



HAL
open science

**Nouveaux matériaux laser dopés à l'ytterbium :
performances en pompage par diode et étude des effets
thermiques.**

Sébastien Chenais

► **To cite this version:**

Sébastien Chenais. Nouveaux matériaux laser dopés à l'ytterbium : performances en pompage par diode et étude des effets thermiques.. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2002. Français. NNT : . tel-00119661

HAL Id: tel-00119661

<https://pastel.hal.science/tel-00119661>

Submitted on 11 Dec 2006

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

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



**UNIVERSITE
PARIS-SUD XI**



Institut d'Optique

**UNIVERSITE PARIS XI
UFR scientifique d'Orsay**

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de
Docteur en Sciences Physiques de l'Université Paris-Sud XI

Spécialité : Optique & Photonique

par :

Sébastien CHÉNAIS

**Nouveaux matériaux laser dopés à l'ytterbium :
performances en pompage par diode et étude des
effets thermiques.**

Soutenu le 20 décembre 2002 devant le jury composé de :

Mme Danièle Fournier

Rapporteur

M. Richard Moncorgé

Rapporteur

M. André Ducasse

M. Jean-Pierre Goedgebuer

M. Laurent Barraco

M. Patrick Georges

Directeur de thèse

M. Gérard Aka

Invité

Table des matières

Introduction	1
--------------------	---

PREMIERE PARTIE : Performances laser de nouveaux cristaux dopés à l'ytterbium

I. Généralités sur les lasers ytterbium	9
--	----------

I.1. les matériaux dopés à l'ytterbium	10
I.2. Les matériaux dopés à l'ytterbium pompés par diode : coup de projecteur sur la <i>réabsorption</i> et la <i>saturation de l'absorption</i>	18

II. Tests laser : le dispositif expérimental et les outils de caractérisation	26
---	-----------

II.1. Le dispositif expérimental : la diode de pompe et la cavité	27
II.2. Outils de caractérisation	33

III. Performances laser en pompage par diode de nouveaux cristaux grenats, borates et silicates	42
--	-----------

III.1. Un grenat pour concurrencer le YAG : Le GGG dopé à l'ytterbium	44
III.2. Performances de l'Yb:GdCOB en pompage par diode de forte puissance	52
III.3. Un nouveau borate au spectre très large: le BOYS. Comparaison avec l'Yb:GdCOB et l'Yb:verre (phosphate QX). Tentative d'amélioration avec l'Yb:CaBOYS	59
III.4. Performances de l'Yb:SYS, une apatite au spectre large	74
III.5. Un nouveau silicate aux bonnes propriétés thermiques : l'Yb:YSO	80
III.6. Conclusion	85

SECONDE PARTIE : Etude des effets thermiques dans les lasers à base de cristaux dopés à l'ytterbium

Préambule : qu'est-ce que les effets thermiques ?	88
---	----

I. Les effets thermiques dans les lasers solides pompés par diode	91
--	-----------

I.1. La charge thermique dans les matériaux dopés à l'ytterbium	94
I.2. Distribution de température dans un cristal pompé	100
I.3. Effets thermomécaniques : contraintes et phénomènes de fracture	116
I.4. Effets thermo-optiques : la lentille thermique	130

II. Les techniques de mesure de lentilles thermiques	146
II.1. Méthodes géométriques	148
II.2. Méthodes basées sur les propriétés des modes de cavité	149
II.3. Méthodes de mesure de front d'onde	151
III. Le banc de mesure de lentille thermiques	156
III.1. Le choix de la sonde	157
III.2. La mesure de front d'onde en pompage longitudinal	160
III.3. Le dispositif expérimental	167
III.4. La mesure de phase avec le Shack-Hartmann	168
III.5. Performances et limitations du banc en tant que <i>mesureur de focales thermiques</i>	175
III.6. Caractéristiques du banc en tant que <i>mesureur d'aberrations thermiques</i>	185
IV. Résultats expérimentaux	190
IV.1. Les cristaux étudiés et leurs conditions de pompage (grand tableau récapitulatif)	191
IV.2. Mesure des aberrations thermiques.....	193
IV.3. mise en évidence d'effets non radiatifs : application à la détermination du rendement quantique	199
IV.4. dépendance de la lentille thermique avec la longueur d'onde laser (dans l'YSO)	209
IV.5. Mise en évidence d'une inflexion de la puissance dioptrique en fonction de la puissance de pompe absorbée (en l'absence d'effet laser).....	211
IV.6. Estimation du coefficient thermo-optique χ à partir des mesures de lentilles thermiques avec/sans effet laser	216
IV.7. Etude en fonction de la polarisation de la sonde : mise en évidence d'un astigmatisme dépendant de la polarisation dans l'Yb:GdCOB.....	218
IV.8. Mise en évidence de la réduction des effets thermiques dans un cristal composite de Yb:YCOB YCOB	228
IV.9. conclusion.....	231
Conclusion	234
Annexes	238
Annexe A : Notions de base d'élasticité : contraintes, déformations, loi de Hooke	238
Annexe B : Calcul des coefficients photoélastiques $C_{r, \theta}$ en pompage transverse <i>et en pompage longitudinal</i>	244
Annexe C : Estimation des effets de lentille de population et de lentille de saturation dans les cristaux dopés à l'ytterbium, par l'application des relations de Kramers-Kronig.....	250
Annexe D : Mise en œuvre pratique du banc de mesure de lentilles thermiques : procédure d'alignement et utilisation de l'analyseur de front d'onde	260
Annexe E : Calcul de la précision théorique sur la puissance dioptrique D_{th} de la lentille thermique	264
Bibliographie	268

Remerciements

« J'ai une idée. »

Patrick Georges (un jour, 15b53)

« J'ai une autre idée. »

Patrick Georges (le même jour, 15b54)

etc.

Avant d'exposer ces travaux concernant les effets thermiques dans l'ytterbium (qui est très intéressant parce qu'il possède un faible défaut quantique), je voudrais remercier les personnes avec qui j'ai partagé ces trois années et qui m'ont financé, aidé, soutenu, ou supporté.

Avertissement : ces remerciements sont rédigés en obéissant au même principe de base que tout le reste de la thèse : « pourquoi faire concis quand on peut faire trop long ? »

Tout d'abord je remercie M. Pierre Chavel pour m'avoir accueilli au laboratoire Charles Fabry, où cette thèse s'est déroulée. Je remercie également Alain Brun pour m'avoir ouvert les portes du groupe d'Optique non linéaire.

Cette thèse a été financée conjointement par la DGA et le CNRS. Je remercie en particulier Sylvie Alablanche qui a assuré le suivi de cette thèse. Ces travaux ont par ailleurs reçu le soutien du CNRS dans le cadre du GdR MATÉriaux LASer.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance aux deux rapporteurs diligents de ce travail, Mme Fournier et M. Moncorgé. Merci également à MM. Ducasse, Goedgebuer, Aka et Baracco, pour avoir accepté de participer au jury de cette thèse.

Ce travail est d'abord le résultat d'une collaboration soutenue et exemplaire avec le Laboratoire de Chimie Appliquée de l'Etat Solide, de l'école de Chimie Paris. Commencée dans la passion la plus fiévreuse il y a six ans, notre union est devenue au fil des années plus riche, plus mûre, plus fulgurante encore. Depuis lors, combien de charmants petits cristaux sont nés de vos fertiles creusets ? Après une croissance longue et parfois difficile, et au prix d'une orientation exigeante, ils sont devenus très polis, ces petits prodiges de la Science des Matériaux. Ah, ils nous ont donné bien des satisfactions ! Bien des soucis aussi ! Mais nous les avons toujours aimés, pas un davantage qu'un autre, comme si chacun était le plus cher de nos enfants. On regrettera simplement que la plupart aient été sauvagement assassinés (par votre serviteur avec une diode laser dans la salle de manip).

Un grand merci donc à Daniel Vivien, Gérard Aka, Bruno Viana, et bien sûr Romain Gaumé.

Romain a été pendant ces trois années plus qu'un meilleur ami, un meilleur collègue. Les mercis que j'aurais à te dire sont si grands et si décousus que tout cela prendrait des pages, et ça ne me ressemble pas. Aussi me contenterai-je de te remercier pour ton obstination à vouloir à tout prix m'expliquer les mystères de la chimie du solide.

Lorsqu'on appelle Romain au téléphone pour lui poser une question, d'abord on ne tombe pas sur lui, parce que là où il travaille, il n'y a qu'un seul téléphone pour tout le monde. On doit donc généralement, avant de pouvoir lui parler, subir une musique d'attente insupportable, jouée sur quelque chose comme un Bontempi trempé dans l'eau. Une fois que vous le tenez, et que vous avez exposé votre problème, il vous fait la totale. D'abord la petite intro bien achalandée pour poser les définitions et tout ça, puis le développement proprement dit, d'une heure ou deux, avec

exemples improvisés et digressions savantes. Avant de terminer en précisant, avec ce petit rire retenu du chimiste qui pouffe dans sa blouse blanche, que ce qu'il vient de dire n'est valable qu'à la condition de négliger le moment quadripolaire électrique, évidemment.

La culture de Romain est étrange, supradisciplinaire, inépuisable, impressionnante, interrogeable à distance à tout moment. Sa mémoire d'éléphant, alliée à une taille de scarabée et à une écriture de fourmi, en font un être tout à fait atypique à l'aube de ce 21^{ème} siècle. Je pense que si le hasard avait eu le choix, il aurait fait naître Romain plutôt vers la fin du 16^{ème} siècle. Et voici alors ce qu'on pourrait lire aujourd'hui, à propos de lui, dans le dictionnaire :

« — Né dans des circonstances que l'on peut qualifier de bibliques, Romain Gaumé, de son vrai nom Gaumeo Gaumei, étonnait déjà ses parents dans son berceau en accomplissant des prodiges impeccables mais complètement idiots. On raconte qu'il récitait par cœur des traités de pharmacologie en 22 tomes, ou encore qu'il imitait à la perfection le bruit d'un frigo qui se referme, ce qui était anachronique pour l'époque. A-t-on besoin de préciser que, sans jamais l'avoir appris, Gaumeo Gaumei parlait couramment le latin ?

