

Etude des propriétés thermiques des cristaux Yb CALGO et Yb fluorures

2.1- Introduction

Qui dit lasers de forte puissance moyenne dit fortes puissances de pompe. Une augmentation de la puissance de pompe est synonyme d'échauffement du cristal laser et entraîne en conséquence des effets thermiques au sein de ce cristal. Ces effets thermiques inévitables et non souhaités entraînent des gradients de température donc de l'indice de réfraction dans le matériau laser (lentille thermique) et peuvent être responsables d'une baisse de l'efficacité laser, de la déformation du faisceau laser (d'un faisceau monomode en un faisceau multimode, *Figure 2.1*), de la perte de l'oscillation et, dans le pire des cas, de la fracture du cristal laser.

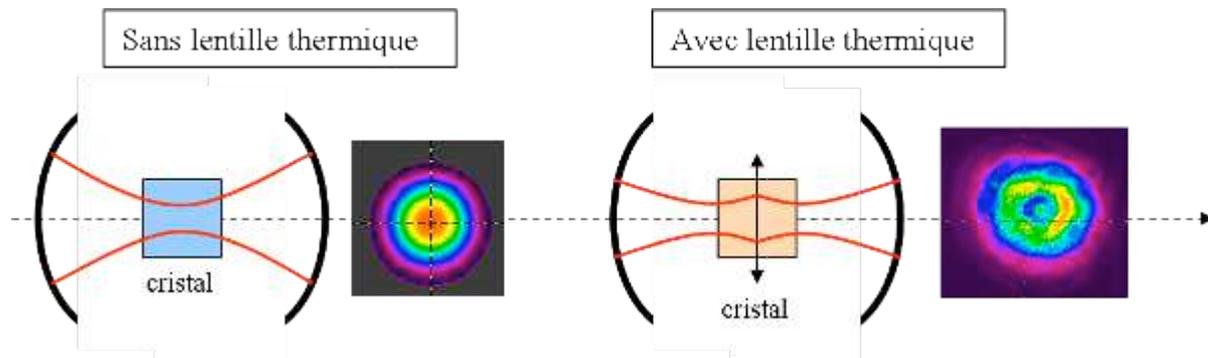


Figure 2.1: Déformation du faisceau laser avec la lentille thermique

Une étude des propriétés thermiques des cristaux laser est donc fondamentale pour éviter la fracture du cristal laser. La prochaine étape dans le développement de nouvelles sources laser femtosecondes est une compréhension et surtout une quantification des différentes sources de chaleur et de leurs conséquences dans le cas des cristaux laser choisis précédemment. Une des conséquences mesurables de cet échauffement est ce que l'on appelle la lentille thermique. L'échauffement du cristal va l'obliger à se comporter comme une lentille qui peut aisément déstabiliser la cavité laser et/ou changer radicalement le mode du faisceau laser. Plusieurs questions nous viennent alors à l'esprit : comment quantifier ces sources de chaleur ? Quelles sont leurs origines physiques et surtout les conséquences de ces effets thermiques ? Comment un cristal laser soumis à un fort pompage peut-il se comporter comme une lentille ?

Objectif de ce chapitre

Dans un premier temps, nous nous focaliserons sur un bref état de l'art des différentes études thermiques qui ont déjà réalisées mais également celles effectuées au sein de notre équipe. Ce succinct état de l'art permettra alors de présenter le contexte de la réalisation du banc de caractérisation thermique. Ensuite, les origines des sources de chaleur ainsi que leurs quantifications et conséquences seront expliquées. Puis nous présenterons le banc complet de caractérisation thermique qui nous a permis l'étude des trois cristaux laser choisis précédemment. Grâce à ce banc d'étude thermique, nous avons non seulement eu la possibilité in situ de mesurer des propriétés thermiques mais également de déterminer une valeur pour la conductivité thermique des fluorures dopés ytterbium, mal connue jusqu'alors. Finalement, cette étude thermique nous permettra une rapide comparaison entre ces différents cristaux.

2.2- Etat de l'art

Cette partie sera dédiée aux études thermiques, expérimentales et théoriques. Ces études porteront sur la mesure de l'échauffement du cristal laser et de la lentille thermique. De plus, seront présentés le système de pompage utilisé et ses intérêts ainsi que le système de refroidissement choisi pour éviter un échauffement trop important du cristal laser.

2.2.1- Contexte : travaux antérieurs...

Dans un premier temps, nous présenterons les travaux antérieurs sur les propriétés thermiques des cristaux laser, travaux principalement focalisés sur l'origine des différentes sources de chaleur au sein du cristal laser après absorption de photons de pompe. Ensuite, nous détaillerons les études et les mesures faites sur la lentille thermique. Enfin, nous présenterons les expériences déjà effectuées au sein de notre équipe.

2.2.1.1- ...sur les sources de chaleur dans les cristaux laser

Un des paramètres utiles pour quantifier la chaleur déposée par la pompe dans le cristal laser est la fraction thermique. La fraction thermique est la proportion de puissance optique absorbée perdue sous forme de chaleur. La fraction thermique sera détaillée ultérieurement. Ce formalisme fut introduit par Fan [Fan 93], et nous servira comme théorie de base dans notre étude. De plus, de nombreux travaux se sont concentrés sur l'évolution de la fraction thermique en présence d'effet laser ou non [Blows 98].

Pourtant, peu d'expériences ont été réalisées sur la répartition de la chaleur au sein du cristal lors d'un pompage par diode laser. Cette distribution de la chaleur étant inhomogène, les sondes thermiques ne peuvent pas être utilisées pour mesurer de manière exhaustive cette répartition de la chaleur. En 1970, Koechner s'est intéressé aux études thermiques et à la distribution de chaleur dans des barreaux de Nd:YAG pompés par lampes à arc. Malheureusement, ce sont des mesures indirectes et son étude ne peut s'appliquer à notre système de pompage longitudinal par diode laser [Koechner 70]. Une autre expérience intéressante a consisté en une mesure de diffusivité thermique via une cartographie thermique de cristaux chauffés par une impulsion d'un laser à Argon [Bisson 00]. Cependant un travail récent a attiré notre attention puisqu'il s'intéresse à la dépendance des effets thermiques avec le dopage et de la longueur d'onde d'émission laser dans des cristaux laser Nd:YAG grâce à une cartographie thermique [Pavel 06].

Contrairement aux expériences de caractérisation des propriétés thermiques, il existe une multitude d'exemples d'études thermiques théoriques. Une étude théorique généralisée a été développée par Farruk [Farruck 88]. Cette étude est applicable quelle que soit la configuration de pompe. En 1992, Cousins a publié une étude thermique de très grande qualité sur les barreaux pompés longitudinalement [Cousins 92]. De plus en parallèle, la technologie grandissante des ordinateurs ont permis le développement de calculs numériques par éléments finis (ou « FEA » en anglais) de la distribution de la température tels que le logiciel de LASCAD [Site LASCAD].

2.2.1.2- ...sur la lentille thermique

De nombreuses publications abondent sur la mesure et le calcul de la lentille thermique. Il existe trois grands types de méthodes qui seront décrites ci-après :

1) méthodes géométriques de déplacement du point de focalisation :

Le principe de cette méthode consiste en une mesure de déplacement du plan focal. En partant de l'optique géométrique, il a pour but de calculer la distance entre les plans de focalisation du faisceau lumineux sonde traversant le cristal pompé et ensuite le même cristal non pompé. Ce déplacement permet de remonter à la focale de la lentille thermique [Burnham 70]. Mais cette méthode est limitée car elle est basée sur l'évaluation de focales de lentilles parfaites (en conséquence pas d'évaluation des aberrations), adaptée pour des pompages transverses avec des cristaux de grandes surfaces. Cette méthode n'est donc pas valable pour notre étude, à cause de la petitesse des tailles de pompe (200- 400 μm sont de tailles de pompe couramment utilisées).

Une autre méthode simple utilise un faisceau de sonde spatialement cohérent de taille comparable à celle de la zone pompée [Hu 73]. On s'intéresse alors aux déformations du faisceau sonde après avoir traversé le cristal pompé ou non grâce à une différence de divergence [Hue 73] ou un changement de taille de la pupille (surface éclairée sur le détecteur) dans un plan judicieusement choisi [Murray 83].

Le gros inconvénient de ces méthodes de déplacement du point focal est l'imprécision des mesures. Leurs incertitudes atteignent généralement des valeurs comprises entre 20 et 30 % sur les mesures de distance focale. Finalement, seule la focalisation est mesurée, les aberrations de cette lentille thermique ne peuvent pas être déterminées.

2) méthodes basées sur les modes de la cavité :

Une lentille thermique modifie les zones de stabilité de la cavité laser. Elle a une influence aussi sur les propriétés du faisceau laser émis telles que sa taille ou sa divergence. En mesurant ces déformations, on est alors capable de mesurer la focale de la lentille thermique grâce à la méthode des matrices ABCD. Ils existent différentes techniques comme celles développées par Frauchiger *et al* [Frauchiger 92] sur la divergence ou Neuenschwander *et al* [Neuenschwander 95] par la mesure d'une zone de stabilité.

