuplement est appelé par la suite "peuplement thermique". La répartition de la population de chaque sous-niveau au sein d'un même multiplet se fait avec un temps caractéristique inférieur à 10 ps [Krupke, 00]. Ce temps étant très inférieur au temps de vie du multiplet excité<sup>30</sup>, on peut considérer que, à chaque instant, le peuplement des sous-niveaux est régi par la statistique de Boltzmann. La figure B-4 montre le schéma d'énergie des niveaux pour le Yb:YSO, suivant la polarisation X de ce cristal biaxial (d'après [Gaumé, 02b]), ainsi que la répartition schématisée du peuplement des niveaux. Les quantités  $f_a$  et  $f_b$  représentent les proportions d'ions ytterbium sur chaque sous-niveau a ou b d'un multiplet par rapport à la population totale du multiplet auquel ils appartiennent.



**Statistique de Boltzmann pour le peuplement thermique des niveaux :**

Un sous-niveau du multiplet fondamental  ${}^2F_{7/2}$  sera noté a et un sous-niveau du multiplet excité  ${}^2F_{5/2}$  sera noté b.

$$f_a(T) = g_a \frac{e^{-E_a/k_B \cdot T}}{\sum_{i=1}^4 g_i \cdot e^{-E_i/k_B \cdot T}}$$

$$f_b(T) = g_b \frac{e^{-E_b/k_B \cdot T}}{\sum_{j=1}^3 g_j \cdot e^{-E_j/k_B \cdot T}}$$

Les  $g_i$  et  $g_j$  sont les facteurs de dégénérescence des sous-niveaux des multiplets fondamentaux et excités, tous égaux à 2.

Figure B-4 : Répartition des niveaux d'énergie et des populations de chaque sous-niveau pour le site d'accueil n°2 dans Yb:YSO (pour les transitions d'absorption et d'émission du champ selon la polarisation X) sous l'influence d'un champ de pompe (pour que le multiplet excité soit peuplé). Les longueurs d'ondes correspondant aux maxima des transitions sont reportées. Les facteurs de peuplements  $f_a$  et  $f_b$  sont reportés à côté de chaque sous-niveau a ou b pour une température de 300 K. La population totale du multiplet fondamental est notée  $N_1$  et la population totale du niveau excité est notée  $N_2$ .

<sup>30</sup> Et a fortiori pour le niveau fondamental dont le temps de vie peut être considéré comme infini.

Ce schéma n'est qu'une représentation de l'éclatement et de la position des niveaux. Tout comme les facteurs de peuplement thermique, cette figure n'est plus valable pour des cristaux dont les spectres sont larges et réguliers, puisque dans ce cas les sous-niveaux ne peuvent plus être considérés comme discrets. Nous travaillerons ici avec des cristaux présentant des spectres plutôt discrets, pour lesquels les sections efficaces d'émission sont plus élevées. Nous pouvons donc considérer cette représentation comme valable et utiliser les peuplements thermiques tels qu'ils ont été définis ci-dessus.

L'une des propriétés clés des lasers à base cristaux dopés ytterbium, illustrée par la figure précédente, est leur caractère laser qualifié de "quasi-trois niveaux". Comme cette qualification le laisse entendre, les lasers ytterbium<sup>31</sup> se comportent donc presque comme des lasers à trois niveaux (mais pas tout à fait !). La différence vient du peuplement thermique des niveaux. A l'équilibre thermique et sans apport d'énergie extérieur, le niveau terminal de la transition laser est peuplé thermiquement. En général, le cristal dopé ytterbium est donc absorbant à la longueur laser recherchée. Il existe donc un seuil de puissance de pompe en dessous duquel le cristal est absorbant à la longueur d'onde laser et au dessus duquel il devient amplificateur. Plus la longueur d'onde laser recherchée se rapproche de 980 nm, et plus ce seuil de transparence est élevé en terme de puissance de pompe. C'est l'une des principales difficultés à laquelle nous serons confrontés pour un fonctionnement laser à 1003 nm.

Ce schéma d'énergie simple, et exempt de niveaux d'énergies supérieures dans le domaine optique, rend impossible tout phénomène parasite tel que l'absorption dans les états excités, la relaxation croisée ou l' "upconversion". Ces phénomènes, fréquemment rencontrés dans les matériaux dopés par des ions néodyme, erbium, praséodyme ou encore thulium, sont responsables d'une baisse de la population de l'état excité, diminuant ainsi l'efficacité de l'effet laser dans l'infrarouge. Ces phénomènes, que nous qualifions de parasites pour une émission "directe" dans l'infrarouge, peuvent néanmoins être mis à profit pour peupler des niveaux d'énergies supérieures<sup>32</sup> et ainsi développer des lasers à "upconversion", tels que ceux présentés dans la première partie de ce manuscrit.

Ces effets ne sont donc pas présents dans les cristaux dopés ytterbium. Néanmoins, d'autres effets plus "exotiques" et marginaux peuvent être observés par une émission visible (généralement bleu-vert-rouge). Cette émission dans le visible peut être due à la présence d'impuretés (ions erbium, thulium ou autre) pouvant avoir pollué le creuset dans lequel la croissance des cristaux dopés ytterbium a été réalisée. Elle peut également être due à un phénomène de luminescence coopérative, dans lequel deux ions ytterbium excités proches associent leur énergie pour se désexciter en émettant un seul photon dans le bleu-vert [Nakazawa, 70].

Les phénomènes d'interaction lumière-matière mis en jeu dans le processus d'effet laser sont l'absorption, l'émission stimulée et l'émission spontanée. Ils sont caractérisés par les grandeurs spectroscopiques suivantes : la section efficace d'absorption, la section efficace d'émission stimulée et le temps de vie radiatif du multiplet excité. Les sections efficaces sont dépendantes de la longueur d'onde, contrairement au temps de vie radiatif. Toutes ces

<sup>31</sup> C'est le petit nom que nous donnerons aux lasers à base de cristaux dopés par des ions ytterbium.

<sup>32</sup> Sous entendus, des niveaux d'énergies supérieures au niveau haut (excité) de la transition laser.

grandeurs sont déterminées par nos collègues chimistes du solide, principalement au Laboratoire de Chimie Appliquée de l'Etat Solide de l'Ecole Nationale Supérieure de Chimie de Paris. Bien qu'ayant participé aux mesures spectroscopiques pour les Yb:YSO et Yb:LSO, dont nous avons déjà parlé et dont nous reparlerons, je ne présenterai pas ici les techniques utilisées, mais laisse soin au lecteur de se reporter aux travaux de P. H. Haumesser [Haumesser, 00] ou à l'article très complet de Laura DeLoach et al. expliquant les méthodes de mesures et de calculs des sections efficaces et du temps de vie radiatif [DeLoach, 93].

### B-1.2.b Les sections efficaces "effectives" dans l'ytterbium :

Les sections efficaces d'absorption et d'émission sont définies spectroscopiquement à partir des coefficients d'Einstein entre deux sous-niveaux Stark  $a$  et  $b$ . A une longueur d'onde  $\lambda$  donnée, le principe de réciprocité indique que la section efficace d'émission égale la section efficace d'absorption, aux facteurs de dégénérescence des niveaux près. Néanmoins, les sections efficaces d'absorption et d'émission accessibles expérimentalement dépendent du peuplement thermique des niveaux considérés et ne sont donc que des sections efficaces effectives, fonctions de la température [Fan, 95]. Elles correspondent à :

$$\sigma_{abs}(\lambda, T_0) = f_a(T_0) \cdot \sigma_{a \rightarrow b}(\lambda) \quad (\text{Équation B-1})$$

$$\sigma_{em}(\lambda, T_0) = f_b(T_0) \cdot \sigma_{b \rightarrow a}(\lambda) \quad (\text{Équation B-2})$$

$$\text{où } \sigma_{a \rightarrow b}(\lambda) = \frac{g_b}{g_a} \cdot \sigma_{b \rightarrow a}(\lambda)$$

$g_a$  et  $g_b$  étant les facteurs de dégénérescence des sous-niveaux Stark  $a$  et  $b$ , tous égaux à 2 pour l'ytterbium, et  $T_0$  étant la température du cristal lors des mesures des spectres. Contrairement aux sections efficaces spectroscopiques, les sections efficaces effectives, mesurées en absorption et en émission à une longueur d'onde donnée, ont donc des valeurs différentes les unes des autres. Les sections efficaces à une température  $T$  différente de  $T_0$  sont tout simplement données par :

$$\sigma_{abs}(\lambda, T) = \sigma_{abs}(\lambda, T_0) \cdot \frac{f_a(T)}{f_a(T_0)} \quad (\text{Équation B-3})$$

$$\sigma_{em}(\lambda, T) = \sigma_{em}(\lambda, T_0) \cdot \frac{f_b(T)}{f_b(T_0)} \quad (\text{Équation B-4})$$

Une augmentation de la température se traduit alors par une modification des sections efficaces d'absorption et d'émission. La section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe et les sections efficaces d'émission aux longueurs d'ondes laser et de pompe diminuent alors que la section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser augmente. L'augmentation de la température réduit donc l'efficacité des lasers ytterbium.