À l'âge de vingt-trois ans il survit miraculeusement à un étrange accident de baignoire : ses facultés physiques sont intactes mais le cerveau, lui, est touché. Il se met à échafauder des théories invraisemblables avec des réseaux de neurones, quatorze dimensions, et des mots que personne ne comprend. C'est à ce moment qu'il est recueilli par le professeur Vivienus, qui lui propose de travailler avec lui sur l'alchimie de l'état solide. Mandaté par l'Armée Royale de Sa Majesté, son travail consiste à doter la France de la toute puissante « Lasérite », ce légendaire cristal magique qui terrasse le soldat venu égorger nos fils et nos compagnes.

Remplissant des carnets d'esquisses avec sa plume trempée dans l'encre de Chine, Gaumeo Gaumei parvient peu à peu, à l'aide d'anciens grimoires et de théories oubliées, à y voir plus clair. Après trois années de travail minutieux et acharné, il parut, un beau jour de novembre, devant un jury de spécialistes. Là, il tint à peu près ce langage : « Donnez-moi un four Czochralski, de l'ytterbium et une polissense, et vous aurez votre lasérite. Pour le reste, allez voir Elsa ». Tout le monde rigola bien et il fut exilé en Amérique.

On lui doit en particulier cette phrase restée célèbre : « Et pourtant, ça lase ! » »

Un dernier mot et ce sera ma conclusion : méfie-toi du pape quand même.

Je remercie également Alain Brenier et Georges Boulon du Laboratoire de Physico-chimie des Matériaux Luminescents de Lyon, pour nos travaux communs sur le GGG. Ainsi que le CEA Leti (et en particulier Bernard Ferrand) pour nous avoir fournis les cristaux d'YSO et de YAG.

J'en viens maintenant à François Balembois, qui encadre comme il respire. Avec naturel et brio, il parcourt les salles de manip d'un pas sautillant, lunettes vertes à la main, pour nous demander comment ça va, comment avancent les manips, si l'I3E est bientôt fini (non !!), combien de cristaux on a cassé aujourd'hui, ou bien si on a pensé à mettre un cristal photoréfractif dans notre cavité (non, là je dois confondre).

Lorsqu'il n'est pas au labo, je vous l'apprends peut-être, François fréquente les salons mondains. Une tasse de thé à la main, il brille en société grâce à sa virtuosité peu commune à des jeux d'opticien. Par exemple, le jeu du bon cristal : vous lui donnez une longueur d'onde exotique au hasard, et il vous trouve tout de suite le bon cristal qui émet à cette longueur d'onde. Autre prodige : tandis que certains comptent encore en anciens francs, François sait compter en longueurs d'onde. $1064 + 532$ pour lui ça fait 355, de tête et sans réfléchir, et encore là je vous ai pris un exemple facile.

Il est toujours à l'heure pour tout et quoiqu'il arrive, toujours disponible, toujours la publi dont vous avez besoin sous le coude, et le miroir qu'il vous faut dans ses tiroirs. Comment fait-il ? Si François devait jouer dans un thriller avec des espions et des agents doubles partout, il incarnerait forcément le cerveau à qui l'on fait confiance avec la plus aveugle innocence, le seul dont on soit vraiment sûr dès le début qu'il ne peut pas être un traître à la solde de l'ennemi. Et si on lui fait autant confiance, ce n'est pas simplement parce qu'il ne boit que du thé nature : c'est d'abord

souvent n'importe quoi : ça va de la plaisanterie subtile qui vient éveiller l'intelligence en finesse à la bonne blagouse grasse qui vient réveiller la friteuse qui dort en nous.

Ah oui puis j'oubliais aussi : merci pour m'avoir volé 117 fois mes clés Allen, merci pour m'avoir prêté du liquide de freins (il n'y a pas de petit merci), merci pour m'avoir invité à la Fête de la Science, et surtout merci pour toutes tes belles photos quotidiennes, celles qui ne sont pas des blagues et qui sourient jusqu'aux oreilles...

Juste en face du bureau de Fred se trouve celle que je préfère au labo parce qu'elle a la grâce, la simplicité, la fraîcheur, et le sens aigu du frémissement : c'est Elsa, notre poisson rouge mascotte. On ne peut pas dire qu'elle m'ait beaucoup aidé, étant donné qu'elle ne sait rien faire à part tourner en rond et bouffer des confettis. Aussi ai-je pleinement conscience que cinq lignes pour remercier un poisson représentent quelque chose d'un peu excessif.

À côté d'Elsa trône Gaëlle Lucas-Leclin, qui règne sur ses stagiaires comme Cléopâtre régnait jadis sur ses sujets : avec poigne, avec autorité, et avec un nez certain pour sentir les choses... À l'instar de la Reine des Reines, c'est en toute décontraction qu'elle s'autoproclame Emblème de la Féminité ou Avis Féminin Sur La Question. Vous recherchez un avis *typiquement féminin* sur un film ? Sur un livre ? Sur le bien-fondé du mariage entre le bleu foncé et le beige clair ? Ou encore sur l'opportunité de remplacer un pauvre doublet par un sublime triplet ? Il suffit de lui demander. Gaëlle, c'est l'universel féminin à la portée de l'homme.

En fait, tu es une sorte d'exemple pour moi. Ainsi, pour préparer une conf, un esprit sain et normalement constitué me conseillera de m'y mettre quinze jours avant. Un esprit qui va pas bien comme celui de Séb me conseillera de commencer deux ans à l'avance pour être tranquille, mais ce n'est pas un bon conseil. Un esprit prudent et mesuré comme celui de François me conseillera, sans rire, de commencer un mois avant. Gaëlle, quant à elle, me conseillera de suivre son exemple et de commencer la veille. Et ça c'est un conseil que j'apprécie.

Car si Gaëlle devait jouer dans un thriller avec des espions et des agents doubles partout, elle incarnerait la taupe qui réussit à s'infiltrer à la toute dernière seconde chez l'ennemi, parvient à déchiffrer *in extremis* le code secret qui permet d'ouvrir la boîte de Rochers Suchard, mais qui finit par se trahir bêtement en proposant un deuxième café. Mais ce serait aussi la conseillère, celle à qui tous les personnages du film finissent par demander conseil.

Car on peut tout te demander : que ce soit un conseil à propos de l'avenir (celui qui est bien incertain), à propos de la rédaction de thèse qui n'avance pas, ou encore à propos d'une question d'aberrations, on peut toujours compter sur toi. Et sur ton inépuisable esprit de controverse, mâtiné d'une sensibilité à fleur de gauche...

C'est une chance véritable, et je pèse mes mots comme il ne pèse pas toujours les siens, d'avoir eu pour directeur de thèse Patrick Georges. Avant de le connaître je croyais sincèrement que les gens vraiment très forts étaient tous des barbus à lunettes fumant la pipe, qui écrivent des équations sur un tableau noir avec une craie blanche minuscule qui se casse tout le temps, et qui portent une blouse blanche toute pourrie (encore que sur ce dernier point, j'eus été prêt à admettre quelques exceptions). Et bien vous me croirez si vous voudrez, mais tout cela est faux. Patrick n'est pas plus barbu que fumeur, n'écrit jamais d'équations, mais sait régler un laser femto d'une main tout en signant un contrat avec l'autre main. Il comprend instantanément ce qui ne va pas sur votre manip, imagine déjà celles qu'on pourra faire dans un an si tout se passe bien, et celles qu'on devra faire si tout se passe mal. Et quand il n'a pas une idée, c'est qu'il est malade ou alors que François l'a eue avant lui.

Le spectre de son savoir est si large que si l'on parvenait à mettre toutes ses connaissances en phase, on inventerait la pensée la plus ultrarapide de l'histoire du laser.

Si Patrick devait jouer dans un thriller avec des espions et des agents doubles partout, il serait le chef, quelle question, celui qui règle sa carabine d'une main tout en lançant un contrat avec l'autre

main. Mais il aurait toutefois un gros progrès à faire : apprendre à mentir à peu près correctement. Car lorsqu'il essaie de nous faire croire un truc insensé, il n'y a plus que moi pour le croire encore, et ça c'est peut-être inquiétant (je ne sais pas pour qui).

Ce que j'ai vraiment apprécié c'est que tu sois à ce point accessible et disponible : pouvoir te poser n'importe quelle question et obtenir toujours en échange une réponse intelligente. Je ne peux m'empêcher de conclure là encore par une formule à l'emporte-pièce, mais tellement vraie : à Patrick vous pouvez demander n'importe quoi, mais jamais il ne vous répondra n'importe quoi.

Etant donné que contrairement à Fred, Sébastien Forget n'a pas encore fini sa thèse... Et que donc il écrira ses remerciements dans un an... Je voudrais commencer par dire à quel point Séb est intelligent, beau, sympa, disponible-patient-à l'écoute, sensible et raffiné.

Mais sérieusement, je ne te remercie pas de t'appeler Séb. Sébastien a beau être le prénom le plus donné aux garçons nés entre 1975 et 1979, avec une production nationale dépassant les 18 000 unités par an, c'était pas une raison pour t'appeler comme moi. Pour forger ta différence (je sais c'est facile), tu es devenu *séb avec un accent*. Un accent que dis-je ?... C'est une flèche ! C'est une marque de fabrique ! Moi, monsieur, si j'avais un tel accent, il faudrait sur-le-champ que je me l'amputasse !

Mais que faire, tu tiens à cette virgule qui surplombe ton prénom comme d'autres tiennent à ces deux points qui coiffent l'e du leur...

Comme cela a déjà été signalé plus haut, Séb est le porte-parole d'un courant anti-urgence et anti-*façon-de-travailler-de-Gaëlle* au labo. Il s'inscrit résolument dans une optique du long terme et de la rationalité, à l'image de son maître François Balembos. « Être efficace c'est bien, être en avance c'est mieux », telle pourrait être sa confondante devise.