L'inconvénient de cette méthode est l'incapacité de mesurer la focale de la lentille thermique sans effet laser mais présente l'avantage d'un faible coût. De plus les valeurs mesurées ne sont absolument pas précises et ne sont que des ordres de grandeur, jusqu'à 60% d'incertitude dans certains cas [Neuenschwander 95]. De manière analogue à la méthode précédente, les méthodes basées sur les modes de la cavité laser ne permettent que de mesurer la focale de la lentille thermique et pas ses aberrations.

3) méthodes interférométriques :

Tout d'abord, il existe des méthodes interférométriques dites « classiques » à base d'interféromètres de Michelson ou de Mach-Zender par exemple. La mesure de la lentille thermique est basée sur l'interaction de deux répliques de front d'onde légèrement retardé l'une par rapport à l'autre. Ces méthodes de mesure de lentille thermique, très sensibles aux vibrations ne sont malheureusement pas applicables dans des pompages longitudinaux par diode laser. En effet, les déformations induites sur la phase sont tellement petites qu'il est impossible de créer un système d'interférence donc de franges car les zones de pompage sont trop petites [Pfitsner 94]. Ensuite, il existe les méthodes interférométriques à décalage de phase latéral (« trilateral shearing interferometry ») [Primot 97] qui sont adaptées pour le

pompage longitudinal. Le principe consiste à scinder un front d'onde aberrant en trois répliques dans les deux directions orthogonales grâce à un réseau bidimensionnel [Chanteloup 98]. La précision de ces méthodes est très bonne : seulement 12 % d'incertitude sur la mesure de la focale de la lentille thermique. De tels dispositifs sont commercialisés [Site Phasics].

4) méthodes géométriques du front d'onde par un analyseur de type Shack-Hartmann:

Les méthodes géométriques de mesure de front d'onde utilisent des analyseurs de front d'onde de type Shack-Hartmann par exemple. De tels analyseurs sont des dispositifs commercialisés [Site Imagine-Optic]. Grâce à une matrice de microlentilles, il est capable de mesurer les différentes pentes locales du front d'onde d'un faisceau lumineux. Il suffit alors d'analyser le front d'onde d'un faisceau lumineux qui viendrait sonder le cristal pompé ou non. Le cristal soumis à un fort pompage se comportera comme une lentille thermique et déformera alors le front d'onde de la sonde traversant le cristal. Ce système d'analyse a déjà fait ses preuves [Pittman 02] [Ito 02] et au sein de notre équipe [Chénaï 06]. Les avantages de ce système sont sa faible incertitude sur les mesures : inférieure à 10 %, et sa non-sensibilité aux vibrations externes ou à la cohérence de la source de la sonde et finalement à sa possibilité de faire des mesures en temps réel. Le nombre de microlentilles est le facteur limitant de cette méthode de mesure de lentille thermique. Un autre avantage de cette méthode est la possibilité d'observer la focale de la lentille thermique mais également ses aberrations comme l'aberration sphérique ou l'astigmatisme.

2.2.1.3- ... sur la conductivité thermique

La principale méthode utilisée est la méthode de mesure par « flash ». Sur l'une des faces du cristal à étudier est envoyé un puissant flash [Parker 61]. On mesure alors l'évolution de la température de la face opposée du cristal en fonction du temps. Cette courbe nous permet de calculer la diffusivité thermique $D_{thermique}$ ($m^2.s^{-1}$) qui est reliée à la conductivité thermique κ_c qui a pour unité $W.m^{-1}.K^{-1}$ de la manière suivante :

$$\kappa_c = D_{thermique} \cdot C_p \cdot \rho \quad (2.1)$$

où C_p est la chaleur spécifique massique du matériau ($J.kg^{-1}.K^{-1}$) et ρ la masse volumique ($kg.m^{-3}$). On constate alors que la mesure de κ_c est une mesure indirecte car elle demande la connaissance de la capacité thermique et de la densité. Or C_p est une donnée thermodynamique complexe à déterminer. La source flash peut être remplacée par un laser impulsionnel pour avoir des impulsions plus courtes que le temps de diffusion de la chaleur.

Cette méthode est également utilisée mais en variant les méthodes de détection de la chaleur arrivant sur la face opposée du cristal. Ces moyens de détection sont la microscopie par réflectance [Pottier 94], la détection de la déviation d'un faisceau sonde [Salazar 91] ou la détection de l'onde de chaleur grâce à une caméra infrarouge [Bisson 00].

2.2.1.4- ...de l'équipe

Précédemment au sein de l'équipe, de nombreux travaux avaient été déjà réalisés sur les propriétés thermiques des cristaux laser dopés ytterbium.

Tout d'abord, un banc de mesure de lentille thermique en configuration laser ou non à été développé initialement par Sébastien Chénais durant sa thèse. De nombreux cristaux laser dopés ytterbium ont été étudiés comme la famille des borates (Yb:BOYS) ou la famille des grenats (Yb:YAG) par exemple. Ce banc thermique a permis de mesurer non seulement les focales de lentille thermique (et ses aberrations) mais aussi les rendements quantiques de fluorescence (une quantification des sources de chaleur, détaillée ultérieurement) et les coefficients thermo-optiques de cristaux laser [Chénais 02] [Chénais 06].

Ensuite, Sébastien Chénais a développé un autre banc d'étude : la cartographie thermique. Ce banc de cartographie a permis la mesure de l'efficacité du bloc de refroidissement du cristal pompé. Pour cela, les coefficients de transfert thermique entre le cristal et la monture ont été calculés. Bien que les cartographies aient été réalisées sous pompage *in situ*, elles ne peuvent être malheureusement étudiées qu'en l'absence d'effet laser de part la configuration de la mesure [Chénais 04].

Finalement, durant ses travaux de thèse, J. Didierjean a amélioré le banc de cartographie thermique en permettant la prise de mesure en présence ou non de l'effet laser. Il a également développé une nouvelle méthode de mesure de la conductivité thermique des cristaux dopés ytterbium via une cartographie thermique en présence d'effet laser [Didierjean 07].

En ayant posé le contexte de nos travaux sur l'étude thermique, intéressons-nous aux systèmes de pompage et de refroidissement utilisés pour notre banc de caractérisation thermique qui est similaire à celui généralement utilisé pour les cavités laser femtosecondes de puissance.

2.2.2- Pompage longitudinal par diode laser de puissance fibrée

Le choix du pompage longitudinal permet un meilleur recouvrement entre les faisceaux laser et de pompe contrairement au pompage transverse. Les diodes laser de type fibrées présentent un faisceau de pompe à la sortie de fibre à symétrie radiale ou circulaire. Les diodes laser étant commerciales et de fortes puissances moyennes, nous optons pour ce système de pompage.

Le seul inconvénient de ces diodes laser est la qualité du faisceau en sortie de fibre. Les fibres utilisées sont des fibres multimodes de diamètres de cœur compris entre 50 μm et 400 μm avec une ouverture de 0,22 dans la majorité des cas. Le facteur de qualité, le facteur M^2 (voir encadré 2.1), a des valeurs comprises entre 36 et 569, loin d'un faisceau monomode où le M^2 vaut 1. De plus, si la fibre n'est pas une fibre à maintien de polarisation, le faisceau en sortie de fibre est totalement dépolarisé.

Encadré 2.1: le facteur M^2 ?

Un faisceau gaussien est dit « limité par diffraction » lorsque la qualité de faisceau qui peut être évalué par le moment d'ordre 2 : M^2 vaut l'unité. Le mode fondamental TEM_{00} correspond à un faisceau gaussien. Lorsque le $M^2 > 1$, le faisceau va diverger M^2 fois plus rapidement que le faisceau gaussien TEM_{00} de même dimension. M^2 s'écrit de la manière suivante :

$$M^2 = \frac{\pi \cdot \omega_0 \cdot \theta}{\lambda} \quad (2.2)$$

où θ est demi-angle de divergence, ω_0 le rayon de ceinture et λ la longueur d'onde (*Figure 2.2*).

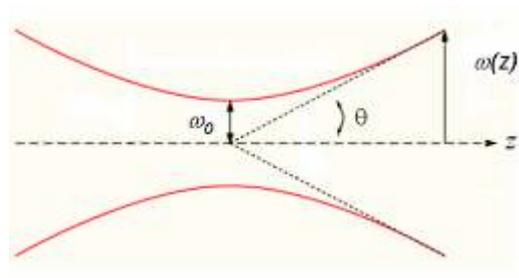


Figure 2.2: Schéma représentant les grandeurs caractéristiques d'un faisceau gaussien

Le faisceau de pompe issu de la diode est collimaté (par un doublet ou un triplet) puis focalisé (par un doublet ou un triplet) dans le cristal laser (*Figure 2.3*) avec un facteur de grandissement adapté. Ce banc de pompage sera utilisé aussi bien pour les études thermiques que pour les cavités laser femtosecondes qui seront étudiées dans le chapitre suivant.