L'introduction des sections efficaces effectives, intimement liées aux facteurs de peuplement thermique, a une conséquence immédiate et importante pour le traitement théorique qui suivra. On ne distingue pas 3 ou 4 sous-niveaux discrets dans le schéma laser, avec chacun leur population correspondante, mais deux multiplets de populations globales  $N_1$  et  $N_2$ . La distinction des sous-niveaux mis en jeu dans le schéma laser se fera par les sections effectives elles-mêmes contenant l'information du niveau considéré à travers les

facteurs  $f_a$  ou  $f_b$ . Nous considérerons donc seulement deux populations différentes,  $N_1$  et  $N_2$ , les densités de populations totales des multiplets fondamentaux et excités respectivement.

#### *B-1.2.c Un petit mot sur la transition à 980 nm - la "Zero-Line" :*

Dans les cristaux dopés ytterbium, la transition d'absorption la plus probable et donc la plus intense se situe généralement autour de 980 nm. Elle correspond à l'absorption d'un photon par un ion ytterbium passant du sous-niveau le plus bas du multiplet fondamental au sous-niveau le plus bas du multiplet excité (voir figure B-4). Cette transition particulière est souvent appelée en anglais la "Zero-Line" et son énergie est prise comme référence pour les autres transitions [DeLoach, 93]. Elle est quelques fois aussi appelée la raie  $0 \rightarrow 0$ , dénotant le fait qu'elle correspond à la transition entre les deux sous-niveaux de plus basse énergie des deux multiplets fondamental et excité [Vivien, 03]. En dessous de cette longueur d'onde, l'absorption prédomine sur l'émission, alors qu'au-dessus, c'est l'émission qui est prépondérante.

On peut toutefois noter l'exception du Yb:YAG, pour lequel la "Zero-Line" se situe à 968 nm, mais dont la transition d'absorption la plus intense correspond à une longueur d'onde de 940 nm. Cette dernière raie étant beaucoup plus large que la "Zero-Line", elle s'adapte mieux aux spectres émis par les diodes laser de puissance et c'est donc elle qui est utilisée pour pomper les cristaux de Yb:YAG.

#### *B-1.2.d Temps de vie et désexcitations non radiatives :*

Le temps de vie du multiplet excité  ${}^2F_{5/2}$  est le troisième paramètre spectroscopique important dans le fonctionnement laser. On peut distinguer deux contributions au temps de vie des niveaux excités, une désexcitation spontanée radiative (l'émission spontanée) et une désexcitation non-radiative conduisant à une production de chaleur. Dans les cristaux dopés ytterbium, le temps de vie radiatif est de l'ordre de la milliseconde, soit quatre à cinq fois plus élevé que pour les cristaux dopés par des ions néodyme. C'est une grandeur particulièrement importante pour les lasers fonctionnant en régime impulsif, puisqu'il est intimement lié à la capacité de stockage de l'énergie.

Des précautions expérimentales sont à prendre pour la mesure du temps de vie radiatif des cristaux dopés ytterbium. En effet, le fort recouvrement des spectres d'absorption et d'émission allonge artificiellement ce temps de vie si les mesures de déclin de fluorescence sont faits sur des cristaux massifs. Un ion ytterbium porté sur l'état excité va se désexciter en émettant un photon par émission spontanée. La longueur d'onde de ce photon est statistiquement répartie sur l'ensemble du spectre d'émission, et est notamment très probable dans la bande 980-1000 nm, pour laquelle les sections efficaces d'émission sont élevées. Comme les concentrations sont importantes, les ions ytterbium dans la matrice sont proches. Ainsi, le photon émis pourra être réabsorbé par un ion ytterbium proche, qui lui-même se désexcitera et le phénomène d'émission-réabsorption pourra se répéter, augmentant ainsi la durée expérimentale du temps de vie radiatif. En utilisant des cristaux massifs, ce phénomène est exalté par les réflexions totales internes aux interfaces cristal-air. L'utilisation de fines poudres, limitant l'effet d'émission-réabsorption, et plongées dans un solvant tel que l'éthylène-glycol, limitant le phénomène de réflexion totale interne, permet d'améliorer les mesures de temps de vie [Kisel, 04].

Les désexcitations non radiatives peuvent avoir deux causes : les relaxations multiphonons ou le piégeage de la fluorescence. Les relaxations multiphonons sont improbables dans les cristaux dopés ytterbium puisque l'énergie des phonons des matrices hôtes est inférieure à environ  $1500 \text{ cm}^{-1}$ . Ces relaxations nécessiteraient alors une dizaine de phonons pour désexciter un ion du multiplet excité vers le niveau fondamental. Le piégeage de la fluorescence est lui plus probable dans les cristaux dopés ytterbium du fait des concentrations généralement élevées utilisées (plusieurs pourcents). Plus la concentration en ions dopant est élevée et plus les ions ytterbium seront proches les uns des autres<sup>33</sup>. Un ion ytterbium excité proche d'un ion ytterbium de basse énergie aura alors une probabilité non nulle de transférer son énergie à son voisin. Ce processus augmente la probabilité qu'un ion ytterbium excité rencontre une impureté et perde ainsi son énergie sous forme non radiative.

Une première conséquence de ces processus non radiatifs, et néfaste au bon fonctionnement du laser à température ambiante, est que l'énergie lumineuse perdue est restituée sous forme de chaleur au cristal. La deuxième conséquence est une diminution de la population du niveau haut de la transition laser, diminuant l'inversion de population et le gain laser.

Passons maintenant à une partie un peu plus théorique dans laquelle nous nous proposons de poser les équations et relations générales gouvernant l'évolution des ondes de pompe et laser, ainsi que des coefficients d'absorption et de gain.

## B-II Équations de base pour un laser ytterbium en régime continu et pompé par diode :

Nous allons maintenant poser les équations générales régissant l'évolution des populations des niveaux, de l'intensité de pompe et de l'absorption, avec et sans effet laser, ainsi que l'évolution du gain et de l'intensité laser. Elles nous permettront de faire ressortir les grandeurs importantes, et utilisées par la suite, telles que l'expression des gains net et linéique ou de l'intensité de pompe nécessaire pour atteindre la transparence à la longueur d'onde laser.

Une étude un peu similaire et complète peut être trouvée dans le mémoire de thèse de A. Courjaud [Courjaud, 01] traitant des sources lasers femtoseconde pompées par diode à base de cristaux dopés ytterbium.

### B-II.1 Schéma de niveaux et notations utilisées :

Nous reprenons tout d'abord, sur la figure B-5, le schéma d'énergie des niveaux présenté précédemment en y faisant apparaître les transitions mises en jeu pour une longueur d'onde de pompe à  $\lambda_P \approx 980 \text{ nm}$  ( $a_0 \leftrightarrow b_0$ ) et une émission laser à  $\lambda \approx 1000 \text{ nm}$  ( $a_1 \leftrightarrow b_0$ ), ainsi que les grandeurs utiles et les notations utilisées. Les sections efficaces sont notées  $\sigma$  [ $\text{cm}^2$ ], elles sont affectées d'un indice "a" ou "e" pour l'absorption ou l'émission, et d'une lettre "L" ou "P" pour les longueurs d'ondes laser et de pompe respectivement.  $I_P$  et  $I_L$  représentent les intensités de pompe et du laser [ $\text{kW.cm}^{-2}$ ]. Le temps de vie du multiplet excité est représenté par le temps  $\tau$  [ms], prenant en compte les contributions radiatives et non radiatives dans la probabilité de désexcitation d'un ion ytterbium porté dans le multiplet excité, soit :  $1/\tau = 1/\tau_{rad.} + 1/\tau_{non rad.}$ .

<sup>33</sup> Surtout pour les matrices cristallines à faible volume de maille.