Mais Séb est surtout le réservoir d'enthousiasme et de bonnes idées du labo. Et quand je dis bonnes idées, ça va du truc sérieux et rigolo au sale coup en douce, en passant par la confection d'acronymes crétins, qui constitue SA véritable spécialité. Casserole¹, c'est lui. Coqueluche², c'est encore lui. Quant à ses manip elles portent des noms typiquement pas féminins : Pitbulls³, Crapaud⁴, ou Cougar⁵. Si Séb devait jouer dans un thriller avec des espions et des agents doubles partout, il serait évidemment le mec qui invente les noms de code débiles pour toutes les missions.

Si nous vivions aujourd'hui encore dans un monde en noir et blanc, comme nos grands-parents, j'en connais un qui ne serait drôlement pas content, c'est Séb. Car que serait un monde sans ultraviolet, sans rouge, sans vert ? Ce serait un monde auquel il manquerait les 156 569 photos de la manip de Séb, prises par Séb. Et puis, toutes les couleurs qu'il ne peut pas construire avec ses faisceaux (parce que la nature a horreur du laid), et bien il les invente. Pour concevoir des logos complètement kitsch (voir celui de Casserole) que les publicitaires des années 70 doivent lui envier.

Enfin, je me joins à la cafetière jaune du labo qui te remercie de tout le temps que tu as passé, avec moi et avec d'autres, à lui tenir compagnie. Et qui me fait savoir également qu'elle remercie Gaëlle d'avoir massacré la précédente cafetière, ce qui lui a permis de prendre sa place, mais je ne sais pas trop ce que ce remerciement vient faire là.

¹ Conférence Annuelle Servant Spécifiquement à Etudier les Résultats et les Objectifs des Lasers d'Elsa. Inaugurée en grande pompe en juillet 2002, CASSEROLE'2002 fut le premier congrès interne de l'histoire d'Elsa. Il a permis aux jeunes arrivants de découvrir en deux demi-journées l'étendue impressionnante des compétences d'Elsa dans des domaines aussi variés que les lasers, l'optique non linéaire, ou les pique-niques. Signalons également que c'est, au mieux de notre connaissance, le seul congrès au monde où les conférences sont annoncées par un *chdoong* de cuillère en bois sur une casserole. Espérons que cette merveilleuse initiative (merci Séb) se renouvelle d'année en année et connaisse le même succès.

² Conférence sur les Qualités de l'Union Entre Laséristes Ultracompétents et CHimistes Exceptionnels.

³ Picosecond Tunable Blue Ultraviolet Laser Source.

⁴ Conversion du Rouge par Amplification Paramétrique et Accordabilité dans l'UV par Doublement.

⁵ Je ne sais plus ce que ça veut dire.

Et puis courage pour la rédaction (t'as qu'à mettre que des photos...), et espoir pour le futur qui est plus que jamais notre avenir à tous...

Je remercie également Thierry Lépine avec qui j'ai partagé le bureau pendant plus de deux ans et qui m'a montré qu'il était toujours possible d'expliquer simplement les choses. Et à qui je suis tout content de dire que j'ai enfin trouvé le secret qui permet de déjouer les Lépinettes⁶.

Ah, et puis juste un mot sur Laurent, mon nouveau voisin d'en face, qui même quand il est là est tellement « à côté ». Et qui nous fait toujours bien rigoler avec ses chemises pas repassées, et aussi avec tout le reste. En plus, lui, il a pensé à mettre un cristal photoréfractif dans sa cavité.

Un grand merci à Pierre Raybaut qui parle couramment le langage le plus à double vitrage du monde : le Windows XP. Merci de tout cœur pour toutes ces heures que tu as passées à installer, désinstaller, fragmenter, réparer, bref bidouiller le contenu de mon disque dur.

Si d'aucuns considèrent qu'à Elsa nous sommes des plombiers de l'optique, nous n'en restons pas moins des plombiers tout court, comme tout le monde. Raccorder des tuyaux, percer, tarauder, scier, visser, telle est notre destinée. Et sans Gérard Roger à la rescousse, il est certain que la plupart de ce qu'il y a sur ma manip ne tiendrait plus debout aujourd'hui. Même si j'ai beaucoup de mal à être convaincu par son implacable devise (« pourquoi faire simple avec un bout de scotch quand on peut faire compliqué avec des trous taraudés ? »), évidemment, je sais que c'est lui qui a raison...

J'ajoute un grand merci et un large sourire aux autres thésards (ou maintenant ex-thésards) de l'équipe : Aude, Elvire, Sylvie, Claude, Mathieu, Reunô, Stéphane, et Yann. Il m'a été très agréable de travailler avec vous tous.

Je voudrais remercier également Yves Fichot, stagiaire Supoptique de deuxième année, qui a accompli un travail expérimental important sur le banc de mesure de lentilles thermiques.

Merci aussi à Fabrice Harms pour m'avoir aidé à y voir plus clair dans les profondeurs aux pentes glissantes du Shack-Hartmann.

Je ne compte même plus les fois où j'ai harcelé Lionel Jacobowicz, Marie-Thérèse Plantagenest et Thierry Avignon du service des TP d'optique. Toujours prêts à vous prêter n'importe quoi (même un Shack-Hartmann) et à vous pardonner n'importe quoi (même un ordinateur mystérieusement cassé), c'est un plaisir que de pouvoir compter sur eux.

Même si cela n'a rien à voir, à strictement parler, avec ce travail de thèse, je tiens à remercier les personnes qui m'ont donné l'opportunité d'enseigner pendant ces trois années, et en premier lieu François Balembois lui-même, sans qui je n'aurais jamais pu me confronter si tôt à cet exercice impressionnant que représente un cours magistral. Merci également à Nathalie Westbrook et à Lionel Jacobowicz pour la confiance qu'ils m'ont accordée en me confiant divers enseignements à l'Ecole Supérieure d'Optique.

⁶ Une *lépinette* (n.f.), d'après une définition originale de Stéphane Victori. Désigne une action d'une fourberie infecte consistant à ouvrir la fenêtre le soir, de façon imperceptible, de préférence en plein hiver, quand le froid et le vent glacial du dehors nous feraient presque croire que l'Institut d'Optique est à Saint-Étienne. Comme l'atteste l'équation de diffusion de la chaleur (voir seconde partie de ce mémoire, § I.1.1), la lépinette provoque une baisse de la température dans la pièce, très facilement perceptible le lendemain matin. Quant au secret pour déjouer les lépinettes, c'est un secret.

Je dis merci au personnel de l'Institut, en particulier Vincent Gaulon, Marie-Laure Edwards, Jocelyne Armand, pour leurs missives quotidiennes, euphorisantes comme des trains qui arrivent à l'heure.

Et une mention spéciale pour Isabelle Bessaguet qui a photocopié et relié avec beaucoup de patience et de gentillesse les exemplaires de cette volumineuse thèse.

Je remercie enfin Joël Corno pour m'avoir permis de travailler en toute sécurité. Si Joël Corno devait jouer dans un thriller avec des espions et des agents doubles partout, il serait le terroriste dont la tête ne nous revient pas dès la première minute du film.

Je ne peux pas terminer sans remercier Jacques Chirac et Michèle Alliot-Marie, qui ont décliné l'invitation à ma soutenance de thèse avec superbe et simplicité à la fois, et à qui j'adresse ici un salut fraternel. N'hésitez pas à me demander quoique ce soit, ce sera toujours de bon cœur.

Et pour finir une pensée très forte à celles et ceux qui n'ont pas directement participé à ce travail, mais qui m'ont aidé, soutenu, aidé, soutenu, aidé, et surtout soutenu tout au long de ces trois ans. Ils se reconnaîtront.

INTRODUCTION

« Dans le cœur de tout cristal, il y a un rayon qui sommeille »
Michel Friedman, 1971.

Notre histoire commence en Suède, en 1787¹. Le lieutenant de l'armée suédoise Carl Axel Arrhenius a deux passions dans la vie : la défense de son pays, et la minéralogie. Il profite de ses permissions pour arpenter les chemins rocaillieux de la mine d'Ytterby, un village de la presqu'île de Resarö, près de Stockholm. Cette mine, exploitée depuis le XVI^{ème} siècle pour les besoins de l'industrie de la porcelaine, est un endroit rêvé pour tout minéralogiste amateur. L'histoire raconte que le lieutenant tomba un jour par hasard sur une pierre noire exceptionnellement dense. Ce morceau de roche cassée intrigue fortement Arrhenius, qui après de patientes recherches finit par se rendre à l'évidence : cette pierre-là, avec cette couleur-là, et cette densité-là, ne figure dans aucun livre. Il expédie sa précieuse découverte au tout jeune professeur Johann Gadolin de l'université d'Åbo, qui vient alors de terminer sa thèse. C'est ce dernier, qui, sept ans plus tard, et au prix d'une analyse chimique très complexe pour l'époque, conclut que la pierre d'Arrhenius est composée à 38 % d'une substance nouvelle. Gadolin, sûrement trop modeste pour lui donner son propre nom, la baptisera simplement Ytterbine (*ytterbia* en anglais). L'histoire devient alors passablement confuse. Toujours est-il que plusieurs décennies plus tard, et après les efforts acharnés de nombreux chimistes (Mosander, Marignac, Urbain, Ekeberg entre autres), on découvrit que la pierre, qui fut entre temps rebaptisée *gadolinite*, contenait beaucoup plus d'éléments simples qu'on ne le pensait à l'origine. On s'aperçut que l'« ytterbine » était en fait un mélange d'oxydes de plusieurs terres rares, dont quatre furent baptisées d'après le nom même de la mine d'Ytterby : on les appelle aujourd'hui ytterbium, yttrium, terbium, et erbium.



La mine d'Ytterby (Vaxholm, Resarö, Suède). Elle a cessé d'être exploitée en 1933, avant de servir d'entrepôt de kérosène pendant la seconde guerre mondiale. Elle est maintenant ouverte au public, du lundi au vendredi de 9h à 17 h.



Johann Gadolin (1760-1852). À 34 ans il est le « découvreur » de l'ytterbium.