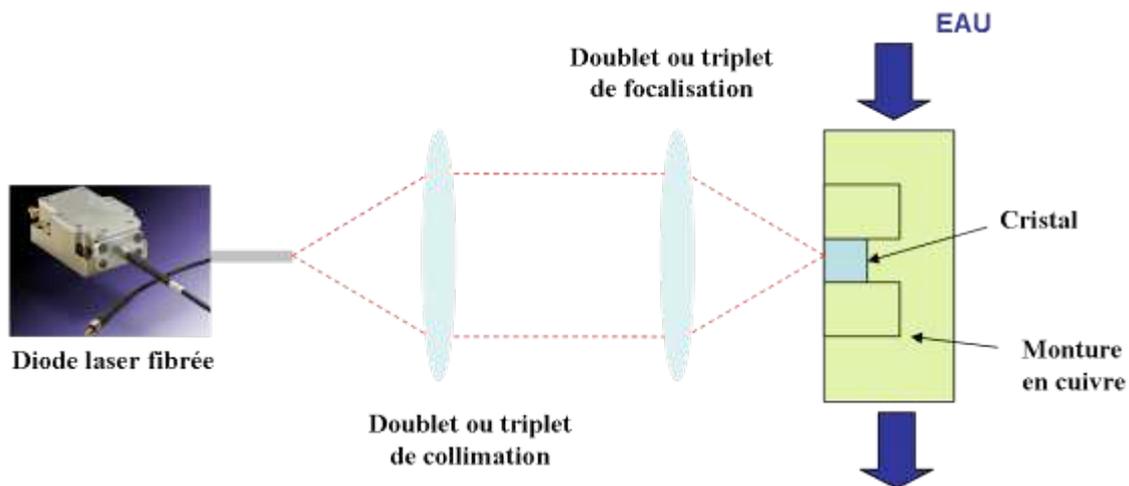


Figure 2.3: Vue d'en haut du système de pompage longitudinal

2.2.3- Le système de refroidissement

Les problèmes thermiques sont les facteurs limitant des lasers de fortes puissances moyennes. Il faut donc réaliser une bonne évacuation des calories. Pour aider le cristal laser à évacuer cette chaleur, un système de refroidissement a été développé et est représenté sur la *Figure 2.4*. De la graisse thermique est ajoutée sur les faces du cristal pour améliorer le contact thermique entre le cristal et la monture en cuivre [Chénaïs 04]. De plus, un module à effet Peltier¹⁵ a été rajouté pour contrôler de manière active la température de l'ensemble du bloc de refroidissement mais également pour favoriser le transfert thermique cette fois-ci entre le cristal et la circulation d'eau.

¹⁵ L'effet Peltier (ou effet thermoélectrique) est un phénomène physique qui consiste en un transfert de chaleur entre une face chaude et une face froide en fonction du courant.

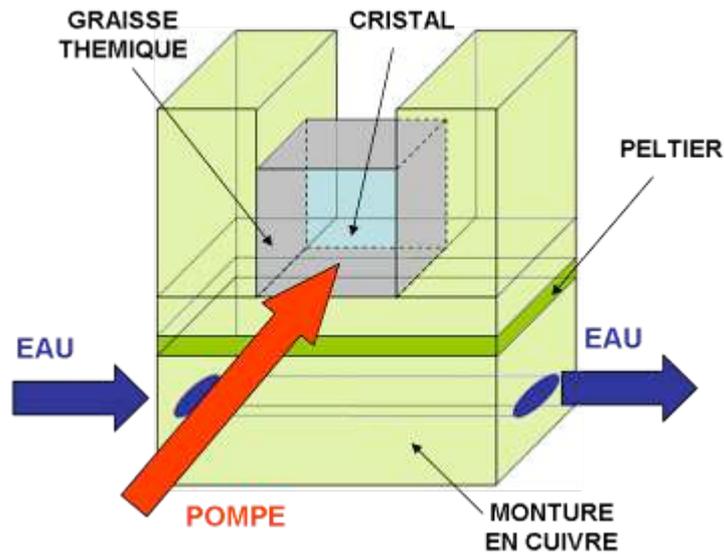


Figure 2.4: Système de refroidissement de nos cristaux laser

2.3- Les différentes sources de chaleur dans les cristaux laser

Une partie de cette puissance de pompe est alors absorbée par le cristal dans le but de créer de l'inversion de population. Une fraction de cette puissance absorbée sera transformée en émission laser et/ou en fluorescence suivant la présence de l'effet laser ou non. Le reste de cette énergie sera inévitablement convertie sous forme de chaleur. La présence de ces sources de chaleur est à l'origine d'une distribution de la chaleur dans le cristal laser.

Dans un premier temps, après définition des rendements utilisés en thermique, nous détaillerons les causes des sources de chaleur dans le cristal laser (2.3.1). Puis, les conséquences de ces sources de chaleur seront étudiées (2.3.2). Finalement, nous nous focaliserons sur la lentille thermique, conséquence mesurable de ces effets thermiques (2.3.3).

2.3.1- Quantification et origines des différentes sources de chaleur au sein des cristaux laser

2.3.1.1- Expression de la fraction thermique

La principale quantification des sources de chaleur est la fraction thermique. En effet, la fraction thermique ou η_h (« fractional thermal load » en anglais) représente la fraction de la puissance absorbée par le cristal laser transformée en chaleur car $P_{th} = \eta_h \cdot P_{abs}$ où P_{th} et P_{abs} représentent les puissances thermique dissipée et absorbée.

Pour pouvoir comprendre les différentes contributions à la fraction thermique, intéressons-nous aux différentes origines de ces sources de chaleur après absorption d'un photon de pompe par le cristal laser. Ces différents « chemins » sont représentés sur la Figure 2.5.

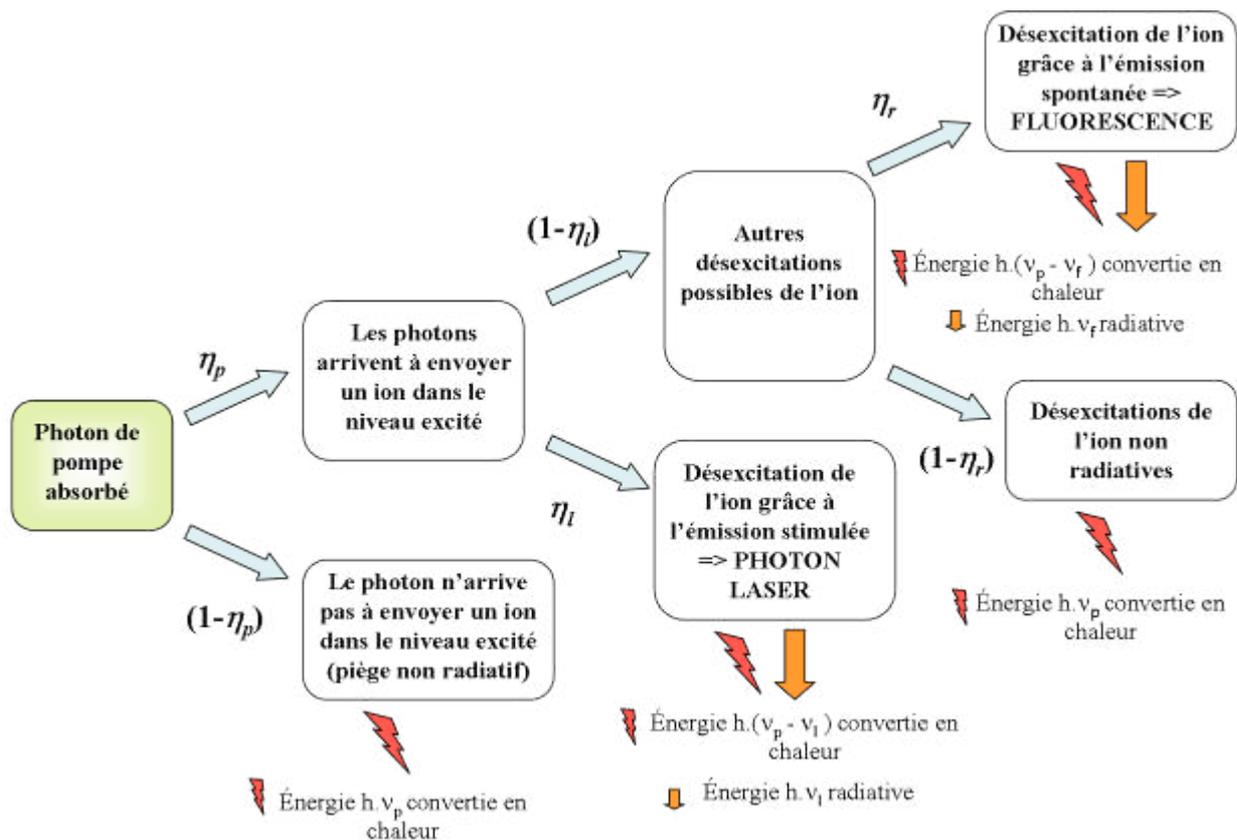


Figure 2.5: Les différents chemins possibles au sein du cristal laser après absorption d'un photon de pompe pour l'apparition des sources de chaleur

Fan [Fan 93] a introduit des rendements qui permettent aisément de quantifier les différentes sources de chaleur mais également de les proportionner:

1) η_p ou rendement quantique d'absorption (« pump efficiency » en anglais)

Le rendement quantique d'absorption représente la probabilité qu'un photon excite un ion pour l'amener dans le niveau d'énergie supérieur, donc augmenter le peuplement du niveau excité. Quand le rendement quantique d'absorption vaut l'unité, on parle alors de cristal parfait où aucun piège non-radiatif (ou « dead sites » en anglais) ne vient emprisonner le photon de pompe. Par conséquent, $\eta_p < 1$ signifie que les photons sont piégés par ces sites non-radiatifs et leur énergie $h \cdot \nu_p$ est alors convertie en chaleur. h est la constante de Planck et ν_p la fréquence du photon de pompe. Attention, ce rendement ne tient compte que des photons absorbés par le cristal mais en aucun cas de la notion de puissance absorbée par ce dernier. Ce rendement quantique d'absorption est dépendant du dopage du cristal laser. Par contre, la mesure directe de ce rendement paraît impossible et les seules déterminations de η_p sont des mesures indirectes issues de la mesure de la fraction thermique ou fraction de la puissance de pompe convertie en chaleur [Blows 98]. Couramment, dans les principales études thermiques, le rendement quantique d'absorption est supposé égal à l'unité car on suppose les cristaux suffisamment parfaits.