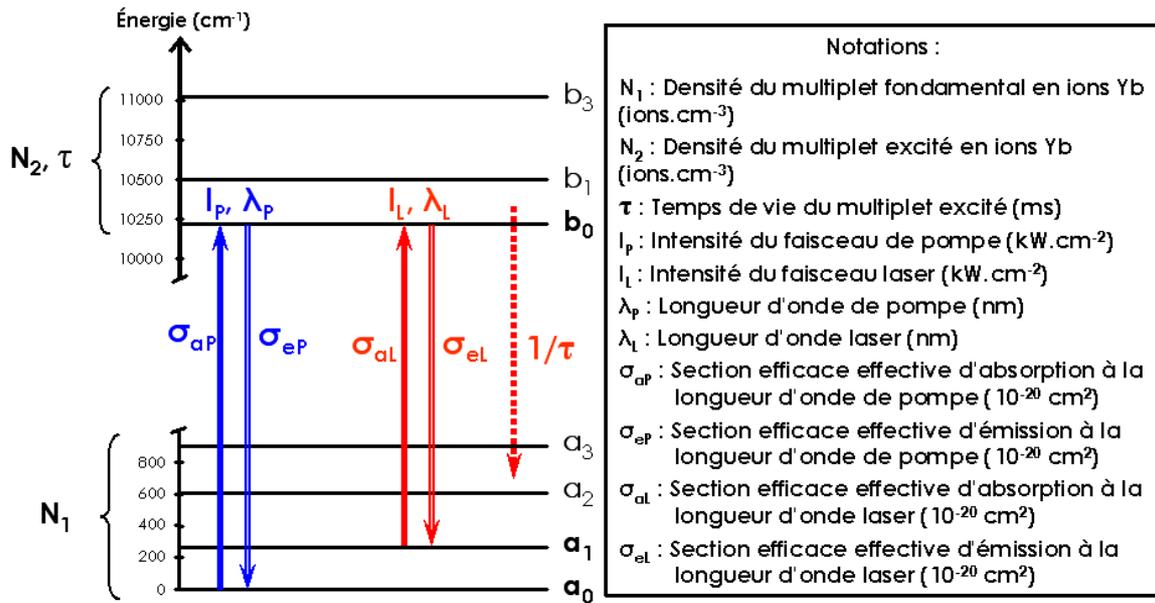


Figure B-5 : Schéma des niveaux d'énergie pour Yb:YSO (site 1) et notations utilisées.

La densité de population en ions ytterbium du multiplet fondamental sera notée  $N_1$  et celle du multiplet excité  $N_2$  [nombre d'ions.cm<sup>-3</sup>]. Enfin, le système est fermé, ainsi la densité totale en ions ytterbium  $N$  est égale à la somme  $N_1+N_2$ .

### B-II.2 Profils transverses des faisceaux de pompe et laser :

Dans cette sous-partie, nous donnons les profils d'intensités transverses typiques des faisceaux laser et de pompe qui nous seront utiles dans la partie dédiée aux simulations. Ils sont introduits ici pour être cohérent avec la suite, dans laquelle nous utiliserons, sans avoir besoin de les expliciter, les notations  $I_p(r,z)$  et  $I_L(r,z)$  correspondants aux intensités des faisceaux laser et de pompe.

#### B-II.2.a Profil du faisceau laser :

Le mode fondamental de propagation d'une onde lumineuse dans un résonateur stable est décrit par une répartition d'intensité gaussienne de géométrie circulaire autour de l'axe de la cavité. C'est le mode communément dénommé TEM<sub>00</sub>. On a alors :

$$I_L(r,z) = I(0,z) \cdot e^{-\frac{2r^2}{w_L^2(z)}} \quad (\text{Équation B-5})$$

avec :

$$w_L(z) = w_{L0} \cdot \sqrt{1 + \left[ \frac{(z - z_{L0}) \cdot \lambda_L}{\pi \cdot n \cdot w_{L0}^2} \right]^2} \quad (\text{Équation B-6})$$

l'expression de l'évolution du rayon du faisceau laser  $w_L$  (pris à  $1/e^2$  de l'intensité) en fonction de la position  $z$  sur l'axe de propagation.  $z_{L0}$  est la position du col du faisceau laser (le "waist") pour laquelle le rayon du faisceau vaut  $w_{L0}$ . L'indice de réfraction du milieu dans lequel se propage l'onde est  $n$ .

La relation liant puissance et intensité d'un faisceau laser de symétrie de révolution est :

$$P = \iint_{r,\theta} I(r, z) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta, \text{ qui donne, dans l'espace libre pour un faisceau gaussien :}$$

$$P = \frac{\pi \cdot w^2(z)}{2} \cdot I(0, z) \quad (\text{Équation B-7}).$$

On peut alors écrire :

$$I(r, z) = \frac{2 \cdot P}{\pi \cdot w^2(z)} \cdot e^{-\frac{2 \cdot r^2}{w^2(z)}} \quad (\text{Équation B-8}).$$

Si on considère l'évolution de l'intensité dans le cristal laser, la puissance considérée sera alors dépendante de la coordonnée axiale  $z$ .

#### B-II.2.b Profils des faisceaux de pompe :

Les diodes de pompe de puissance produisent en général des faisceaux dont la divergence est bien plus élevée que pour un faisceau TEM<sub>00</sub> de même taille. Cet écart de comportement est souvent caractérisé par un facteur de qualité noté  $M^2$ . Un faisceau laser gaussien TEM<sub>00</sub>, dit "limité par la diffraction", est caractérisé par un facteur de qualité spatiale  $M^2=1$ . Un faisceau gaussien de  $M^2 > 1$  divergera  $M^2$  fois plus vite qu'un faisceau TEM<sub>00</sub>. Ce facteur  $M^2$  est basé sur le calcul des seconds moments de la distribution transverse de l'intensité. Sa définition appliquée aux faisceaux gaussiens est donnée par :

$$M^2 = \frac{\pi \cdot w_0 \cdot \theta}{\lambda} \quad (\text{Équation B-9})$$

où  $\theta$  est ici le demi-angle de divergence du faisceau (en radians),  $w_0$  son rayon de col et  $\lambda$  la longueur d'onde. L'évolution du rayon du faisceau laser  $w(z)$  (pris à  $1/e^2$  de l'intensité) est alors modifiée de la façon suivante :

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left[ \frac{(z - z_0) \cdot M^2 \cdot \lambda}{\pi \cdot n \cdot w_0^2} \right]^2} \quad (\text{Équation B-10})$$

Le profil du faisceau émis dépendra de la diode de pompe utilisée. Pour une diode fibrée, on pourra considérer le faisceau émis comme un faisceau gaussien dont le facteur de qualité spatiale  $M^2$  vaut plusieurs dizaines. Sa répartition d'intensité  $I_P(r, z)$  et l'évolution du rayon du faisceau  $w_P(z)$  sont données par les deux relations suivantes :

$$I_P(r, z) = I_P(0, z_{P0}) \cdot e^{-\frac{2 \cdot r^2}{w_P^2(z)}} \quad (\text{Équation B-11})$$

$$w_P(z) = w_{P0} \cdot \sqrt{1 + \left[ \frac{(z - z_{P0}) \cdot M^2 \cdot \lambda_P}{\pi \cdot n \cdot w_{P0}^2} \right]^2} \quad (\text{Équation B-12})$$

où  $z_{P0}$  est la position axiale du "waist"  $w_{P0}$  du faisceau de pompe,  $\lambda_P$  est la longueur d'onde de pompe,  $n$  l'indice de réfraction du milieu et  $M^2$  le facteur de qualité spatiale du faisceau.

Par exemple, pour une diode fibrée de 200  $\mu\text{m}$  de diamètre à 980 nm, le facteur  $M^2$  est de l'ordre de 75, le faisceau diverge donc 75 fois plus vite qu'un faisceau de même taille au waist et qui serait limité par la diffraction.

Si on utilise maintenant une diode monoruban dont la surface émettrice typique est de  $1 \times 100 \mu\text{m}^2$ , il faudra considérer la propagation selon les deux axes d'émission privilégiés de la diode (voir la figure B-6). De telles diodes émettent, dans la direction perpendiculaire au plan de la jonction ( $1 \mu\text{m}$ ), notée Y, un faisceau proche de la limite de diffraction, avec un facteur de qualité  $M^2$  très proche de l'unité. Cette direction est souvent appelée l'axe rapide de la diode. Bien que le faisceau soit presque limité par la diffraction dans cette direction, il diverge très vite au niveau de la zone d'émission, à cause de la très petite taille de celle-ci. Selon la direction parallèle au plan de jonction ( $100 \mu\text{m}$ ), notée X, le faisceau émis a une mauvaise qualité spatiale, de  $M^2$  typique de l'ordre de 20-25. On l'appelle aussi l'axe lent de la diode.