Ces éléments sont présents en très faibles concentrations dans la croûte terrestre. C'est ce qui leur a valu cette appellation de « terres rares », mais il s'agit là d'un nom trompeur : la masse totale d'yttrium sur terre dépasse, en effet, celle du plomb !

¹ Ces données historiques ont été obtenues par recoupement de plusieurs sources (en particulier le site internet de l'état de Vaxholm en Suède (<http://www.vaxholm.se/DEUTSCH/Grube.htm>), un article de *Institute of rock magnetism* disponible à l'adresse www.geo.umn.edu/orgs/irm/quarterly/irmq10-3.pdf, ainsi que plusieurs dictionnaires), qui fournissent parfois des données contradictoires. N'étant pas plus historien que chimiste, je ne peux pas garantir l'exactitude des informations données ici.

La concentration exceptionnelle de terres rares dans la pierre d'Arrhenius reste en revanche un mystère non élucidé.

Ces nouveaux éléments, qui se présentent comme des métaux à l'état pur, se sont révélés utiles dans l'industrie métallurgique. En particulier, l'ytterbium pur peut servir à renforcer les propriétés mécaniques de l'acier inoxydable.



*De l'ytterbium
à l'état pur
(métallique)*

La mine d'Ytterby, passée à la (toute relative) célébrité grâce à l'ytterbium, est davantage connue des chimistes, des métallurgistes mais aussi des physiciens des supraconducteurs, à cause de l'importance que joue l'yttrium dans ce dernier domaine. Rien d'étonnant donc à ce que le lieu soit devenu un pèlerinage incontournable pour les lauréats du prix Nobel de physique et de chimie, lorsqu'ils viennent recevoir leur prix à Stockholm. La mine a même été distinguée par la très prestigieuse *American Society of Metals*, qui lui a décerné en 1989 le titre de « site historique de l'année » (*sic*), un honneur qu'elle a dû partager la même année avec... la tour Eiffel.



Exemple de gadolinite (provenant ici de la mine de Rova Tundry en Russie)

L'ytterbium : un ion actif pour les lasers ?

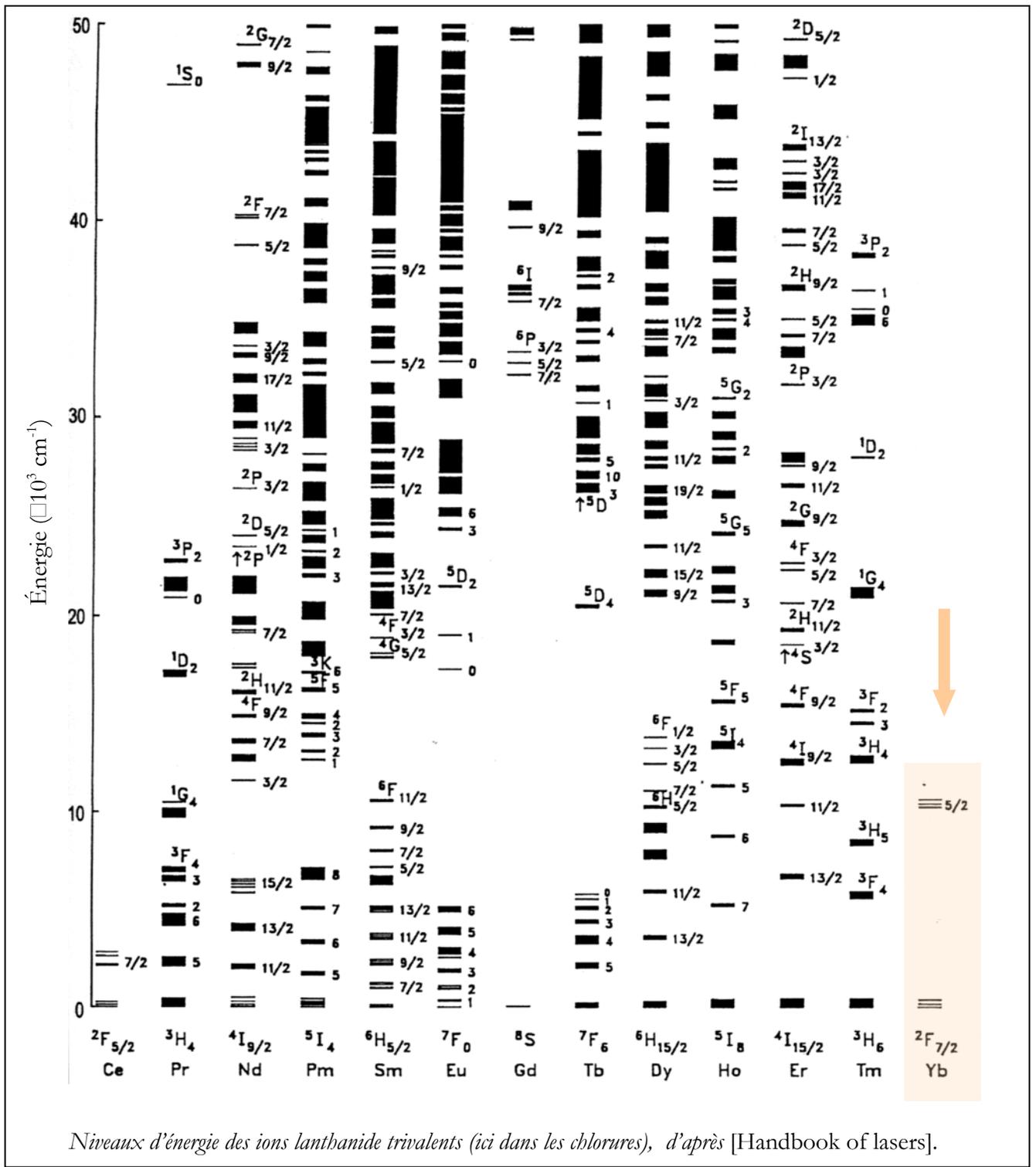
Quittons l'atmosphère feutrée des laboratoires suédois du XIX^{ème} siècle, et faisons un saut jusque dans les années 1960.

La récente découverte du laser à rubis excite la curiosité dans beaucoup de laboratoires : parallèlement au développement des lasers à gaz (helium-neon, argon), on cherche quels sont les ions susceptibles de doper des matrices solides pour fournir un effet laser. Après que le chrome, l'uranium, le samarium et le néodyme ont été identifiés, c'est au tour de l'ytterbium en 1962 [Etzel 62].

Par rapport aux autres ions de terres rares, l'ion Yb^{3+} possède un diagramme de niveaux d'énergie particulièrement simple (voir figure page suivante). Il ne possède en effet que deux niveaux lorsqu'il est isolé, qui se subdivisent en plusieurs sous-niveaux sous l'influence du champ cristallin, quand il est incorporé dans une matrice cristalline ou vitreuse.

De cette simplicité découle une efficacité laser très médiocre. À l'époque en effet, l'unique moyen de pomper optiquement les matériaux solides est d'utiliser des lampes ou des flashes. Or ces sources émettent sur un spectre très large : cela signifie que la plus grande partie de la lumière émise n'est pas absorbée... En plus, l'ytterbium fonctionnant selon un schéma de type « quasi-trois niveaux », le seuil d'oscillation est d'autant plus difficile à franchir que la température est élevée : c'est pourquoi l'effet laser n'a pu être obtenu qu'à 77 K [Etzel 62, Johnson 65].

L'ytterbium suscite donc, à l'époque, un intérêt très poli. Les regards se tournent plutôt vers un matériau très prometteur, et véritablement efficace en pompage par flash : le YAG dopé au néodyme.



L'avènement du pompage par diode

Il est un moment que l'on peut qualifier de charnière dans l'histoire du développement des lasers solides : c'est l'arrivée à maturité industrielle des diodes laser, vers la fin des années 80 [Streifer 88].

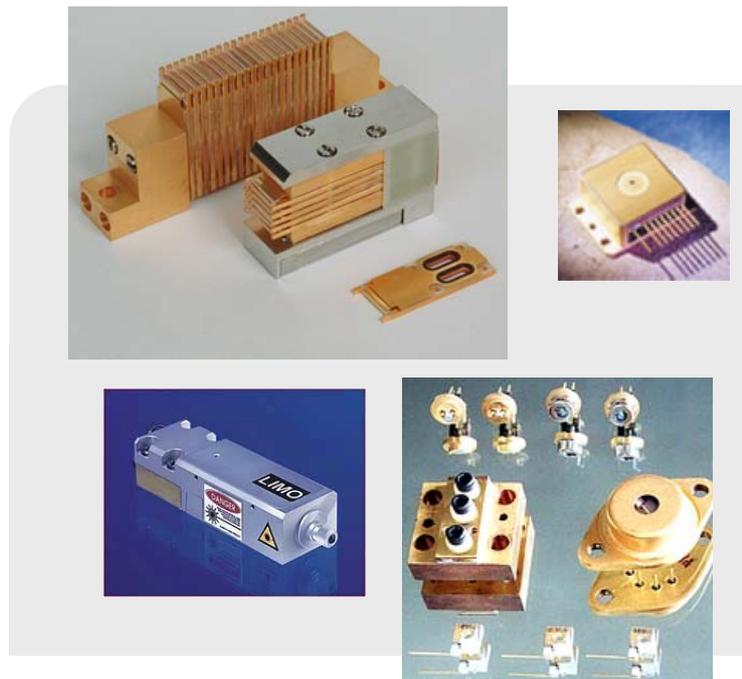
Comparées aux lampes, les diodes ont un spectre étroit (quelques nanomètres) : quasiment toute la puissance émise peut donc être absorbée efficacement par des matériaux présentant des pics d'absorption aux bonnes longueurs d'onde. Avec, en plus, leur excellent rendement

électrique/optique (>40 %), les diodes offrent aux lasers la possibilité d'atteindre des efficacités jusque là inégalées.

Les diodes permettent également d'appliquer aux lasers solides le concept du pompage longitudinal (les faisceaux de pompe et de cavité sont colinéaires). Une excellente conversion de l'énergie de la pompe vers le mode fondamental de la cavité peut ainsi être obtenue, ce qui rend possible la réalisation de lasers très efficaces émettant un mode TEM₀₀ unique.