2) η_l ou le rendement d'extraction laser (ou « laser extraction efficiency » en anglais)

Le rendement d'extraction laser correspond à la fraction des photons absorbés qui vont participer à l'émission d'un photon laser, donc à l'émission stimulée. Une fraction de cette énergie sera attribuée à l'énergie du photon alors que le reste de l'énergie sera dissipé thermiquement dans le cristal laser. Cette perte sous forme de chaleur est appelé le défaut quantique et s'exprime de la manière suivante :

$$\eta_{\text{déf aut_quantique}} = \frac{h \cdot (\nu_p - \nu_l)}{h \cdot \nu_p} = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \quad (2.3)$$

où λ_p et λ_l sont les longueurs d'onde de pompe et d'émission laser. L'expression (2.3) nous montre que le défaut quantique est relatif à l'écart entre l'énergie des photons absorbés et l'énergie des photons laser. En conclusion, plus petite est la différence entre les longueurs d'onde d'absorption et laser, plus petite sera la valeur du défaut quantique, plus faible sera la production de chaleur.

Comparons les défauts quantiques pour les cristaux Yb:YAG et Nd:YAG. Pour un pompage à 808 nm, le cristal Nd:YAG a une émission laser autour de 1064 nm. Le YAG dopé néodyme a en conséquence un défaut quantique de 24%, soit quasiment un quart de la puissance absorbée se dissipe thermiquement. Par contre, pour un pompage efficace près de 980 nm, le cristal Yb:YAG a une émission laser autour de 1064 nm, soit un défaut quantique de 8 %. Il apparaît clairement l'avantage du choix de l'ion ytterbium comme dopant du cristal laser.

3) η_f ou rendement quantique de fluorescence ou rendement quantique (ou « quantum radiative efficiency » en anglais)

L'analyse est la même que la précédente. A la différence de participer pour l'émission laser, cette fois-ci, le photon absorbé contribue à l'émission d'un photon de fluorescence. Lors de l'émission spontanée, l'ion évacue l'énergie sous forme radiative (un photon de fluorescence moyenne de longueur d'onde λ_f) et le reste de l'énergie sous forme de chaleur. De manière analogue, on définit le défaut quantique de fluorescence correspondant à cette création de chaleur :

$$\eta_{\text{déf aut_quantique_fluorescence}} = \frac{h \cdot (\nu_p - \nu_f)}{h \cdot \nu_p} = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_f} \quad (2.4)$$

Dans la majorité des cristaux laser, la longueur d'onde de fluorescence moyenne est inférieure à la longueur laser. Pour illustrer ce propos, donnons l'exemple du cristal Yb:CaF₂ de nos expériences avec une longueur d'onde laser de 1050 nm et une longueur d'onde de fluorescence de 1008 nm.

4) Parcours $\eta_p \cdot (1-\eta_l)$, $(1-\eta_f)$ et $(1-\eta_p)$: désexcitations non-radiatives

Ce parcours correspond à des désexcitations non radiatives. L'ion ytterbium ayant une structure électronique simple, l'extinction de fluorescence par effet de concentration peut avoir lieu au sein d'un cristal dopé ytterbium ainsi que l'up-conversion avec les impuretés.

Cette désexcitation a pour origine des échanges d'énergie d'excitation entre deux ions ytterbium proches soit de manière non-radiative soit par des émissions et des absorptions de photons de manière successives (*Figure 2.9*).

Si le matériau laser ne présente aucun défaut, aucune émission de chaleur ne sera observée. Par contre, en présence d'impuretés (*Figure 2.6*), l'énergie ainsi véhiculée sera piégée par l'impureté et convertie en chaleur. Ces transferts successifs de l'énergie sont d'autant plus probables que le taux de dopage est important, diminuant ainsi la distance entre deux ions ytterbium différents. Ce phénomène a été mis en évidence dans les cristaux laser dopés ytterbium [Yang 02].

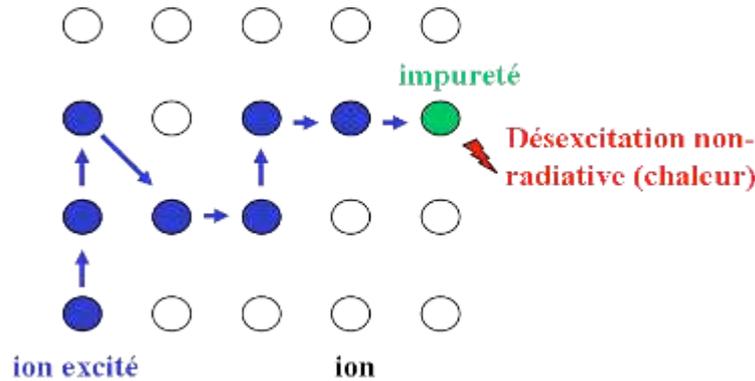


Figure 2.6: Schéma représentatif de l'extinction de fluorescence par effet de concentration

Il existe aussi les relaxations multiphonons. Ce sont des désexcitations successives entre les niveaux d'énergie excité $^2F_{5/2}$ et fondamental $^2F_{7/2}$, d'une énergie de $10\,000\text{ cm}^{-1}$. Il faut plusieurs phonons pour pouvoir braver l'énergie qui séparent ces deux niveaux. Si le nombre de phonons est supérieur à 4, on peut alors affirmer que la relaxation multiphonons peut être alors négligée et création de chaleur suite à cette désexcitation.

Prenons l'exemple de la matrice Yb:CaF₂, l'énergie la plus élevée du phonon est de 800 cm^{-1} [Petit 06]. Ce phénomène est donc parfaitement improbable pour la matrice Yb:CaF₂. Pour le cristal Yb:CALGO, il est impossible d'affirmer que la relaxation multiphonons est négligeable puisque aucune mesure des énergies de phonons n'a été réalisée.

La fraction thermique globale peut s'écrire en fonction de η_p , η_l et η_r et a pour expression :

$$\eta_h = 1 - \eta_p \left[(1 - \eta_l) \eta_r \cdot \frac{\lambda_p}{\lambda_f} + \eta_l \cdot \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \right] \quad (2.5)$$

En l'absence d'effet laser, η_l étant nul, l'équation (2.5) devient :

$$\eta_{h_sanslaser} = 1 - \eta_p \eta_r \cdot \frac{\lambda_p}{\lambda_f} \quad (2.6)$$

Cette expression (2.6) dépend énormément du rendement quantique de fluorescence η_r .

Expression simplifiée de la fraction thermique en l'absence d'effet laser si $\eta_p = \eta_r = 1$

Supposons maintenant que le cristal laser étudié est un cristal laser de bonne qualité donc sans défaut et sans désexcitation non-radiative ($\eta_p = \eta_r = 1$), l'expression de la fraction thermique sans effet laser est égale au défaut quantique de fluorescence définie par l'équation (2.4).

En présence d'effet laser, nous remarquons que nous pouvons exprimer la fraction thermique en fonction de la fraction thermique sans effet laser par l'expression suivante :

$$\eta_{h_laser} = \eta_{h_sanslaser} + \eta_p \cdot \eta_l \cdot \left[\eta_r \cdot \frac{\lambda_p}{\lambda_f} - \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \right] \quad (2.7)$$

Le rendement quantique de fluorescence ne pouvant être supérieur à 1, le signe du terme entre crochets dépend alors des valeurs de λ_l et λ_f . De manière générale pour les cristaux laser, les longueurs d'onde de fluorescence sont supérieures aux longueurs d'onde laser. Mais des démonstrations où $\lambda_l < \lambda_f$ ont déjà été reportées comme pour le cristal Yb:CALGO avec des valeurs de λ_l de 990 nm et λ_f de 1013 nm [Petit 05]. Pourtant, dans la majorité des cas, le terme entre crochets est négatif et donc $\eta_{h_laser} < \eta_{h_sanslaser}$. En effet, l'émission laser entraîne un dépeuplement du niveau excité, empêchant par la même occasion les désexcitations non-radiatives fortement productives de chaleur. Moins d'effets thermiques non-radiatifs interviennent avec la présence d'effet laser.