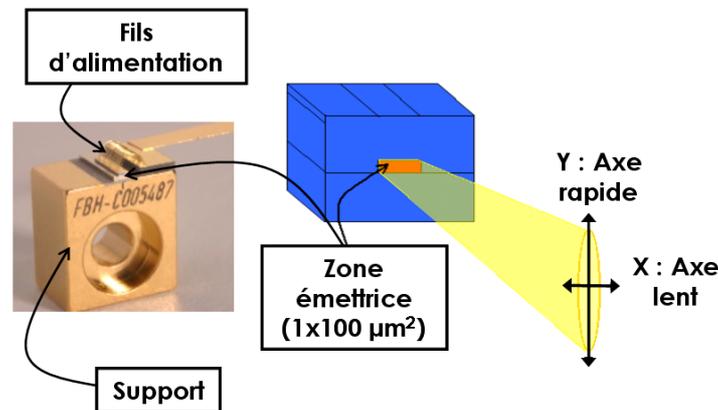


Figure B-6 : Schéma et photographie d'une diode laser monoruban.

Il est alors nécessaire de remettre en forme le faisceau émis pour adapter sa taille, au point de focalisation, à celle du mode de cavité. La remise en forme est obtenue par un système optique, par exemple composé par l'association de lentilles cylindriques convergentes et divergentes jouant le rôle de systèmes afocaux. En général, deux systèmes afocaux travaillant chacun selon l'une des directions privilégiées de la diode sont utilisés. On pourra alors supposer que, autour du point de focalisation, le faisceau aura un profil transverse gaussien, mais dont la divergence (le  $M^2$ ) sera différente selon les deux axes de propagation de la diode.

On utilisera alors les coordonnées cartésiennes adaptées à cette géométrie rectangulaire. Le profil transverse d'intensité, ainsi que l'évolution du rayon du faisceau selon les deux directions  $x$  et  $y$ , sont donnés par les relations suivantes :

$$I_p(x, y, z) = I_p(0, 0, z) \cdot e^{-\left[ \frac{2 \cdot x^2}{w_{Px}^2(z)} + \frac{2 \cdot y^2}{w_{Py}^2(z)} \right]} \quad (\text{Équation B-13})$$

$$w_{Px}(z) = w_{Px0} \cdot \sqrt{1 + \left[ \frac{(z - z_{P0}) \cdot M_x^2 \cdot \lambda_P}{\pi \cdot n \cdot w_{Px0}^2} \right]^2} \quad (\text{Équation B-14})$$

$$w_{Py}(z) = w_{Py0} \sqrt{1 + \left[ \frac{(z - z_{P0}) \cdot M_y^2 \cdot \lambda_P}{\pi \cdot n \cdot w_{Py0}^2} \right]^2} \quad (\text{Équation B-15})$$

On se place ici autour du point de focalisation dans le cristal après remise en forme du faisceau issu de la diode. Par compensation du faible astigmatisme de la diode par le système de remise en forme, on peut estimer que, au point de focalisation, le "waist" du faisceau est situé au même point  $Z_{P0}$  pour les deux directions privilégiées X et Y.

### B-II.3 Expression des populations en régime stationnaire :

En reprenant les notations de la figure B-5 et en considérant des faisceaux de géométrie de révolution, les équations d'évolutions temporelles des populations  $N_1$  et  $N_2$  à l'état stationnaire s'écrivent :

$$\frac{dN_1}{dt} = [\sigma_{eP} \cdot I_P + \sigma_{eL} \cdot I_L] N_2 - [\sigma_{aP} \cdot I_P + \sigma_{aL} \cdot I_L] N_1 + \frac{N_2}{\tau} = -\frac{dN_2}{dt} = 0 \quad (\text{Équation B-16})$$

En utilisant le fait que le système soit fermé, et que l'on ait donc, pour la densité totale en ions ytterbium :  $N = N_1 + N_2$ , on obtient :

$$N_1(r, z) = N \frac{\sigma_{eP} \cdot (\lambda_P / hc) \cdot I_P(r, z) + \sigma_{eL} \cdot (\lambda_L / hc) \cdot I_L(r, z) + 1/\tau}{(\sigma_{eP} + \sigma_{aP}) \cdot (\lambda_P / hc) \cdot I_P(r, z) + (\sigma_{eL} + \sigma_{aL}) \cdot (\lambda_L / hc) \cdot I_L(r, z) + 1/\tau} \quad (\text{Équation B-17})$$

$$N_2(r, z) = N \frac{\sigma_{aP} \cdot (\lambda_P / hc) \cdot I_P(r, z) + \sigma_{aL} \cdot (\lambda_L / hc) \cdot I_L(r, z)}{(\sigma_{eP} + \sigma_{aP}) \cdot (\lambda_P / hc) \cdot I_P(r, z) + (\sigma_{eL} + \sigma_{aL}) \cdot (\lambda_L / hc) \cdot I_L(r, z) + 1/\tau} \quad (\text{Équation B-18}).$$

#### Remarque :

Les sections efficaces effectives et le temps de vie varient avec la température. Par absorption du faisceau de pompe, une charge thermique est alors déposée dans le cristal, élevant ainsi la température du milieu. Cette élévation de température varie spatialement suivant la quantité de puissance de pompe absorbée. La charge thermique déposée dépend du défaut quantique entre photons de pompe et photons laser<sup>34</sup>. Cette source d'échauffement est ici réduite puisqu'un pompage à 980 nm et un effet laser à 1003 nm induisent un défaut quantique de seulement 2,5 %. La quantité de chaleur déposée est donc faible, et les variations spatiales des sections efficaces et du temps de vie avec la température sont alors trop faibles pour être prises en compte ici.

Rigoureusement, seule la densité totale en ions ytterbium  $N$  ne varie pas spatialement (aux inhomogénéités de concentration près). Dans les paragraphes suivants, pour simplifier, nous considérerons que les grandeurs spectroscopiques restent constantes dans tout le cristal et que seules les intensités de pompe et du laser varient spatialement. Nous les omettrons souvent par la suite pour alléger les notations.

### B-II.4 Le taux d'inversion de population :

On définit aussi le taux d'inversion de population  $\beta = N_2/N$  caractérisant la portion d'ions ytterbium portée dans l'état excité. En utilisant les expressions de  $N_1$  et  $N_2$  précédentes, on obtient :

$$\beta = \frac{\sigma_{aP} \cdot (\lambda_P / hc) \cdot I_P + \sigma_{aL} \cdot (\lambda_L / hc) \cdot I_L}{(\sigma_{eP} + \sigma_{aP}) \cdot (\lambda_P / hc) \cdot I_P + (\sigma_{eL} + \sigma_{aL}) \cdot (\lambda_L / hc) \cdot I_L + 1/\tau} \quad (\text{Équation B-19})$$

<sup>34</sup> Ecart relatif d'énergie entre un photon de pompe et un photon laser.

Introduisons dès à présent deux grandeurs, apparaissant naturellement dans ces calculs et utiles pour la suite, qui sont l'intensité de saturation de l'onde de pompe  $I_{PSat}$  et l'intensité de saturation de l'onde laser  $I_{LSat}$ . En multipliant numérateur et dénominateur de l'équation B-19 par  $\tau$ , il vient :

$$\beta = \frac{\sigma_{ap} \cdot \tau \cdot (\lambda_p / hc) \cdot I_p + \sigma_{al} \cdot \tau \cdot (\lambda_L / hc) \cdot I_L}{\frac{I_p}{I_{PSat}} + \frac{I_L}{I_{LSat}} + 1} \quad (\text{Équation B-20})$$

avec :  $I_{PSat} = \frac{hc}{\lambda_p \cdot \tau \cdot (\sigma_{ap} + \sigma_{ep})}$  l'intensité de saturation de l'onde de pompe et

$$I_{LSat} = \frac{hc}{\lambda_L \cdot \tau \cdot (\sigma_{al} + \sigma_{el})} \text{ l'intensité de saturation de l'onde laser.}$$

On voit notamment que  $\beta$  est dépendant de la longueur d'onde de pompe utilisée, par l'intermédiaire des sections efficaces. L'inversion de population va donc évoluer différemment que l'on pompe un cristal dopé ytterbium sur sa "Zero-Line" ou à une longueur d'onde inférieure.

Pour appréhender cette différence de comportement, nous allons faire des hypothèses fortes, mais permettant de faire des calculs analytiques. Nous considérons un profil de l'intensité de pompe carré ("Top Hat") qui ne diverge pas et nous allons calculer l'évolution de  $\beta$  pour différentes valeurs d'intensités de pompe incidentes sur le cristal, en nous plaçant dans un régime de pompage sans effet laser ( $I_L=0$ ). Pour que les résultats exposés soient plus parlants à l'expérimentateur, nous traçons les valeurs de  $\beta$  obtenues en fonction de la puissance de pompe incidente pour un rayon de pompe  $W_p$  typique de 50  $\mu\text{m}$ .