Les diodes apparaissent comme les sources de pompage idéales, si l'on ajoute à leurs qualités spectrales et spatiales leur faible encombrement, leur solidité, et leur longue durée de vie. Seule

ombre au tableau : leur coût. Le degré de pénétration des lasers pompés par diode dans le marché des lasers est toujours plus ou moins gouverné par le « prix du Watt » de pompe.



Quelques diodes de puissance, nues ou en boîtier (fournisseurs divers).

Les premières diodes ont été réalisées en AlGaAs : elles émettent vers 808 nm et sont adaptées au pompage de cristaux dopés au néodyme (essentiellement le Nd:YAG). Mais au début des années 1990, l'essor des télécommunications optiques (avec la découverte de l'amplificateur à fibre dopée erbium) a précipité la recherche de diodes émettant plutôt vers 980 nm, qui sont réalisées à base d'InGaAs.

La renaissance. Pourquoi l'ytterbium ?

C'est alors que l'on « redécouvre » l'ytterbium. Sa structure très simple à deux niveaux — qui par une coïncidence bienvenue correspondent à une transition optique autour de 980 nm — devient un formidable atout !

Tout d'abord parce que contrairement aux autres ions trivalents de la série des lanthanides (voir page précédente), il ne peut pas y avoir d'effets parasites faisant intervenir d'autres niveaux d'énergie (comme l'« upconversion » ou l'absorption dans les états excités).

Mais aussi — et surtout — l'ytterbium devient ainsi l'un des quelques ions actifs (avec le chrome, le néodyme, le thulium et l'erbium) qu'il est possible de pomper par diode. Cela veut dire que de fortes intensités de pompage peuvent être facilement atteintes, largement suffisantes pour saturer l'absorption, une condition qui s'avère nécessaire (comme on le verra) au bon fonctionnement d'un « laser ytterbium »².

² C'est comme cela que nous appellerons, par souci de légèreté, les « lasers à base de matériaux dopés à l'ion ytterbium » dans tout ce mémoire.

Lacovara et Fan [Lacovara 91] du MIT conçoivent en 1991 le premier laser solide à base d'un cristal (le YAG) dopé à l'ytterbium, pompé par diode à 968 nm, et fonctionnant à température ambiante.

Les lasers ytterbium deviennent à partir de cette date le sujet de publications de plus en plus nombreuses.

C'est que leur intérêt ne tient pas seulement à cette structure électronique simplissime, il tient aussi à leur comportement thermique : en raison du très faible défaut quantique (qui est l'écart entre la longueur d'onde de pompe, située entre 900 et 980 nm typiquement, et la longueur d'onde laser, située elle entre 1020 et 1100 nm), l'échauffement de la matrice est faible. Le défaut quantique vaut de 4 à 10 % dans les matériaux dopés à l'ytterbium, alors qu'il est couramment de l'ordre de 30 % dans les matériaux dopés au néodyme.

La recherche s'est alors orientée vers deux directions complémentaires : 1) le développement de nouvelles structures de pompage adaptées à ces lasers ([Giesen 94], [Eggleston 94]), et 2) la recherche de nouveaux matériaux [DeLoach 93, Krupke 00].

Pour quelles applications les lasers Ytterbium sont-ils destinés ? Sur quels terrains peuvent-ils concurrencer les lasers existants ?

Deux classes d'applications peuvent être distinguées, selon les propriétés de la matrice cristalline.

► Une première classe d'applications : les lasers de puissance

En raison de la charge thermique plus faible, les lasers Ytterbium sont tout naturellement destinés à concurrencer les lasers au néodyme (et en particulier le Nd:YAG) pour des applications exigeant de *fortes puissances moyennes*. Au premier rang de ces applications, on trouve l'usinage par laser (découpe, soudage...), qui exige des puissances continues allant jusqu'à plusieurs kilowatts, avec des faisceaux de bonne qualité spatiale. Cette application représente actuellement la plus grosse part de marché des lasers solides. Ce type de lasers intéresse également l'industrie militaire.

Un laser Yb:YAG émettant plus d'1 kW de rayonnement laser continu à 1.03 μm a été récemment développé [Stewen 00], avec une efficacité optique/optique impressionnante (50 %), grâce à une architecture de pompage très originale (dite « disque mince ») développée spécifiquement pour les lasers ytterbium. Cette technologie a été inventée par Giesen *et al.* en 1994 [Giesen 94] : une dizaine de licences ont été depuis cédées à des industriels, qui commencent à commercialiser des lasers Yb:YAG à base de cette technologie [ELS Versadisk].

Signalons également l'essor remarquable des lasers à fibre dopée Ytterbium dans ce domaine. Moins sensibles aux problèmes thermiques – puisque la charge thermique peut être répartie sur plusieurs mètres – les lasers tout fibrés offrent d'intéressantes alternatives aux lasers solides à base de cristaux. On peut maintenant trouver sur le marché des lasers émettant 100 Watts de rayonnement continu à 1.08 μm (avec un facteur M^2 égal à 1), et jusqu'à 2 kW avec un faisceau fortement multimode [Gapontsev 02].

Qu'en est-il dans le régime impulsionnel ? Le temps de vie du multiplet excité $^2F_{5/2}$ de l'ytterbium étant plus long (1 ms pour l'Yb:YAG) que celui du multiplet $^4F_{3/2}$ du Néodyme (240 μs pour le Nd:YAG), on peut stocker davantage d'énergie dans les matériaux dopés Yb, mais cela limite la cadence à quelques centaines de Hz pour un fonctionnement en régime déclenché.

Par conséquent, l'ytterbium est un remplaçant intéressant du néodyme lorsque l'application visée réclame une grande énergie par impulsion, et un faible taux de répétition.

Dans cette optique, c'est un cristal dopé à l'ytterbium (l'Yb:SFAP) qui a été retenu par le *Lawrence Livermore National Laboratory* pour fabriquer une version « pompée par diode » du laser équipant le

NIF (*National Ignition Facility*), le grand projet de fusion inertielle par laser qui est l'équivalent américain de notre « Laser Mégajoule » national. Un modèle réduit de ce concept, baptisé *Mercury*, est actuellement en développement (en visant l'objectif de 100 Joules à 10 Hz avec un rendement électrique/optique de 10 % [<http://lasers.llnl.gov/lst/>, <http://lasers.llnl.gov/lst/lstpubs.html>, Baymarian 01]).

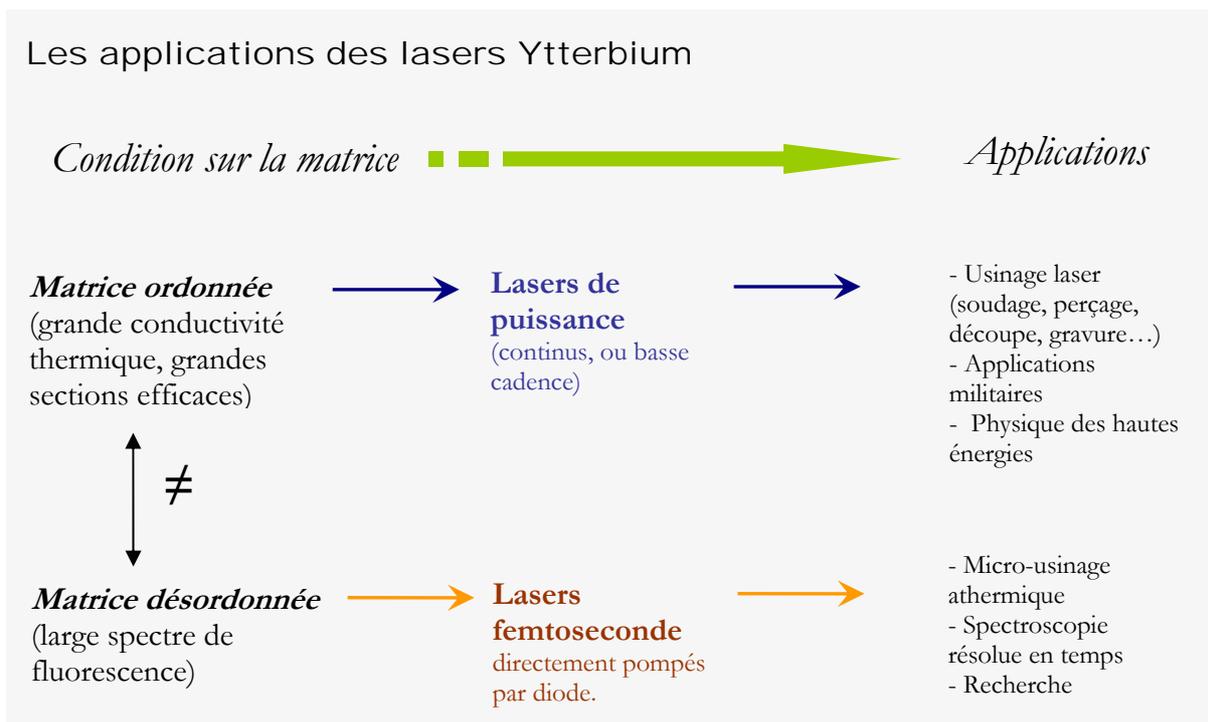
► **Une seconde classe d'applications : les lasers femtoseconde directement pompés par diode.**

L'ytterbium présente une autre particularité, qui ouvre la voie à un second champ d'applications : le spectre d'émission peut être très large (jusqu'à 60 nm à mi-hauteur), plus ou moins selon la matrice cristalline dans laquelle l'ion Yb^{3+} est inséré. Cette intéressante propriété offre la possibilité de réaliser des sources laser femtoseconde *directement pompées par diode*.