Expression simplifiée de la fraction thermique en présence d'effet laser si $\eta_p = \eta_r = \eta_l = 1$

Il a été prouvé que pour de très grandes puissances intracavités¹⁶, le rendement d'extraction laser tend vers 1 [Didierjean 07bis]. En supposant donc de fortes puissances intracavités et un cristal laser parfait ($\eta_p = \eta_r = 1$), la fraction thermique avec effet laser est alors égale au défaut quantique laser défini par l'expression (2.3).

Les principales mesures de la fraction thermique permettent d'affirmer que le rendement quantique d'absorption a des valeurs comprises entre 0,8 et 1 dans des cristaux dont la croissance est parfaitement maîtrisée [Brown 98] [Barnes 02]. Les cristaux étudiés, CaF₂, SrF₂ et le CALGO ont des méthodes de croissance connues et largement maîtrisées on s'attend normalement donc à peu de défauts et les rendements quantiques d'absorption pour nos trois cristaux peuvent supposer être égaux à l'unité.

2.3.1.2- Expression du rendement d'extraction laser

Pour pouvoir exprimer le rendement d'extraction laser, détaillons les expressions des débits $Q_{stimulé}$ stimulé, $Q_{spontané}$ spontané et $Q_{nonradiatif}$ non radiatif qui peuvent se produire durant une émission laser. Ces débits représentent en fait le nombre d'ions excités par m³ et par seconde qui se désexcitent suivant le processus indiqué en indice. Ces trois débits peuvent s'exprimer de la manière suivante :

¹⁶ La puissance intracavité est la puissance à l'intérieur de la cavité laser. Pour la calculer, il suffit de mesurer la puissance de sortie et de tenir compte de la transmission T (en %) du miroir de sortie : $P_{intracavité} = (P_{sortie} / T)$.

$$\begin{aligned}
 Q_{stimulé} &= \sigma_{em}(\lambda_l).N_2.I - \sigma_{abs}(\lambda_l).N_1.I \\
 Q_{spontané} &= \frac{N_2}{\tau} \\
 Q_{nonradiatif} &= \frac{N_2}{\tau_{nr}}
 \end{aligned} \tag{2.8}$$

où N_1 et N_2 désignent respectivement les densités des multiplets $F_{7/2}$ (niveau fondamental) et des multiplets $F_{5/2}$ (niveau d'énergie excité), $\sigma_{em}(\lambda_l)$ et $\sigma_{abs}(\lambda_l)$ les sections efficaces d'émission et d'absorption à la longueur d'onde laser λ_l , τ le temps de vie de l'état excité et τ_{nr} est un « temps de vie non radiatif » défini comme l'inverse de la probabilité de désexcitation non radiative. I est l'intensité laser intracavité exprimée en nombre de photons par m^2 et par seconde et dépendante de la composante radiale r qui vérifie l'expression suivante [Augé 2000] :

$$I(r) = \frac{2.\lambda_l.P_{int}}{h.c.\pi.w_l^2} \cdot \exp\left\{\frac{-2.r}{w_l^2}\right\} \tag{2.9}$$

où P_{int} correspond à la puissance intracavité, h la constante de Planck, c la célérité, w_l le rayon du faisceau laser.

Le rendement d'extraction laser et le rendement quantique de fluorescence ont pour expressions les équations suivantes [Chénaïs 06]:

$$\eta_l = \frac{Q_{stimulée}}{Q_{stimulée} + Q_{spontané} + Q_{nonradiatif}} \quad \eta_r = \frac{Q_{spontané}}{Q_{spontané} + Q_{nonradiatif}} = \frac{\tau}{\tau + \tau_{nr}} \tag{2.10}$$

La réabsorption à la longueur d'onde laser dans les deux fluorures et le CALGO est négligeable. En effet, les valeurs de sections efficaces d'absorption à la longueur d'onde laser sont inférieures à $5 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$, à $1 \cdot 10^{-23}$ et à $1,47 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$ pour les cristaux Yb:CaF₂, Yb:SrF₂ et Yb:CALGO respectivement, comparées à des sections efficaces d'émission de l'ordre de 10^{-20} cm^2 . Dans ces conditions, on peut alors affirmer $\sigma_{em}(\lambda_l).N_2 \gg \sigma_{em}(\lambda_l).N_1$, on peut alors écrire :

$$\eta_l(r) = \frac{\sigma_{em}(\lambda_l).I(r)}{\sigma_{em}(\lambda_l).I(r) + \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_{nr}}} = \frac{\sigma_{em}(\lambda_l).I(r)}{\sigma_{em}(\lambda_l).I(r) + \frac{1}{\eta_r.\tau}} \tag{2.11}$$

Après la quantification des sources de chaleur et de leurs définitions, plusieurs questions nous viennent spontanément à l'esprit : quelles sont les conséquences de l'apparition de ces sources de chaleur sur les propriétés du cristal laser ? Sur quelles propriétés du cristal laser les sources de chaleur ont-elles un effet ?

2.3.2- Les conséquences de ces sources de chaleur pour le cristal laser

Une conséquence des sources de chaleur est une distribution inhomogène de la chaleur dans le cristal laser. Cette distribution inhomogène a non seulement des effets thermomécaniques mais aussi des conséquences thermo-optiques. Les effets thermomécaniques font référence aux contraintes et déformations du cristal laser pompé alors que les effets thermo-optiques sont relatifs à la modification de l'indice de réfraction due à l'échauffement. Cette partie sera consacrée à l'étude de ces deux effets thermiques. Commençons par les effets thermomécaniques puisque les calculs de ces effets nous permettent par la suite de calculer les effets thermo-optiques.

2.3.2.1- Les effets thermomécaniques

Lors du pompage, il existe des contraintes au sein du cristal laser pour deux raisons. Tout d'abord, le cristal laser n'a pas la liberté de se déformer comme il le souhaite dans sa monture (2.2.3). Ensuite la seconde raison est due à la présence d'une distribution inhomogène de la chaleur dans le cristal laser car c'est un système hors d'équilibre. La loi de Hooke généralisée permet de modéliser ces contraintes thermiques, non seulement liées aux déformations mais également liées aux élévations de température grâce au tenseur des coefficients élastiques du matériau [Cousins 92]. Cette équation mathématique complexe à étudier fait apparaître le tenseur des coefficients de dilatation thermique α_{Tij} . On peut facilement réduire le nombre de coefficients de dilatation thermique au nombre d'axes de déformation du cristal, correspondant en réalité à ses axes de symétrie. Cela signifie que les cristaux optiquement isotropes ont un seul coefficient de dilatation thermique, les cristaux uniaxes en ont deux et les cristaux biaxes en ont trois. Ces coefficients représentant la dilatation du matériau se traduiront par la courbure des faces, comme un bombement des faces par exemple.

La majorité des études des contraintes thermiques se sont focalisées sur des cristaux isotropes. Il apparaît que les effets élastiques peuvent être déterminés par deux paramètres : le module de Young E ($N.mm^{-2}$) et le coefficient de Poisson ν . Le module de Young représente la contrainte mécanique qui engendrerait un allongement de 100 % du matériau. Le coefficient de Poisson permet de caractériser la contraction de la matière perpendiculairement à la direction de l'effort appliqué.

L'étude des contraintes thermiques de part sa complexité requiert des outils numériques d'analyse par éléments finis comme LASCAD. Cependant une résolution analytique est possible pour un cristal isotrope. Cette étude permet de poser le dimensionnement du problème et de représenter les principales contraintes introduites par un pompage longitudinal, la configuration de pompage dans notre étude.

Pour un cristal dans nos configurations de refroidissement et de pompage, le calcul des contraintes peut être alors simplifié à un problème à symétrie radiale [Chénais 02] dans l'approximation des « contraintes planes ».

Encadré 2.2 : Les « contraintes planes »

Pour obtenir un problème à 2 dimensions, Koechner a proposé l'étude d'un barreau long et fin (cas 1 de la *Figure 2.7*) de YAG en configuration de pompage par flash. Les déformations

suivant l'axe z sont négligeables. La suppression d'un axe d'étude permet de simplifier le problème. Cette approximation est appelée l'approximation des « déformations planes ».

Une autre approximation possible (cas 2 de la *Figure 2.7*) est de se placer dans le cas d'un disque mince. Cette fois-ci ce ne sont pas les déformations qui sont négligeables mais les contraintes. On parle alors d'approximation des « contraintes planes ». Il a été prouvé que cette approximation reste applicable à un rapport L/r_0 proche de 1 [Cousins 92] et en conséquence nous pouvons utiliser cette approximation pour nos études de cristaux laser.