Nous comparons les valeurs calculées de  $\beta$  pour différentes puissances de pompe, aux valeurs limites  $\beta_{max}$  que peut atteindre le taux d'inversion de population (i.e. pour des puissances de pompe tendant vers l'infini, ou tout du moins très grandes devant la puissance de saturation de la pompe).

L'expression de  $\beta$  utilisée est alors la suivante :

$$\beta = \frac{\sigma_{ap} \cdot \tau \cdot (\lambda_p / hc) \cdot (P_p / \pi W_p^2)}{(P_p / P_{PSat}) + 1}, \quad \text{et} \quad \lim_{P_p \gg P_{PSat}} \beta = \frac{\sigma_{ap}}{(\sigma_{ep} + \sigma_{ap})} = \beta_{max} \quad (\text{Équation B-21})$$

La valeur  $P_{PSat}$  (ou  $I_{PSat}$  si on travaille en terme d'intensités) correspond à la puissance de pompe pour laquelle  $\beta$  atteint la moitié de sa valeur maximale  $\beta_{max}$ .

Les résultats obtenus pour les cristaux de Yb:YSO, Yb:KYW, Yb:YAG sont reportés sur la figure suivante pour des puissances de pompe variant de 0 à 5 W, correspondant à des intensités entre 0 et environ 80 kW.cm<sup>2</sup>. Les valeurs des sections efficaces, des temps de vie et des intensités et puissances de saturation de la pompe sont reportées dans le tableau B-1.

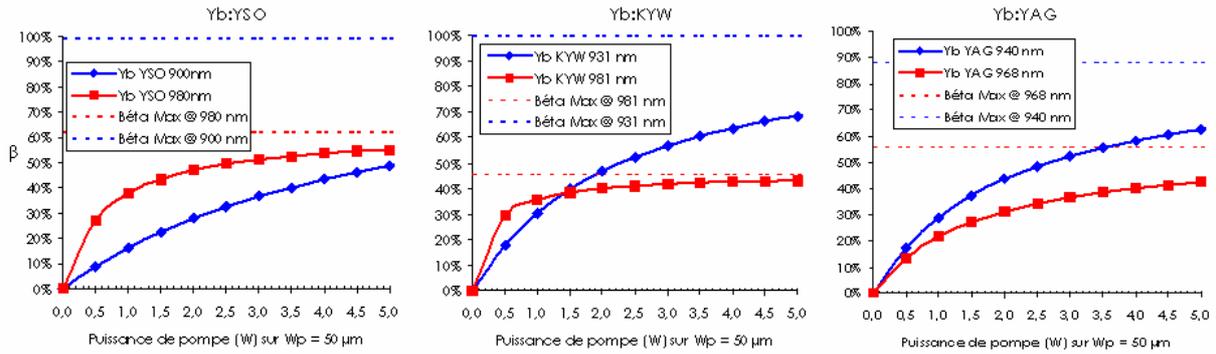


Figure B-7 : Comparaison de l'évolution du taux d'inversion de population  $\beta$  à deux longueurs d'ondes de pompe pour les cristaux de Yb:YSO, Yb:KYW et Yb:YAG. Les limites en pointillés correspondent aux valeurs maximales de  $\beta$  pour les différentes longueurs d'ondes de pompe, lorsque la puissance de pompe tend vers l'infini.

L'évolution de l'inversion de population est donc différente suivant les cristaux considérés et suivant la longueur d'onde de pompe. Plus l'intensité de saturation de la pompe  $I_{Psat}$  est faible et plus le taux d'inversion  $\beta$  augmente vite avec la puissance de pompe (voir le tableau B-1).

Cristal	Yb:YSO	Yb:KYW	Yb:YAG
$\lambda_{P1}$	900 nm	931 nm	940 nm
$\lambda_{P2}$	978 nm	981 nm	968 nm
Temps de vie $\tau$ (ms)	0,7	0,24	0,95
$\sigma_{aP}$ ( $10^{-20} \text{ cm}^2$ )-( $\lambda_{P1}$ )	0,4 - (900 nm)	3,15 - (931 nm)	0,75 - (940 nm)
$\sigma_{eP}$ ( $10^{-20} \text{ cm}^2$ )-( $\lambda_{P1}$ )	0,01 - (900 nm)	0,1 - (931 nm)	0,1 - (940 nm)
$\lambda_{P1} : P_{Psat}$ (W)	5,1 W	2,2 W	2,1 W
$I_{Psat}$ ( $\text{kW.cm}^{-2}$ )	64,6 $\text{kW.cm}^{-2}$	28 $\text{kW.cm}^{-2}$	26,2 $\text{kW.cm}^{-2}$
$\sigma_{aP}$ ( $10^{-20} \text{ cm}^2$ )-( $\lambda_{P2}$ )	2,3 - (978 nm)	11,5 - (981 nm)	0,6 - (968 nm)
$\sigma_{eP}$ ( $10^{-20} \text{ cm}^2$ )-( $\lambda_{P2}$ )	1,4 - (978 nm)	13,8 - (981 nm)	0,47 - (968 nm)
$\lambda_{P2} : P_{Psat}$ (W)	0,64 W	0,27 W	1,6 W
$I_{Psat}$ ( $\text{kW.cm}^{-2}$ )	8,2 $\text{kW.cm}^{-2}$	3,4 $\text{kW.cm}^{-2}$	20,2 $\text{kW.cm}^{-2}$

Tableau B-1 : Temps de vie et sections efficaces d'absorption et d'émission à deux longueurs d'ondes de pompe pour les cristaux de Yb:YSO, Yb:KYW et Yb:YAG. Les valeurs correspondantes des puissance et intensité de saturation ont aussi été calculées pour chaque longueur d'onde.

Le Yb:YAG est toujours pompé à 940 nm puisque les taux d'inversion atteints sont toujours supérieurs aux  $\beta$  obtenus en pompant à 968 nm. La situation est moins tranchée pour Yb:KYW. Le choix d'un pompage à 931 nm semble le plus judicieux, mais comme nous le verrons par la suite, ce choix dépend des densités de puissance disponibles et donc de la brillance de la diode utilisée. En revanche, pour le cristal de Yb:YSO, le pompage sur la "Zero-Line" à 978 nm conduit à de meilleurs taux d'inversion, et ce, principalement à cause de la faible section efficace d'absorption à 900 nm.

On peut d'ores et déjà noter les impressionnantes sections efficaces d'absorption du Yb:KYW, comparé aux autres matériaux, que l'on se place sur la "Zero-Line" à 980 nm ou autour de 930 nm.

**B-II.5 Equation d'évolution de l'intensité de pompe :**

Le coefficient d'absorption linéique de l'intensité de pompe, noté  $\alpha_p$  [nombre de photons de pompe.cm<sup>-1</sup>], et dépendant des intensités de pompe et du laser  $I_p$  et  $I_L$ , se définit par :

$$\alpha_p(I_p, I_L) = \sigma_{ap} \cdot N_1 - \sigma_{ep} \cdot N_2 \quad (\text{Équation B-22})$$

d'où :

$$\alpha_p = N \frac{\sigma_{ap}/\tau + (\lambda_L/hc) \cdot I_L \cdot (\sigma_{ap} \cdot \sigma_{eL} - \sigma_{ep} \cdot \sigma_{aL})}{(\sigma_{ep} + \sigma_{ap}) \cdot (\lambda_p/hc) \cdot I_p + (\sigma_{eL} + \sigma_{aL}) \cdot (\lambda_L/hc) \cdot I_L + 1/\tau} \quad (\text{Équation B-23})$$

que l'on peut aussi mettre sous la forme équivalente :

$$\alpha_p = \frac{\alpha_p^{NS} + (\lambda_L/hc) \cdot I_L \cdot (\sigma_{ap} \cdot \sigma_{eL} - \sigma_{ep} \cdot \sigma_{aL}) \cdot \tau \cdot N}{1 + \frac{I_p}{I_{pSat}} + \frac{I_L}{I_{LSat}}} \quad (\text{Équation B-24})$$

avec :  $\alpha_p^{NS} = \sigma_{ap} \cdot N$  le coefficient d'absorption non saturé à la longueur d'onde de pompe, correspondant à la situation où le cristal est soumis à une intensité de pompe très inférieure à  $I_{pSat}$  et sans effet laser (i.e. la quasi-totalité des ions ytterbium sont dans leur état fondamental).