Il faut savoir qu'aujourd'hui, le matériau laser utilisé pour produire des impulsions femtoseconde est le saphir dopé au titane, qui possède toutes les qualités voulues (un spectre large, de très bonnes propriétés thermomécaniques), sauf une : son spectre d'absorption se situe dans le bleu-vert. Or le développement des diodes vertes en est encore à ses balbutiements, et il y a fort à parier que les diodes vertes de forte puissance ne seront pas commercialisées avant bien des années encore, voire des décennies... Et pour cause : il n'y a aucun (autre) marché pour ce type de diodes !

Dans sa version la plus moderne, un système laser femtoseconde est donc composé (pour l'oscillateur et les étages amplificateurs) d'une diode laser à 808 nm qui pompe un matériau solide dopé au néodyme : cette émission laser à 1 μm est doublée en fréquence, avant de venir enfin pomper le cristal de saphir dopé au titane : l'efficacité globale du système est donc assez médiocre, et le coût, autant que l'encombrement, pas vraiment optimaux.

La perspective de disposer de sources femtoseconde compactes et robustes, constituées simplement (pour chaque étage) d'une diode et d'un cristal est donc particulièrement attractive. Les applications de telles sources sont très nombreuses : elles vont du micro-usinage « athermique » (pour l'automobile, ou la microélectronique [Gower 00]) jusqu'à la chirurgie de



l'œil, en passant par le dépôt de couches minces, la spectroscopie résolue en temps et la recherche fondamentale.

L'enjeu consiste à trouver les matériaux qui ont à la fois un spectre large et des bonnes propriétés thermomécaniques : c'est-à-dire en fait à retrouver la combinaison qui fait la force du saphir dopé au titane, tout en étant compatible avec le pompage par diode.

Malheureusement, pour que les matériaux dopés aux ions de terres rares aient un spectre large, il faut que la matrice cristalline soit « désordonnée » : or c'est précisément l'inverse qu'il faut pour garantir une bonne conductivité thermique. Il s'agit donc de trouver un bon compromis.

A l'heure actuelle (fin 2002), on trouve déjà des oscillateurs femtoseconde commerciaux, à base d'Yb:verre ou d'Yb:KGW.

De ce rapide survol nous voyons surgir un dénominateur commun à la recherche sur les lasers ytterbium, que ce soit la recherche de nouvelles architectures ou la recherche de nouveaux matériaux, que ce soit pour les lasers de puissance ou pour les lasers ultrarapides : dans tous les cas apparaît le problème de **la gestion de la thermique**.

Problématique et plan de la thèse

Cette thèse s'inscrit dans le cadre du développement de nouveaux lasers à base de cristaux dopés à l'ytterbium, pour les deux types d'applications précédemment citées.

Elle a été cofinancée par la DGA et le CNRS, et les travaux ont reçu le support du CNRS dans le cadre du GdR « MATÉriaux LASer ». Nous avons également bénéficié de l'aide financière et matérielle du Laboratoire d'Optique Appliquée de l'X-ENSTA (Palaiseau).

Ce travail s'est effectué en partenariat très étroit avec le Laboratoire de Chimie Appliquée de l'Etat Solide (le LCAES) de Chimie Paris (en particulier Gérard Aka, Bruno Viana et Daniel Vivien), qui maîtrise la cristallogenèse, ainsi que le polissage des cristaux. Cette collaboration a été initiée il y a quelques années avec les travaux sur l'Yb:GdCOB (inventé et breveté par le LCAES). Elle s'est poursuivie au cours de cette thèse : en particulier nous avons pu tirer le meilleur profit du déroulement simultané de la thèse de Romain Gaumé³ (elle aussi cofinancée par la DGA et le CNRS).

Nous avons également entretenu, dans le cadre du même GdR, une collaboration avec le laboratoire de Physico-chimie des matériaux luminescents (le LPCML) de l'Université Claude Bernard de Lyon (équipe d'Alain Brenier et Georges Boulon), impliqué dans le développement de cristaux grenats et tungstates dopés à l'ytterbium.

Grâce à ces collaborations fructueuses, nous avons eu à notre disposition un grand nombre de cristaux nouveaux, qui sont le fondement de ce travail.

La première partie est consacrée aux performances laser de ces matériaux. On commencera par traiter, assez succinctement, des aspects qui font l'originalité des lasers ytterbium. Nous décrirons ensuite le dispositif expérimental (le système de pompage, la cavité) et les outils employés pour caractériser un cristal en fonctionnement laser (mesures d'accordabilité, de qualité de faisceau, de gain...). Les performances laser proprement dites des cristaux seront ensuite exposées. Il s'agit de cristaux qui sont pour certains complètement nouveaux (BOYS, CaBOYS, SYS, GdCOB), ou bien qui sont déjà connus mais qui n'ont jamais été étudiés en pompage par diode avec un

³ Ce qui explique les très nombreuses références à cette thèse [Gaumé 02] dans ce mémoire. R. Gaumé a été impliqué dans le développement de la plupart des cristaux considérés ici (le BOYS, le CaBOYS, l'YSO en particulier) et a réalisé les matériaux composites dont il est également question dans cette thèse. Les effets thermiques ont également été étudiés, mais « en amont », avec l'esprit d'établir des relations entre la structure et les propriétés.

dopage à l'ytterbium (c'est le cas de l'YSO et du GGG). L'accent sera mis sur les domaines d'applications potentiels de ces matériaux et sur les limitations d'origine thermique rencontrées.

La deuxième partie est dédiée spécifiquement à l'étude des effets thermiques, dans les cristaux déjà mentionnés, mais également dans des matériaux désormais « classiques » comme le YAG ou le KGW. Nous commencerons par présenter un travail de synthèse faisant le point sur les effets thermiques (et thermomécaniques) dans les lasers solides, en insistant sur les spécificités, quand elles existent, des matériaux dopés à l'ytterbium. Nous démontrerons alors la nécessité de disposer d'un outil de mesure des effets thermiques adapté au pompage longitudinal par diode.

Suite à cette étude, nous avons mis en place un banc de mesure (donnant accès aux lentilles thermiques et à leurs aberrations) qui se base sur un analyseur de front d'onde de Shack-Hartmann : nous en décrirons le principe, les performances et les limitations en détail.

Ensuite, les résultats obtenus avec cet outil dans neuf cristaux dopés à l'ytterbium seront présentés.

Un certain nombre de tendances ont pu être mises en évidence pour la première fois : nous essayerons alors, avec des modèles analytiques simples, de les expliquer. Cela nous permettra de tirer parti des données expérimentales recueillies et d'en déduire des informations sur la nature des effets thermiques qui interviennent dans l'ytterbium. En particulier, on verra comment on peut mesurer le rendement quantique, ou bien estimer la valeur du coefficient thermo-optique. Nous verrons également comment l'effet photoélastique, qui est l'une des contributions à la lentille thermique mesurée, peut être mis en évidence.

PREMIÈRE PARTIE

Performances laser de
nouveaux cristaux dopés à
l'ytterbium

I. GÉNÉRALITÉS SUR LES LASERS YTTERBIUM

I.1. Propriétés des cristaux dopés à l'ytterbium

I.2. Propriétés laser en pompage par diode : coup de projecteur sur la *réabsorption* et la *saturation de l'absorption*

Démarrer par une « introduction générale » qui pose les fondations d'un domaine précis (en l'occurrence ici les lasers ytterbium) est forcément un exercice qui devient, au fil des années, de plus en plus périlleux : comment en effet ne pas répéter ce que d'autres ont déjà (mieux) écrit avant vous ? Mais c'est aussi, pour la même raison, un « passage obligé » qui le devient de moins en moins.

Le chapitre de généralités qui suit n'a donc aucune prétention à l'exhaustivité, et encore moins à l'originalité.

Les principales propriétés des systèmes laser à base de matériaux dopés à l'ytterbium ont d'ailleurs été signalées dans l'introduction qui précède cette première partie.

Pour une approche générale du sujet, j'invite le lecteur à se reporter à l'un des nombreux articles de synthèse publiés par les « grands noms » du domaine. Citons par exemple [DeLoach 93], [Fan 96], [Hanna 99], [Sumida 99] et [Krupke 00].

Le lecteur qui souhaitera aller davantage dans le détail lira avec beaucoup de profit les thèses de Romain Gaumé [Gaumé 02] et d'Antoine Courjaud [Courjaud 01]. À elles deux (ce choix n'engage bien sûr que moi), ces thèses brossent un tableau vraiment complet, et en français, des propriétés des lasers ytterbium : celle de R. Gaumé insiste sur le côté « matériaux », en expliquant l'origine physique des niveaux d'énergie et les problèmes que pose la substitution d'ions lanthanide par l'ytterbium. Elle vient compléter la discussion très nourrie d'A. Courjaud sur les propriétés laser en pompage par diode. Les références à ces deux thèses sont nombreuses dans ce manuscrit, et sont là pour inciter le lecteur désirant approfondir le sujet à se plonger dans ces thèses *avant* d'aller chercher des articles plus spécialisés sur chaque sujet.

Nous approfondirons dans ce chapitre certains aspects qui se retrouveront au cœur de toute cette étude. Nous nous pencherons d'abord sur les matériaux dopés à l'ytterbium, en expliquant en particulier pourquoi certains d'entre eux ont des spectres larges, et en quoi consistent exactement les phénomènes parasites qui peuvent se manifester. C'est un problème qui nous intéresse particulièrement parce qu'il est en relation avec les effets thermiques, comme on le verra dans la deuxième partie de ce mémoire. Nous verrons ensuite deux propriétés originales des lasers ytterbium : la réabsorption et la saturation de l'absorption.

I.1. Les matériaux dopés à l'ytterbium.

Nous allons évoquer ici quelques propriétés des cristaux dopés à l'ytterbium, avec un regard orienté « matériaux ». L'aspect « système » (en fonctionnement laser) fera l'objet du paragraphe suivant. Cette partie est volontairement extrêmement simplifiée, à la limite de la vulgarisation : c'est de la chimie du solide telle que je l'ai comprise en tant que « physicien » partant d'un faible niveau de connaissances sur le sujet.