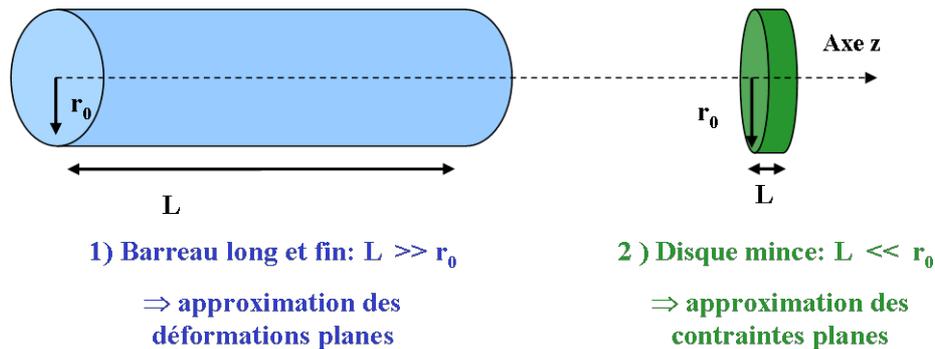


Figure 2.7: Cas adaptés pour l'approximation des déformations et les contraintes planes

L'analyse des contraintes thermiques dans un cristal laser isotrope a mis en évidence que le centre du cristal est en compression (donc contraintes négatives) alors que les bords sont en tension ou dilatation (donc contraintes positives). La *Figure 2.8* représente les différentes contraintes que connaît un cristal laser cylindrique isotrope lors d'un échauffement. Pour expliquer de manière plus simple, étant donné que le cristal est posé sur un bloc de refroidissement, les bords du cristal qui se dilatent se retrouvent bloqués par la monture et sont donc contraints d'appuyer sur le centre du cristal laser qui se retrouve quant à lui comprimé.

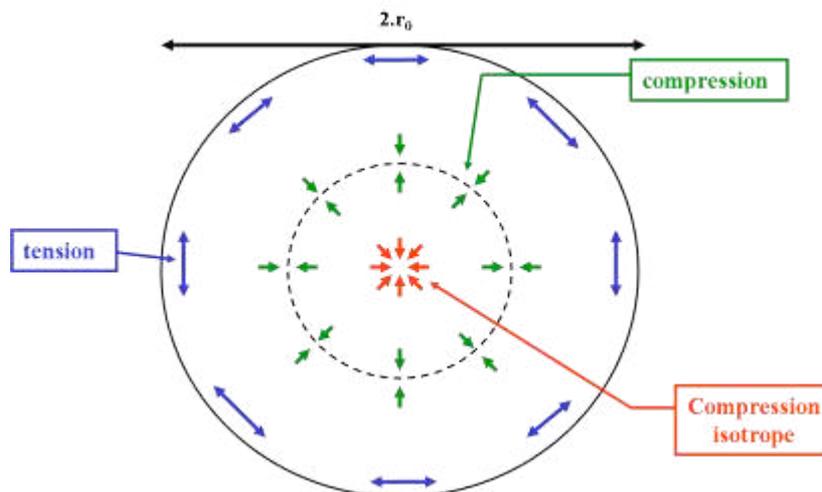


Figure 2.8: Contraintes dans un cristal isotrope soumis à un pompage longitudinal par diode laser en supposant un coefficient de dilatation positif

Comme les matériaux sont plus sensibles à la tension qu'à la compression [Le Boiteux 60], la fracture du cristal laser a donc lieu à l'endroit où une tension a dépassé sa valeur limite appelée résistance à la traction (ou « tensile strength » en anglais). La fracture du cristal se

propage ensuite dans le plan tangentiel à cette tension pour les matériaux les plus fragiles [Le Boiteux 60]. Ceci montre la limitation annoncée précédemment dans les lasers de puissance, à savoir la fracture du cristal laser.

2.3.2.2- les effets thermo-optiques

Les effets thermo-optiques sont les conséquences des effets thermomécaniques. La première contrainte thermo-optique abordée sera la biréfringence induite par les contraintes et finalement, nous montrerons l'influence de l'échauffement du cristal laser sur son indice de réfraction.

2.3.2.2.a- l'effet photoélastique

Il est connu que les propriétés optiques linéaires peuvent être représentées par l'ellipsoïde des indices. Pour rappel, l'ellipsoïde des indices a pour expression:

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (2.12)$$

où x , y et z sont les axes cristallographiques¹⁷ et n_x , n_y et n_z les indices principaux, et représentent les axes principaux du cristal laser. Bien entendu un cristal isotrope a un indice de réfraction unique $n_x = n_y = n_z = n_0$, les cristaux uniaxes en ont deux et les cristaux biaxes en ont trois.

Une contrainte sur un cristal modifie la taille et la forme de son ellipsoïde des indices. On parle alors d'effet photoélastique. Dès que le cristal laser subit des contraintes, l'ellipsoïde des indices est différent en tout point du cristal et une nouvelle orientation des axes principaux est à prévoir. En conséquence une biréfringence induite par contraintes vient se rajouter à la biréfringence naturelle ou non du cristal laser. Une estimation de ces variations est possible à partir du tenseur des coefficients élasto-optiques. Ces coefficients élasto-optiques sont faciles à trouver pour des cristaux simples et connus comme le cristal YAG ou le cristal CaF₂. Par contre, ces données sont quasiment introuvables pour des cristaux plus complexes et très récents comme le CALGO par exemple.

Ces calculs ont été effectués pour un cristal isotrope et pour un système à symétrie radiale [Chénaïs 02]. Il a été prouvé que les contraintes peuvent engendrer une modification de l'indice de réfraction pour l'axe tangentiel et l'axe radial en coordonnées polaires. En effet pour un cristal de longueur L , d'indice n et avec un coefficient de dilatation thermique α_T , cette modification s'écrit de la manière suivante:

$$\Delta n_{r,\theta}(r) - \Delta n_{r,\theta}(r=0) = 2.n^3 . \alpha_T . C_{r,\theta} \cdot \int_0^L (T(r,z) - T(r=0,z)) dz \quad (2.13)$$

avec C_r et C_θ sont les coefficients élastiques et $\Delta n_{r,\theta}$ représente la variation de l'indice de réfraction n suivant les axes radial r ou tangentiel θ en r . $T(r,z)$ représente la température aux coordonnées r et z . Les coefficients élastiques sont calculables à partir du tenseur des

¹⁷ Les axes cristallographiques sont en général confondus avec les axes cristallographiques a , b et c .

coefficients élasto-optiques. Chénais *et al* présentent ce calcul dans l'approximation des contraintes planes [Chénais 02].

Une conséquence de cette biréfringence induite est les pertes par dépolarisation. Pour en savoir davantage, des études sur ces pertes ont été réalisées sur des cristaux isotropes [Koechner 99]. De plus, il existe de nombreuses solutions pour compenser les conséquences d'une biréfringence induite par ces contraintes dans certaines configurations [Clarkson 01] [Fluck 00].

2.3.2.2.b- variation de l'indice de réfraction avec la température

Il est également connu que l'indice de réfraction est dépendant de la température. On parle du paramètre dn/dT et s'écrit de la manière suivante [Woods 91]:

$$\frac{dn}{dT} = \frac{(n+2).(n-1)}{6.n} \left[\frac{1}{\alpha_e} \cdot \frac{d\alpha_e}{dT} - 3.\alpha_e \right] \quad (2.14)$$

où n est l'indice de réfraction, α_T le coefficient de dilatation thermique (K^{-1}) et α_e la polarisabilité électronique ($C^2.m^2. J^{-1}$). Grâce à l'expression (2.14), les deux termes sources de la dépendance de l'indice de réfraction à la température sont la dilatation thermique et la polarisabilité. Notons au passage que cette étude est relativement complexe étant donné que la dilatation thermique est elle aussi dépendante de la température. La mesure classique de dn/dT consiste en la mesure du minimum de déviation sur un prisme du matériau étudié dans une enceinte thermostatée [Woods 91]. Il existe des mesures plus précises par des techniques interférométriques [Mangin 93]. Comme on peut le constater, dans une enceinte thermostatée, l'élévation de température est uniforme dans le cristal. Par contre, dans une configuration d'un pompage par diode laser, la distribution de température est inhomogène. En conséquence, les contraintes subies par le cristal ne sont pas les mêmes suivant la configuration choisie.

2.3.2.3- Les effets sur les populations

Les effets thermiques ont aussi des conséquences sur les peuplements des niveaux d'énergie. En effet, dans une structure électronique à quasi-trois niveaux, qui représente pour rappel le schéma électronique de l'ion ytterbium, la population d'un sous-niveau d'énergie N_a dépend de la statistique de Boltzmann :

$$N_a = N_0 \cdot \frac{g_a \cdot \exp\left(\frac{-E_a}{k_B \cdot T}\right)}{\sum_{i \in \text{niveau-bas}} g_i \cdot \exp\left(\frac{-E_i}{k_B \cdot T}\right)} \quad (2.15)$$

où N_0 est la population totale, E_i/E_a l'énergie d'activation de l'état i/a , k_B la constante de Boltzmann, g_i/g_a le facteur de dégénérescence de l'état i/a . Cette expression (2.15) est importante pour des transitions laser quasi-trois niveaux où la réabsorption à la longueur d'onde laser est non négligeable. En effet, la population des sous-niveaux du niveau fondamental de la transition laser est directement liée à la température du système. Plus la température est élevée, plus le peuplement du niveau bas de la transition laser sera élevé.