L'évolution spatiale de l'intensité de pompe en régime stationnaire est alors régie par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dI_p(r, z)}{dz} = -\alpha_p(r, z) \cdot I_p(r, z) \quad (\text{Équation B-25})$$

Les dépendances spatiales ont ici été ajoutées pour rappeler à l'esprit du lecteur que toutes ces grandeurs varient dans l'espace. On peut tirer de cette équation et de la relation B-24 plusieurs cas limites pour l'absorption.

**B-II.5.a L'absorption sans effet laser :**

Comme nous l'avons déjà vu dans le paragraphe précédent, la grandeur  $I_{pSat}$  est une intensité de référence intéressante. Elle permet ici d'estimer à partir de quelle valeur de l'intensité de pompe, la saturation de l'absorption deviendra importante.

Lorsque  $I_p(r, 0) \ll I_{pSat}$ , sans effet laser, on a  $\alpha_p \approx \alpha_p^{NS}$  qui, pour une concentration donnée, est une constante. L'équation B-25 se résout alors analytiquement et donne :  $I_p(r, z) = I_p(r, 0) \cdot e^{-\alpha_p^{NS} \cdot z}$ . Le phénomène prépondérant est l'absorption à la longueur d'onde de pompe, l'intensité de pompe diminue de façon exponentielle pendant la traversée du cristal. L'absorption (en %) du faisceau de pompe définie comme  $1 - P_p(I_c)/P_p(0)$  est alors importante, correspondant à **l'absorption non saturée**. Cette situation se retrouve expérimentalement lorsque les puissances de pompe sont faibles (quelques centaines de mW) et les faisceaux larges (quelques mm).

Lorsque  $I_p(r,0) \gg I_{pSat}$ , on a  $\alpha_p \approx \alpha_p^{NS} \cdot \frac{I_{pSat}}{I_p(r,0)}$ . L'équation B-25 se résout aussi de manière

analytique et donne :  $I_p(r,z) = I_p(r,0) - \alpha_p^{NS} \cdot I_{pSat} \cdot z$ . Dans ce cas, lorsque l'intensité de pompe augmente, l'absorption (en %) dans le matériau diminue, c'est la **saturation de l'absorption**. C'est un phénomène qui est surtout visible lorsque le cristal dopé ytterbium est pompé autour de 980 nm sur sa "Zero-Line". En effet, dans ce cas les intensités de saturation à la longueur d'onde de pompe sont les plus faibles, principalement grâce à de fortes sections efficaces d'émission (voir Tableau B-I). La saturation de l'absorption est en générale bien moins visible lorsque le matériau ytterbium est pompé à plus basse longueur d'onde. Dans ce cas, la section efficace d'émission à la longueur d'onde de pompe est faible (voir le tableau B-1, par exemple) et "l'équilibre" entre absorption et émission apparaît pour des intensités de pompe bien plus grandes qu'à 980 nm. Expérimentalement, on se trouve dans cette situation pour des densités de puissances de pompe importantes et donc pour des puissances de plusieurs centaines de mW et des faisceaux de pompe focalisés sur de petites tailles (typiquement la centaine de  $\mu\text{m}$ ).

**Nous verrons notamment par la suite qu'il est nécessaire de fortement saturer l'absorption d'un cristal dopé ytterbium pour être capable d'atteindre le seuil d'oscillation laser aux basses longueurs d'ondes du spectre d'émission, telles qu'à 1003 nm.**

#### *B-II.5.b L'absorption en présence d'effet laser :*

En présence d'effet laser, un débit important est ajouté par l'émission stimulée à la longueur d'onde laser (figure B-5). On se trouve alors dans une situation intermédiaire entre les régimes d'absorption non saturée et d'absorption saturée sans effet laser. L'absorption du faisceau de pompe avec effet laser dépendra de plus de la longueur d'onde d'émission laser. En effet, suivant la longueur d'onde laser, l'émission est plus ou moins efficace et le débit du multiplet excité vers le fondamental plus ou moins important. La population  $N_i$ , en régime stationnaire, est alors différente d'une longueur d'onde laser à l'autre, ainsi que l'absorption. Illustrons ce propos par une légère digression expérimentale.

#### *B-II.5.c Illustration expérimentale :*

Nous utilisons ici quelques résultats expérimentaux obtenus lors de manipulations "exploratoires" pour l'émission laser à 1003 nm. Un cristal de Yb:YSO de 1 mm d'épaisseur dopé à hauteur de 5% en ions ytterbium est placé dans une cavité linéaire et est pompé à 978 nm par une diode émettant un maximum de 4W. Le faisceau de pompe est polarisé linéairement et le cristal est placé de façon à absorber la puissance de pompe selon son axe X. Le faisceau de pompe remis en forme est focalisé sur une section transverse totale d'environ  $100 \times 110 \mu\text{m}^2$ . Par des moyens que nous expliciterons plus loin, il est possible d'accorder la longueur d'onde d'émission laser autour de 1040 nm ou autour de 1000 nm et de déduire la puissance de pompe absorbée en présence d'effet laser. Une fois l'effet laser obtenu et optimisé, on mesure l'évolution de l'absorption sans effet laser (absorption saturée) en fonction de la puissance de pompe incidente, puis l'absorption avec effet laser, soit à 1042 nm, soit à 1003 nm.

La figure B-8 compare l'absorption du faisceau de pompe avec ou sans effet laser, et pour les deux longueurs d'ondes d'émission laser, en fonction de la puissance de pompe incidente.

Le phénomène de saturation de l'absorption est bien visible sur la courbe verte qui représente l'absorption sans effet laser lorsque le faisceau de pompe est focalisé dans le cristal (absorption saturée). Les deux courbes rouges correspondent à l'absorption du faisceau de pompe en présence d'effet laser à 1042 nm (trait pointillé) et à 1003 nm (trait plein). Les points de départ des courbes rouges, à partir de la courbe verte, correspondent aux valeurs seuils de l'émission laser. Avant le seuil, quand la puissance de pompe augmente, l'absorption diminue. Lorsque le seuil de l'émission laser est atteint, l'absorption reste à peu près constante à une valeur proche de l'absorption au seuil. Finalement, l'absorption avec effet laser est intermédiaire entre l'absorption saturée et l'absorption non saturée.

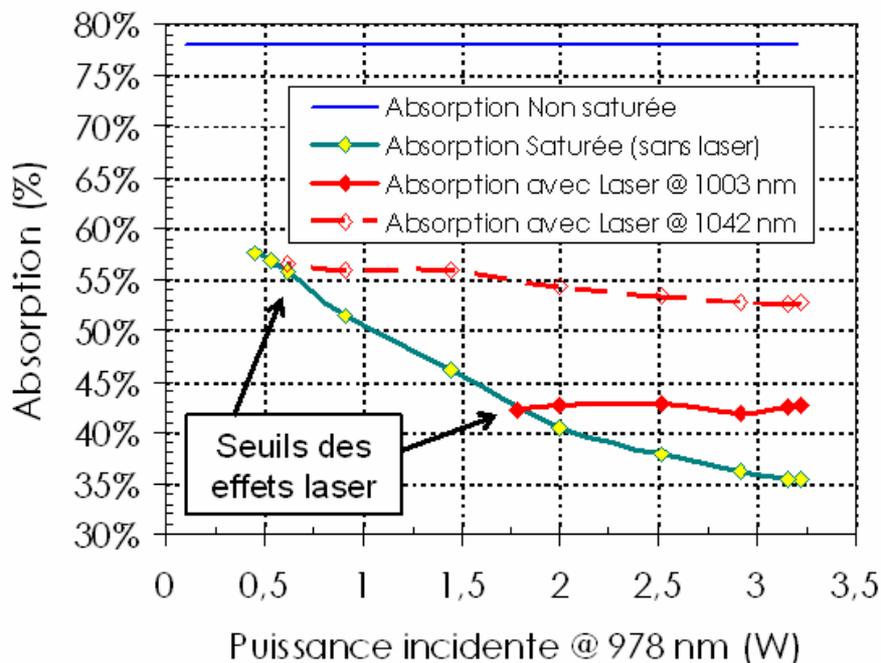


Figure B-8 : Graphique représentant l'absorption du faisceau de pompe à 978 nm par un cristal de Yb:YSO pour différents régimes, avec ou sans effet laser. On retrouve la valeur de l'absorption non saturée et l'évolution de l'absorption saturée en fonction de la puissance de pompe avec et sans effet laser pour 2 longueurs d'ondes d'émission différentes.

Enfin, on voit d'ores et déjà que le seuil du laser est plus élevé pour une émission à 1003 nm que pour une émission à 1042 nm. Ceci correspond à une saturation de l'absorption plus importante pour une émission à 1003 nm et à un taux d'inversion de population  $\beta$  plus élevé, nécessaire pour compenser le fort peuplement thermique du niveau terminal de la transition laser.