I.1.1. Niveaux d'énergie

L'ion Yb^{3+} , lorsqu'il est isolé, possède seulement deux niveaux d'énergie accessibles dans le domaine optique, attribuables à l'interaction spin-orbite¹. Ces deux niveaux sont séparés

¹ Cela est dû au fait que la couche 4f se comporte comme si elle ne comptait qu'un seul électron ($4f^3 \equiv 4f^1$). Utilisons une image *classique*, donc fautive et réductrice, mais parlante : on peut imaginer l'ion Yb^{3+} comme un ensemble formé du noyau atomique + 66 électrons liés, un ensemble autour duquel « tourne » l'électron périphérique de la couche 4f (là, encore une approximation : la couche 4f est en fait interne, recouverte par la couche 5d). Avec cette image simpliste, l'état fondamental $^2F_{7/2}$ correspond à un état où le spin de l'électron (assimilé au moment cinétique de rotation de l'électron sur lui-même) est aligné avec le moment orbital. Lorsqu'un photon (à 980 nm par

d'environ $10\,000\text{ cm}^{-1}$. *A priori*, rien ne destine l'ytterbium à servir d'ion actif pour des applications laser car 1) on n'a jamais fait de laser à deux niveaux... et 2) les deux niveaux en question étant de même parité, la transition est interdite !

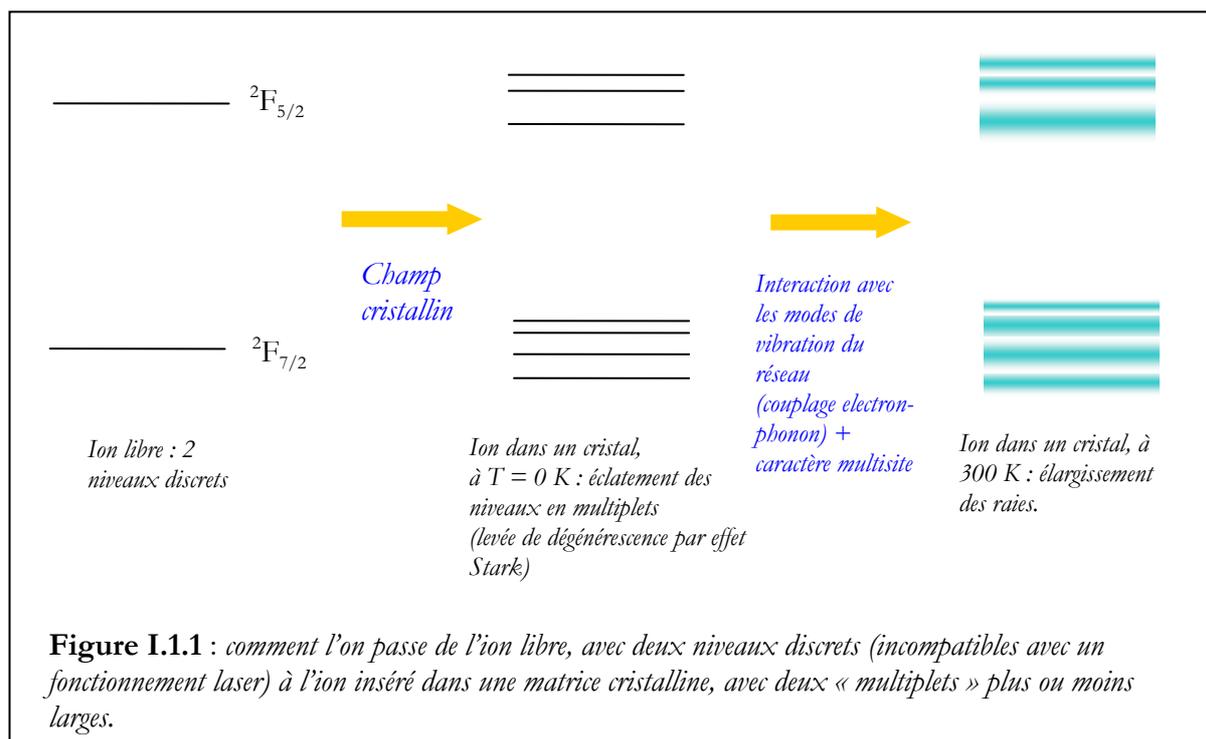
Pour aller plus loin, il faut examiner ce qui se passe quand l'ion est inséré dans une matrice cristalline.

Pour obtenir un solide dopé à l'ytterbium, on choisit un cristal qui comporte un ou plusieurs cations dont la taille est voisine de celle de l'ytterbium : les ions facilement « substituables » sont Lu^{3+} , Y^{3+} , Gd^{3+} , Sc^{3+} , La^{3+} , Tl^{3+} ; Bi^{3+} , Cd^{2+} , Ca^{2+} , Sr^{2+} , Th^{4+} [Gaumé 02]. On ne peut donc pas mettre de l'ytterbium dans n'importe quel cristal.

Le champ cristallin (le champ électrique « vu » par l'ion Ytterbium lorsqu'il occupe la place d'un ion dans la matrice cristalline) provoque une levée de dégénérescence des niveaux, en vertu de l'effet Stark : le niveau fondamental $^2\text{F}_{7/2}$ se scinde en 4 sous-niveaux, et le niveau excité $^2\text{F}_{5/2}$ en trois sous-niveaux.

Le fonctionnement laser devient alors possible : la transition optique perd partiellement son caractère interdit. Le laser fonctionne alors selon un schéma de type « quasi-trois niveaux »². La position de ces niveaux d'énergie est représentée, pour le cristal d' $\text{Yb}:\text{Ca}_4\text{GdO}(\text{BO}_3)_3$ (Yb:GdCOB) dans l'encadré intitulé « Le peuplement thermique ».

Mais l'existence de sept niveaux discrets — comme représentés à la figure I.1.1 (schéma du milieu) — n'est une réalité qu'à très basse température. À température ambiante, il faut tenir compte des modes de vibration du réseau cristallin, qui rendent le champ cristallin dont nous venons de



exemple) est absorbé, cela signifie que le spin de l'électron est retourné et pointe désormais dans la direction opposée : c'est l'état « excité » $^2\text{F}_{5/2}$.

² Nous l'appelons comme cela, en suivant [Fan 87], parce que le laser fonctionne « presque » comme un système laser à trois niveaux, toute la subtilité étant dans le « presque ». En toute rigueur il faudrait distinguer le fonctionnement de type « quasi-trois niveaux » quand l'ion est excité sur le niveau le plus bas du multiplet excité (sur la « raie à zéro phonon »), et le fonctionnement de type « quasi-quatre niveaux » quand l'ion est excité sur un niveau supérieur, auquel cas on peut dénombrer quatre niveaux d'énergie distincts intervenant dans le processus laser. L'usage a cependant consacré le terme « quasi-trois niveaux » pour les deux situations.

Le peuplement thermique

Au sein d'un multiplet ($^2F_{7/2}$ ou $^2F_{5/2}$) les sous-niveaux sont écartés d'à peine quelques centaines de cm^{-1} , ce qui est du même ordre de grandeur que kT ($\approx 200 \text{ cm}^{-1}$ à 300 K). La population de chaque sous niveau d'adapte donc instantanément (avec un temps caractéristique $\sim 10 \text{ ps}$ [Krupke 00]) pour obéir à une *statistique de Boltzmann*.

La population N_a d'un sous-niveau a du multiplet fondamental, par exemple, peut donc s'écrire :

$$N_a = f_a N_1$$

où N_1 est la population totale (en ions/ m^3) du multiplet fondamental, et :

$$f_a = \frac{g_a \exp(-E_a/kT)}{\sum_{i \in ^2F_{7/2}} g_i \exp(-E_i/kT)}$$

avec E_i : énergie ; g_i : dégénérescence des états i ($= 2$ pour tous les sous-niveaux Stark dans l'ytterbium).

Cette approche a des limites pour des spectres larges car on ne peut alors pas définir de niveaux discrets.

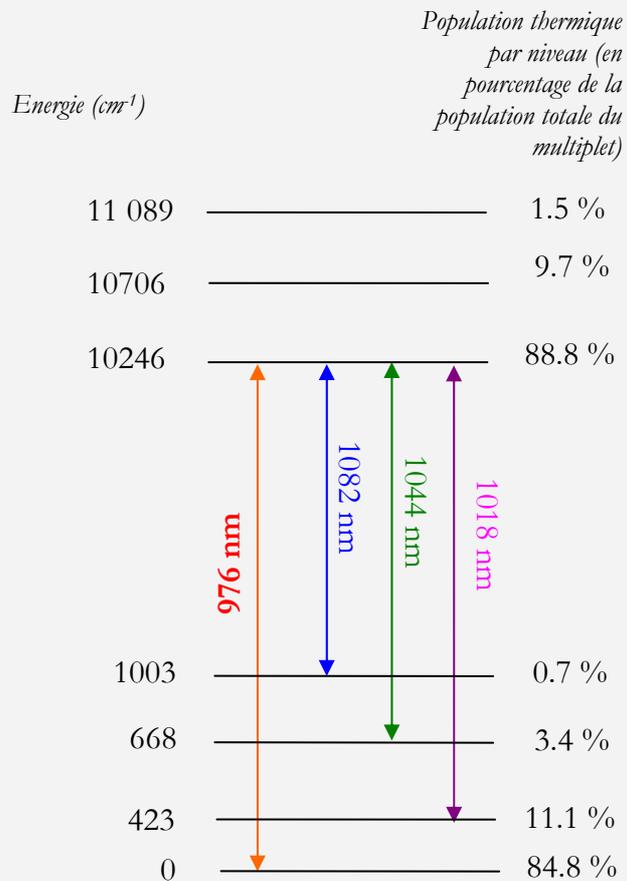


Diagramme énergétique de l'Yb:GdCOB
(d'après [Mougel 99] et [Courjaud 01])

parler dépendant du temps [Gaumé 02]. Les niveaux électroniques se couplent alors à des niveaux vibrationnels, ce qui a notamment pour effet d'élargir les raies.

L'élargissement peut devenir encore plus grand si plusieurs sites sont accessibles à l'ion ytterbium : voir l'encadré « Pourquoi certains cristaux dopés Yb ont-ils des spectres larges ? ».