Cette hausse de population aura donc pour conséquence une chute du gain laser. En conclusion, un fort pompage s'accompagne d'une élévation de température et donc une baisse de l'inversion de population préjudiciable à un bon fonctionnement laser [Didierjean 07bis].

2.3.2.4- Conclusions

En conclusion, les élévations de température ont des conséquences sur les propriétés thermomécaniques et thermo-optiques mais aussi sur les populations de niveaux d'énergie et sur la spectroscopie des cristaux laser dopés à très basses températures. De manière générale, ces effets thermiques dégradent les performances laser aussi bien en régime continu qu'en régime femtoseconde. Une évaluation des propriétés thermiques des cristaux apparaît donc essentielle pour optimiser correctement les lasers de puissance.

La mesure de ces propriétés thermiques des cristaux est rendue possible par des mesures de la distribution de la température dans le cristal et de la mesure de la lentille thermique. La mesure de la distribution de la chaleur est une mesure directe grâce à une cartographie thermique. La mesure de la lentille thermique est une mesure directe du front d'onde. Par contre, la mesure des sources de cette lentille thermique est indirecte. Intéressons-nous à l'origine de cette lentille thermique.

2.3.3- La lentille thermique

S'il y a une distribution inhomogène de la température au sein du cristal laser, les cristaux, initialement équivalents à une lame à face planes et parallèles, ont tendance à se comporter comme une lentille dite « lentille thermique ». L'apparition de la lentille thermique est due à la combinaison de trois phénomènes liés à l'élévation de température. Il s'agit de la courbure des faces avec la dilatation thermique, des contraintes et de l'apparition d'un gradient d'indice associées à la dépendance de l'indice de réfraction avec la température. C'est ce que nous allons voir tout de suite.

Dans l'approximation paraxiale, le cristal laser sous fortes puissances de pompe est l'équivalent d'une lentille mince dont la focale f_{th} est donnée par la relation suivante [Chénais 02]:

$$D_{th} = \frac{1}{f_{th}} = \frac{\eta_h \cdot P_{abs}}{2 \cdot \pi \cdot w_p^2 \cdot \kappa_c} \cdot \chi = \frac{\eta_h \cdot P_{abs}}{2 \cdot \pi \cdot w_p^2 \cdot \kappa_c} \left[\frac{dn}{dT} + (n-1) \cdot (2 + \nu) \cdot \alpha_T + 2 \cdot n^3 \cdot \alpha_T \cdot C_{r,\theta} \right] \quad (2.16)$$

où D_{th} est la puissance dioptrique, η_h la fraction thermique, P_{abs} la puissance absorbée, w_p le rayon de courbure du faisceau (ou « waist » en anglais) de pompe, κ_c la conductivité thermique du cristal laser étudié, n l'indice de réfraction du cristal laser dopé, ν le coefficient de Poisson, $C_{r,\theta}$ les coefficients élastiques suivant les axes radiale r et tangentiel θ et χ le coefficient thermo-optique (K^{-1}).

Le coefficient thermo-optique tient compte de trois phénomènes responsables de l'apparition de la lentille thermique. En effet, $\chi_{dn/dT} = dn/dT$ tient compte de la variation de l'indice de réfraction, $\chi_{dilatation} = (n-1) \cdot (2 + \nu) \cdot \alpha_T$ de la dilatation thermique et $\chi_{contraintes} = 2 \cdot \pi \cdot n^3 \cdot \alpha_T \cdot C_{r,\theta}$ des contraintes. Les différentes contributions sont décrites ci-après :

1) La contribution de dn/dT

Prenons l'exemple d'un cristal laser Yb:YAG où l'indice de réfraction augmente avec la température, ce qui revient à dire que le terme $dn/dT > 0$. Le faisceau de pompe est focalisé au centre du cristal laser donc il subit une élévation de température plus importante au centre que sur ses bords. Un gradient de température apparaît alors au sein du cristal et le transforme en une lame de phase, qui retarde plus fortement un front d'onde incident au centre que sur les bords. Le cristal laser se comporte alors comme une lentille convergente (Figure 2.9).

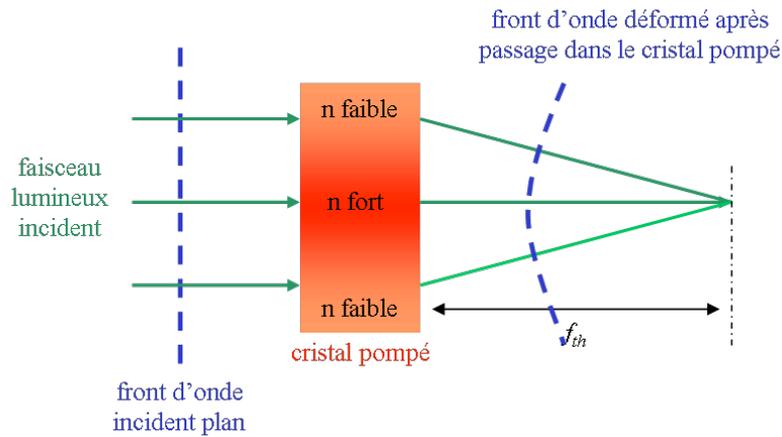


Figure 2.9: Contribution du dn/dT positif dans un cristal laser.

Par contre, il paraît évident que pour un $dn/dT < 0$, le cristal laser pompé se comportera alors comme une lentille divergente. C'est en effet le cas pour les fluorures comme les cristaux Yb:CaF₂ et Yb:SrF₂.

2) La contribution de la dilatation

La dilatation provoque une courbure des faces du cristal. Cette courbure donne alors au cristal laser la forme caractéristique d'une lentille épaisse convergente ou divergente suivant la courbure des faces. La dilatation thermique aura pour conséquence un bombement des faces du cristal et donc l'apparition d'une lentille convergente¹⁸ (Figure 2.10).

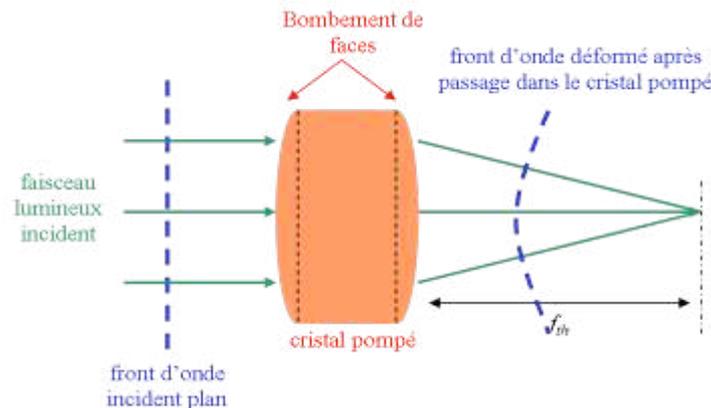


Figure 2.10: Contribution de la dilatation positive dans un cristal laser

¹⁸ Il est très rare de trouver un matériau dont le coefficient de dilatation est négatif. Notons à titre d'exemple les systèmes de Kondo C_{2x}La_{1-x}Al₂ [Lang 87].

3) La contribution des contraintes thermiques

Précédemment, nous avons montré que les contraintes thermiques entraînent une déformation de l'ellipsoïde des indices, précisée dans la partie 2.3.2.2. Dans un pompage longitudinal, ces contraintes thermiques ne sont pas uniformes et impliquent une modification de l'indice de réfraction du cristal entre le centre et les bords de la zone pompée.

Pour un cristal isotrope, les déformations de l'ellipsoïde des indices sont différentes suivant les axes radial et tangentiel (partie 2.3.2.2). On introduit alors la notion de « double focalisation » (« bi-focusing » en anglais). Une lumière polarisée radialement et tangentiellement aura donc deux points de focalisation (*Figure 2.11*).

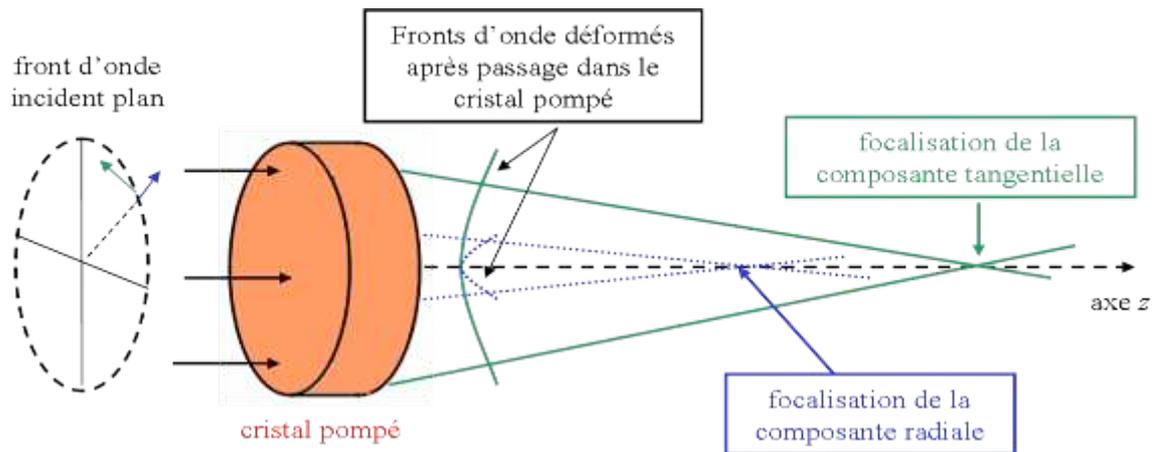


Figure 2.11: Contribution des contraintes sur un cristal isotrope : phénomène de bi focalisation

Cette double focalisation sera à l'origine d'aberration sphérique. Ceci revient à dire que la mesure de la lentille thermique ne détermine pas seulement la focale de cette lentille mais également ses aberrations comme les aberrations sphériques ou de l'astigmatisme. Ces aberrations constituent le principal inconvénient car une lentille thermique parfaite, à savoir sans aberrations, peut être totalement compensée. Ce n'est pas absolument plus le cas dès l'apparition de ces autres aberrations.