Remarque :

On peut aussi exprimer le coefficient d'absorption  $\alpha_p$  en fonction du taux d'inversion de population  $\beta$ . L'équation B-22 devient alors :  $\alpha_p = N[\sigma_{aP} - \beta(\sigma_{aP} + \sigma_{eP})]$ . On voit que  $\alpha_p$  est une fonction affine décroissante de  $\beta$ .

Cette expression lie donc l'absorption au taux d'inversion et montre que plus  $\beta$  augmente rapidement et plus le phénomène de saturation de l'absorption apparaîtra tôt, ce qui est bénéfique pour une émission laser à 1003 nm.

**B-II.6 Gain linéique et évolution de l'intensité laser :***B-II.6.a Gain linéique et intensité de pompe minimum pour la transparence laser :*

Le gain à la longueur d'onde laser  $\lambda_L$  se défini par :

$$g_L = \sigma_{eL} \cdot N_2 - \sigma_{aL} \cdot N_1 \quad (\text{Équation B-26})$$

En utilisant les expressions de  $N_1$  et  $N_2$ , le gain linéique s'écrit :

$$g_L = N \frac{(\lambda_p/hc) \cdot I_p \cdot (\sigma_{ap} \cdot \sigma_{eL} - \sigma_{ep} \cdot \sigma_{aL}) - \sigma_{aL} / \tau}{(\sigma_{ep} + \sigma_{ap}) \cdot (\lambda_p/hc) \cdot I_p + (\sigma_{eL} + \sigma_{aL}) \cdot (\lambda_L/hc) \cdot I_L + 1/\tau} \quad (\text{Équation B-27})$$

ou encore :

$$g_L = \frac{(\lambda_p/hc) \cdot I_p \cdot (\sigma_{ap} \cdot \sigma_{eL} - \sigma_{ep} \cdot \sigma_{aL}) \cdot \tau \cdot N - \alpha_L^{NS}}{1 + \frac{I_p}{I_{PSat}} + \frac{I_L}{I_{LSat}}} \quad (\text{Équation B-28})$$

avec :  $I_{PSat}$  et  $I_{LSat}$  les intensités de saturation aux longueurs de pompe et laser et  $\alpha_L^{NS} = \sigma_{aL} \cdot N$  le coefficient d'absorption non saturé à la longueur d'onde laser. Ce coefficient d'absorption peut être déterminé en mesurant l'absorption à  $\lambda_L$  du cristal soumis à une intensité laser très inférieure à  $I_{LSat}$  (i.e. la quasi-totalité des ions ytterbium sont dans leur état fondamental).

Cette relation met en évidence la saturation du gain par l'onde laser. C'est un phénomène analogue à la saturation de l'absorption sans effet laser. Il est surtout observable dans les amplificateurs : lorsque l'on fait varier la puissance de signal à amplifier, le gain net diminue. Dans les oscillateurs laser, les intensités intracavités étant très importantes, on est quasiment toujours en situation de gain saturé (sauf près du seuil d'oscillation).

Sans effet laser, le gain linéique "petit signal"  $g_{L0}$  s'écrit :

$$g_{L0} = \frac{(\lambda_p/hc) \cdot I_p \cdot (\sigma_{ap} \cdot \sigma_{eL} - \sigma_{ep} \cdot \sigma_{aL}) \cdot \tau \cdot N - \alpha_L^{NS}}{1 + \frac{I_p}{I_{PSat}}} \quad (\text{Équation B-29})$$

et s'annule pour :

$$I_{Pmin} = \frac{hc \cdot \sigma_{aL}}{\lambda_p \cdot \tau \cdot (\sigma_{eL} \cdot \sigma_{ap} - \sigma_{aL} \cdot \sigma_{ep})} \quad (\text{Équation B-30})$$

où  $I_{Pmin}$  est l'intensité de pompe minimale pour atteindre la transparence à la longueur d'onde laser. On voit en particulier que plus la section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser est grande et plus cette intensité de pompe minimale sera importante. Cette intensité correspondrait à l'intensité de seuil de l'émission laser pour un cristal et un résonateur ne présentant aucune perte. Plus cette intensité est faible et plus le seuil de l'oscillation laser le sera.

L'introduction de cette grandeur permet notamment de simplifier les expressions des coefficients d'absorption à la longueur d'onde de pompe  $\alpha_P$  et de gain à la longueur d'onde laser  $g_L$  :

$$\alpha_P = \frac{\alpha_P^{NS} + \alpha_L^{NS} \cdot \left( \frac{I_L}{I_{Pmin}} \right) \cdot \left( \frac{\lambda_L}{\lambda_P} \right)}{1 + \frac{I_P}{I_{PSat}} + \frac{I_L}{I_{LSat}}} \quad (\text{Équation B-31})$$

$$g_L = \frac{\alpha_L^{NS} \cdot \left( \frac{I_P}{I_{Pmin}} - 1 \right)}{1 + \frac{I_P}{I_{PSat}} + \frac{I_L}{I_{LSat}}} \quad (\text{Équation B-32})$$

Pour des intensités de pompes inférieures à  $I_{Pmin}$ , le gain petit signal  $g_{L0}$  est négatif, si bien que le cristal est absorbant à la longueur d'onde laser. Ceci est dû au peuplement thermique du niveau terminal de la transition laser et reflète le caractère quasi-trois niveaux des lasers dopés ytterbium. Lorsque l'intensité de pompe devient supérieure à cette intensité minimale de pompe pour atteindre la transparence à la longueur d'onde laser, le gain devient positif et l'amplification est possible.

On peut aussi exprimer l'équation B-26 du gain linéique en introduisant le taux d'inversion  $\beta$ , ce qui donne :

$$g_L = N \left[ \beta \cdot (\sigma_{eL} + \sigma_{aL}) - \sigma_{aL} \right] \quad (\text{Équation B-33})$$

**On voit alors que le gain linéique est une fonction affine croissante de  $\beta$ . Cette expression montre qu'il est intéressant d'utiliser un matériau dont le taux d'inversion  $\beta$  augmente rapidement avec l'intensité de pompe. Cela permet d'obtenir du gain pour des faibles valeurs de l'intensité de pompe, ce qui est un avantage pour obtenir une émission laser à 1003 nm.**

On utilise aussi cette expression pour tracer un réseau de courbes, correspondant chacune à une valeur de  $\beta$ , et représentant le gain linéique en fonction de la longueur d'onde. Ces courbes permettent notamment d'évaluer les longueurs d'ondes laser présentant le plus de gain pour un taux d'inversion de population donné (i.e. les longueurs d'ondes possibles pour l'émission laser).

Nous illustrons ces propos par la figure B-9 suivante, représentant ce réseau de courbes pour le cristal de Yb:YSO pour des taux d'inversion variant de 10% à 25%.

Les gains linéiques sont reportés en fonction de la longueur d'onde entre 1000 et 1100 nm et montrent l'évolution de la longueur d'onde de gain maximum (matérialisée par un trait plein noir).

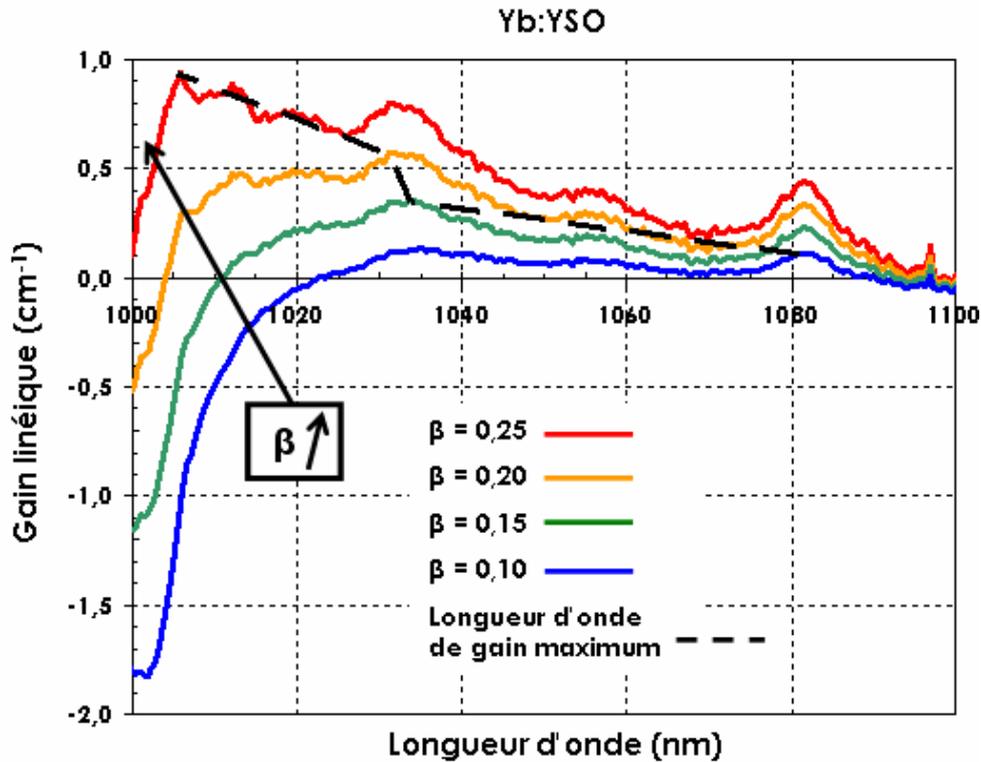


Figure B-9 : Gain linéique pour différents taux d'inversion de population  $\beta$  pour le cristal de Yb:YSO. Le trait pointillé noir correspond à l'évolution de la longueur d'onde présentant le plus grand gain linéique.

Pour des faibles taux d'inversion (courbe bleue), ce sont les "grandes" longueurs d'ondes qui commencent à avoir des gains positifs, du fait de peuplements thermiques faibles. Quand le taux d'inversion augmente, la population excitée compense le peuplement thermique pour des longueurs d'ondes laser de plus en plus petite. Comme nous l'avons déjà vu, une importante inversion de population est nécessaire pour atteindre des gains positifs aux "faibles" longueurs d'ondes laser (voir la courbe rouge) et particulièrement vers 1000 nm.

Remarque :

C'est souvent la section efficace de gain  $\sigma_g = g_L / N$  qui est utilisée pour tracer ces réseaux de courbes [Haumesser, 02]. Néanmoins, pour un peu plus de cohérence avec la suite et pour ne pas encore alourdir cette partie, c'est l'expression B-33 précédente que nous avons utilisée.

B-II.6.b Évolution de l'intensité laser :

L'évolution spatiale de l'intensité laser est gouvernée par l'équation suivante :

$$\frac{dI_L(r, z)}{dz} = g_L(r, z) \cdot I_L(r, z) \quad (\text{Équation B-34})$$

où  $g_L(r, z)$  est le gain linéique calculé par la relation B-27. Il n'est bien sûr pas possible de résoudre cette équation de façon analytique au vu de l'expression de  $g_L$ . Il dépend de l'évolution spatiale de l'intensité de pompe, qui dépend elle-même, en régime laser, de l'intensité laser.

Remarque :

On peut relier ce gain linéique  $g_L$  à une grandeur qui sera plus explicite et qui est le gain laser net  $G$  pour un simple passage de l'onde laser dans le cristal dopé. Par simplicité et pour ne pas alourdir tout de suite les expressions, nous considérons ici l'onde laser comme plane et de profil d'intensité carré. On définit alors le gain net  $G$  comme

étant l'augmentation relative de l'intensité laser pour un simple passage de l'onde laser :  $G = \frac{I_L(0, l_C)}{I_L(0, 0)}$  où  $l_C$  est la longueur du cristal dopé ytterbium. Les intensités sont prises en  $r=0$  car on considère ici un profil d'intensité carré.

D'après l'équation B-34, on peut écrire :  $\frac{dI_L(r, z)}{I_L(r, z)} = g_L(r, z).dz$ . On se place ensuite en  $r=0$ ,

on intègre le terme de gauche de  $I(0,0)$  à  $I(0, l_C)$  et le terme de droite, selon  $z$ , de 0 à  $l_C$ . On obtient alors comme expression du gain net :

$$G = e^{\int_0^{l_C} g_L(0, z).dz} \quad (\text{Équation B-35})$$

Si on veut rester plus proche de la réalité et prendre en compte le profil transverse et l'évolution spatiale des ondes pompe et laser, le gain net doit être défini en terme de puissances laser. Nous appliquerons ces considérations un peu plus loin dans ce manuscrit lors des simulations numériques qui suivront.

**B-II.7 Conclusion :**

Cette partie théorique a permis d'une part, de poser les équations et d'introduire les grandeurs utiles pour le fonctionnement d'un laser ytterbium, et d'autre part, de dégager quelques tendances importantes pour une émission à 1003 nm.

Nous avons notamment vu que l'émission laser autour de 1000 nm présente un seuil plus élevé qu'à 1040 nm (figure B-8). Ceci vient du fait que l'émission laser autour de 1000 nm requiert une inversion de population importante pour compenser le peuplement thermique du niveau terminal de la transition laser. Cette importante inversion de population sera notamment obtenue en saturant l'absorption de la pompe comme peuvent le montrer les figures B-8 et B-9. Finalement donc, pour obtenir une émission laser à 1000 nm, il est impératif de fortement saturer l'absorption de la pompe.

Enfin, notons un point important que nous n'avons pas encore soulevé jusqu'à présent. Nous n'avons principalement considéré jusqu'ici que les propriétés d'émission laser à 1003 nm, dont le niveau terminal est fortement peuplé thermiquement comparé aux autres transitions à plus haute longueur d'onde. Les longueurs d'ondes de ces autres transitions dépendent bien sûr du cristal considéré mais auront, comme grand avantage, un plus faible peuplement thermique du niveau bas de la transition laser. C'est pour cela que, naturellement, sans sélection spectrale, les lasers à base de cristaux dopés ytterbium oscillent vers les hautes longueurs d'ondes de leur spectre. Avant d'obtenir l'oscillation laser autour de 1003 nm, il va donc falloir discriminer les longueurs d'ondes en insérant des pertes importantes aux plus hautes longueurs d'ondes qui oscillent naturellement. Cette tâche sera d'autant plus difficile que ces longueurs d'ondes seront proches de la longueur d'onde laser recherchée de 1003 nm. L'encadré de la page suivante résume les équations, relations et grandeurs principales utiles.

**Encadré B.3 - Absorption, Gain et évolutions des intensités pompe et laser :**

Intensité minimum à  $\lambda_P$  pour atteindre la transparence à  $\lambda_L$  : 
$$I_{Pmin} = \frac{hc \cdot \sigma_{aL}}{\lambda_P \cdot \tau \cdot (\sigma_{eL} \cdot \sigma_{aP} - \sigma_{aL} \cdot \sigma_{eP})}$$

Intensité de saturation de l'onde de pompe : 
$$I_{PSat} = \frac{hc}{\lambda_P \cdot \tau \cdot (\sigma_{aP} + \sigma_{eP})}$$

Intensité de saturation de l'onde laser : 
$$I_{LSat} = \frac{hc}{\lambda_L \cdot \tau \cdot (\sigma_{aL} + \sigma_{eL})}$$

Coefficient d'absorption non saturé à  $\lambda_P$  : 
$$\alpha_P^{NS} = \sigma_{aP} \cdot N$$

Coefficient d'absorption non saturé à  $\lambda_L$  : 
$$\alpha_L^{NS} = \sigma_{aL} \cdot N$$

Coefficient d'absorption à  $\lambda_P$  : 
$$\alpha_P = \frac{\alpha_P^{NS} + \alpha_L^{NS} \cdot \left( \frac{I_L}{I_{Pmin}} \right) \cdot \left( \frac{\lambda_L}{\lambda_P} \right)}{1 + \frac{I_P}{I_{PSat}} + \frac{I_L}{I_{LSat}}}$$

Equation d'évolution de l'onde pompe : 
$$\frac{dI_P(r, z)}{dz} = -\alpha_P(r, z) \cdot I_P(r, z)$$

Coefficient de gain linéique à  $\lambda_L$  : 
$$g_L = \frac{\alpha_L^{NS} \cdot \left( \frac{I_P}{I_{Pmin}} - 1 \right)}{1 + \frac{I_P}{I_{PSat}} + \frac{I_L}{I_{LSat}}}$$

Coefficient de gain linéique petit signal à  $\lambda_L$  : 
$$g_{L0} = \frac{\alpha_L^{NS} \cdot \left( \frac{I_P}{I_{Pmin}} - 1 \right)}{1 + \frac{I_P}{I_{PSat}}}$$

Equation d'évolution de l'onde laser : 
$$\frac{dI_L(r, z)}{dz} = g_L(r, z) \cdot I_L(r, z)$$

Gain net pour des ondes planes de profil d'intensité carré : 
$$G = e^{\int_0^L g_L(0, z) \cdot dz}$$