Revenons sur l'expression analytique de la lentille thermique définie équation (2.16), nous remarquons que plusieurs hypothèses doivent être vérifiées. Tout d'abord, on considère que le cristal se comporte comme une lentille mince, cela revient à dire que l'on suppose que la longueur du cristal est inférieure à la focale de la lentille thermique. Cette approximation reste valable dans notre étude thermique car les distances des focales thermiques sont de l'ordre de la dizaine de centimètres alors que les cristaux laser étudiés ont des épaisseurs de l'ordre de quelques millimètres. Ensuite, il faut supposer un faisceau de pompe collimaté ce qui revient à dire que le rayon de courbure reste constant lors de son passage dans le cristal. Dans une configuration de pompage par diode laser, cette hypothèse n'est pas applicable à cause de la divergence non négligeable du faisceau de pompe, avec des M^2 supérieurs à 50. En plus de ne pas tenir compte la divergence du faisceau de pompe, l'expression analytique (2.16) de la lentille thermique ne tient pas compte de la saturation d'absorption, non négligeable dans les cristaux laser dopés ytterbium (encadré 2.3).

Encadré 2.3 : la saturation d'absorption

La saturation d'absorption, bien souvent négligée car cela rend les études complexes, est un phénomène physique non négligeable, en particulier dans les cristaux laser dopé ytterbium. La saturation d'absorption survient surtout en l'absence d'effet laser lorsque le cristal laser dopé ytterbium est pompé à 980 nm. En effet, cette longueur d'onde correspond à la raie « zero-phonon line » en anglais de l'ion ytterbium. La raie « zéro-phonon line » correspond à la longueur d'onde où les valeurs des sections efficaces d'absorption et d'émission sont similaires. Dans le cas de l'ion ytterbium, cette raie correspond à la transition entre le sous-niveau d'énergie le plus bas du multiplet fondamental $^2F_{7/2}$ et le sous-niveau d'énergie le plus bas du multiplet excité $^2F_{5/2}$. Un équilibre alors entre les phénomènes d'absorption et d'émission à 980 nm apparaît. Le niveau d'énergie fondamental est alors entièrement vidé. Le cristal laser ne peut absorber davantage de photons et une saturation d'absorption est alors observée. Expérimentalement, ce phénomène est vérifié lors de fortes brillances de pompe. Cette forte brillance est largement vérifiée dans nos configurations de pompage longitudinal où les dimensions de zone pompée sont petites (diamètres de l'ordre de la centaine de micromètres).

Cette saturation d'absorption n'existe pas en présence d'effet laser. En effet, l'extraction laser permet de réduire la population du niveau d'énergie excité en ramenant les électrons dans le niveau fondamental et de repeupler le niveau fondamental.

En conséquence pour une même puissance incidente sur le cristal laser dopé ytterbium, la puissance absorbée en l'absence d'effet laser sera plus faible que celle en présence de l'effet laser. La *Figure 2.12* montre ce phénomène dans un cristal de Yb(2%):CALGO.

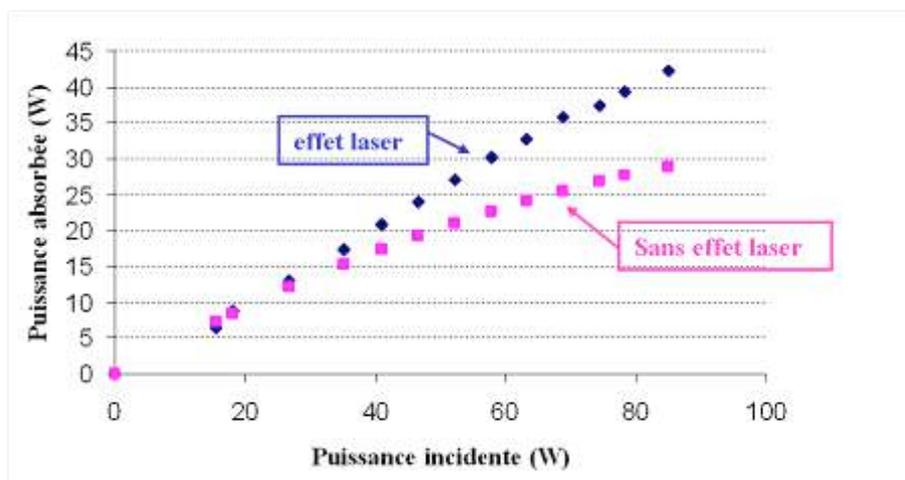


Figure 2.12: Différence entre les puissances absorbées avec et sans effet laser pour un cristal laser Yb:CALGO due à la saturation de l'absorption

Cette différence non négligeable entre les puissances absorbées avec et sans effet laser a son importance lors de nos mesures de la puissance dioptrique. En effet, D_{th} dépend de la puissance absorbée par le cristal comme le prouve l'équation (2.16) et les puissances dioptriques seront alors différentes pour une même puissance incidente suivant la présence ou l'absence de laser.

Pour pouvoir mieux modéliser la lentille thermique et prendre en compte la divergence et la saturation d'absorption du faisceau de pompe, nous supposons que le cristal laser est une addition de N lentilles d'épaisseur dz extrêmement petite, absorbant une puissance de pompe $P_{abs} = P_{pompe}(z) - P_{pompe}(z+dz)$ répartie sur un profil de rayon de pompe $w_p(z)$ évoluant suivant l'axe z du cristal (Figure 2.13). Les contraintes le long de l'axe z peuvent alors être négligées. Nous sommes donc dans l'approximation des « contraintes planes » (voir encadré 2.2).

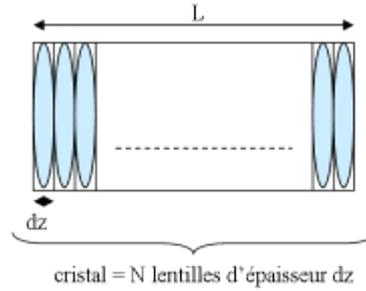


Figure 2.13: Cristal considéré comme l'association de N lentilles.

En décomposant le cristal en N lentilles, les puissances dioptriques pour chaque tranche dz s'additionnent par la formule de Gullstrand:

$$D_{th} = \frac{1}{f_{th}} = \frac{\eta_h \cdot \mathcal{X}}{2 \cdot \pi \cdot \kappa_c} \cdot \sum_{i=0}^N \frac{P_{abs}(i \cdot dz) - P_{abs}((i+1) \cdot dz)}{w_p^2(i \cdot dz)} \quad (2.17)$$

où L est la longueur du cristal laser et avec $dz = L/N$. On peut aisément écrire cette formule sous forme d'une intégrale :

$$D_{th} = \frac{1}{f_{th}} = \frac{\eta_h \cdot \mathcal{X}}{2 \cdot \pi \cdot \kappa_c} \cdot \int_0^L \frac{-1}{w_p^2(z)} \cdot \frac{dP_{pompe}(z)}{dz} \cdot dz \quad (2.18)$$

Même si cette formule est approximée, elle présente l'avantage d'exprimer la puissance dioptrique sous forme analytique en tenant compte non seulement de la saturation d'absorption par le terme dP/dz mais également de la divergence de la pompe dans le cristal laser par le terme $w_p(z)$.

2.3.4- Conclusions

Premièrement, nous avons montré que la fraction thermique est un facteur particulièrement bien adapté pour quantifier les sources de chaleur au sein du cristal pompé. En effet, elle représente la fraction de la puissance absorbée convertie en chaleur. Ensuite, le fait que le cristal se comporte comme une lentille thermique s'explique par l'association de deux contributions thermo-optiques (variation de l'indice de réfraction et de la dilatation des faces du cristal) et d'une conséquence thermomécanique (variation de l'indice de réfraction entre le centre et les bords du cristal). Les contraintes thermiques provoquent aussi une double-focalisation, à l'origine d'aberrations sphériques. Finalement, nous avons démontré une expression analytique (2.18) pour la lentille thermique en tenant compte de la divergence de la pompe et de la saturation d'absorption.