De façon générale, la largeur du spectre d'émission, les sections efficaces, et le temps de vie, sont autant de grandeurs qui dépendent énormément de la structure de la matrice d'accueil de l'ion Yb^{3+} .

En particulier, comme on l'a souligné dans l'introduction générale, le « spectre large » est incompatible avec des bonnes propriétés thermomécaniques, dans les lasers à base d'ions de terres rares. Si un fort désordre cristallin est souhaitable pour avoir des spectres larges (voir encadré), c'est exactement le contraire que l'on veut (c'est-à-dire un cristal « bien ordonné ») pour obtenir une matrice avec une conductivité thermique élevée. Plus le cristal s'éloigne de cet « ordre », plus les phonons ont la possibilité d'être diffusés par des ions de masses différentes : la propagation des phonons dans le cristal est donc moins aisée, ce qui rend plus difficile la conduction de la chaleur. Pour un traitement complet des relations existant entre la structure cristalline et la conductivité thermique, on se référera à [Gaumé 02].

Pourquoi certains matériaux dopés à l'ytterbium ont-ils des spectres LARGES ?

Les cristaux dopés à l'ytterbium étudiés dans cette thèse ont pour la plupart été développés (par le LCAES) dans le but de présenter un *large spectre de fluorescence*, ce qui leur permet d'amplifier des impulsions femtoseconde. C'est le cas des cristaux de GdCOB, d'YCOB, de BOYS, de CaBOYS, de SYS, dans une moindre mesure d'YSO. C'est aussi le cas des verres.

Comment expliquer que selon la matrice d'accueil le spectre soit plus ou moins large ?

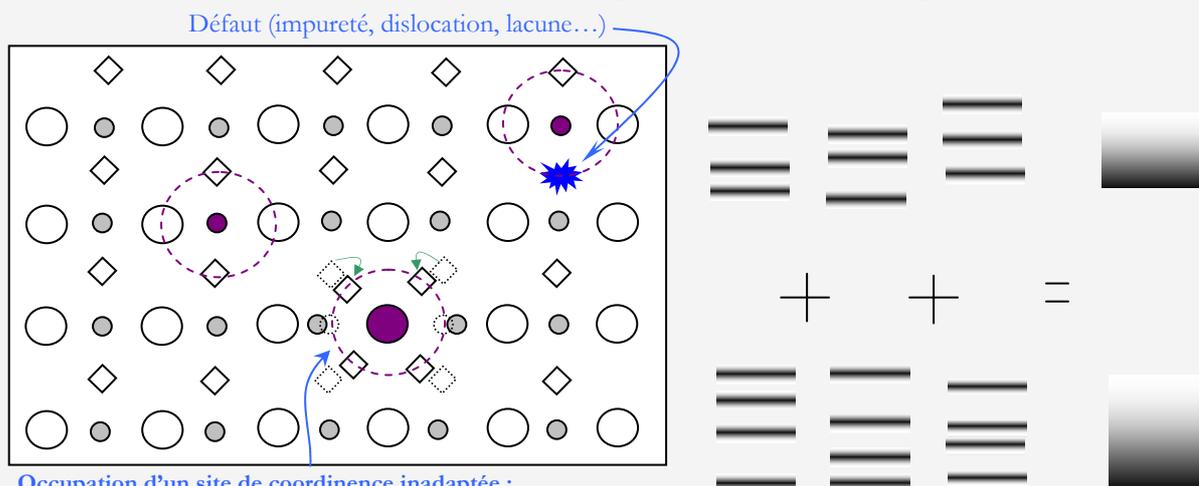
Interaction électron-phonon

Cette interaction est responsable de l'élargissement des raies associées aux sous-niveaux Stark. Selon les matrices, le couplage entre les modes de vibrations du réseau et les niveaux électroniques est variable. Physiquement, on peut imaginer l'ion Yb^{3+} comme prisonnier d'une cage composée de ses plus proches voisins. En première approximation ce sont ces ions qui imposent à l'ion Yb^{3+} un champ cristallin donné. Plus le couplage électron/phonon est fort, plus les vibrations du réseau, qui font « vibrer la cage », se répercutent sur le champ cristallin et donc sur les niveaux d'énergie de l'ion... d'où ce brouillage, ou élargissement, des raies.

Désordre des sites

C'est la contribution principale à l'élargissement, la seule qui permette d'expliquer les spectres exceptionnellement larges obtenus par exemple dans le BOYS ou le SYS.

La figure ci-dessous schématise de façon extrêmement simplifiée cette notion. Dans beaucoup de cristaux en effet, l'ion Yb^{3+} a le choix entre plusieurs sites lorsqu'il vient substituer les ions lanthanide de la structure cristalline hôte. Par exemple dans le GdCOB, où l'ytterbium vient substituer le gadolinium, il peut occuper les deux sites qu'occupe le gadolinium dans cette structure. Mais il peut aussi venir prendre la place d'un ion calcium. Ces ions n'ayant pas la même coordination (i.e. nombre de plus proches voisins) et surtout pas la même charge (Ca^{2+}), l'ytterbium ne peut pas s'installer dans ce site sans que tous les ions autour de lui ne se redispotent en conséquence, afin d'assurer la neutralité électrique locale (c'est la « compensation de charge ») : cela modifie (localement) complètement la structure du cristal, et donc le champ cristallin que « voit » l'ytterbium depuis son site. Or à chaque champ cristallin correspond une disposition des niveaux d'énergie différente. À cet aspect « multisite » il faut rajouter l'effet de désordre apporté par la présence de lacunes ou d'impuretés : au voisinage de ces défauts règne un champ cristallin différent qui est aussi à l'origine d'un autre arrangement des niveaux d'énergie (ce dernier aspect est tout de même marginal, et n'est pas une spécificité des matériaux dopés à l'ytterbium). *In fine*, l'addition de toutes ces petites contributions fait un spectre large.



Occupation d'un site de coordination inadaptée : modification de l'environnement de l'ion.

Représentation très schématique d'un « cristal désordonné ». Les petits ronds gris représentent un site d'accueil naturel (régulier) de l'ytterbium. Les ions Yb^{3+} sont figurés en foncé (violet). On a ici représenté trois cas un peu extrêmes : 1) l'ion Yb^{3+} est dans un site régulier (à gauche) ; 2) l' Yb^{3+} prend la place d'un ion qui n'a pas la même charge (par ex. le Ca^{2+} dans GdCOB ou Sr^{2+} dans le BOYS) ; au centre) et 3) l' Yb^{3+} occupe un site au voisinage duquel se trouve un défaut (à droite).

Addition des « spectres » individuels de chaque ion ytterbium, dépendant de l'entourage de l'ion considéré. Chaque sous-niveau Stark est déjà plus ou moins large en vertu de l'interaction électron-phonon.

I.1.2. Quelques mots sur la spectroscopie de l'ion Ytterbium

Pour décrire le fonctionnement laser, on ne considère que trois types d'interaction lumière/matière : l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée. On associe à ces phénomènes trois grandeurs : la section efficace d'absorption, la section efficace d'émission stimulée et le temps de vie radiatif.

La détermination de ces trois paramètres essentiels (en fonction de la longueur d'onde pour les deux premiers) est la tâche du spectroscopiste, nous n'en parlerons donc pas ici. Nous renvoyons le lecteur à la référence [Haumesser 00].

Nous souhaitons attirer l'attention sur ce que l'on appelle la section efficace *effective* (d'après une expression de Fan, cf. [Fan 95])

Section efficace effective

La section efficace *spectroscopique* est celle qui est définie entre deux sous-niveaux Stark (voir fig. I.1.1). D'après le principe de réciprocité, la section efficace d'absorption ainsi définie est rigoureusement égale à la section efficace d'émission stimulée à la même longueur d'onde, à la dégénérescence des niveaux près. Mais les sections efficaces auxquelles on a accès expérimentalement, et que l'on utilisera partout dans la suite de ce mémoire, sont des grandeurs *effectives* qui font intervenir la fraction de population du sous-niveau considéré (voir encadré « le peuplement thermique »). Entre deux sous-niveaux, l'un situé dans le multiplet fondamental (caractérisé par sa fraction de population f_a), et l'autre situé dans le multiplet excité (caractérisé par sa fraction de population f_b), les sections efficaces (effectives) sont définies par :

$$\begin{cases} \sigma_{abs}(\lambda) = f_a \sigma(\lambda) \\ \sigma_{em}(\lambda) = f_b \sigma(\lambda) \end{cases} \quad (\text{I.1.1})$$

À une même longueur d'onde, la section efficace d'émission peut donc être différente de la section efficace d'absorption. Notons que cette approche faisant intervenir des fractions de population est très discutable pour les matériaux à spectre large (les sous-niveaux Stark n'étant plus décelables) : dans ces cas-là on ne considère que les sections efficaces mesurées (donc effectives) sans chercher à calculer la fraction de population correspondante.

La zero line

Notons que dans tous les matériaux dopés à l'ytterbium, il existe un fort pic d'absorption *et* d'émission vers 980 nm (entre 968 et 981 nm pour les matériaux étudiés ici), ce qui correspond à une transition entre le sous-niveau le plus bas du multiplet fondamental $^2F_{7/2}$ et le sous-niveau le plus bas du multiplet excité $^2F_{5/2}$. Pour cette raie, appelée *zero line*³, la section efficace d'absorption (effective) est généralement très proche de la section efficace d'émission stimulée (effective). C'est sur cette raie d'absorption que nous exciterons tous nos cristaux⁴.

³ Peut-être pourrait-on dire « raie zéro » en français. Notons que le terme « raie à zéro phonon », bien que fréquemment employé, est ici incorrect.

⁴ Pour une comparaison (théorique) des performances en fonction de la longueur d'onde de pompe, on se référera à [Courjaud 01]. On y montre en particulier que pour certains matériaux, comme l'Yb:YAG, le pompage à 940 nm permet d'accéder à de plus grandes inversions de population quelle que soit l'intensité de pompage, alors que dans le GdCOB par exemple, cette inversion maximale dépend de façon critique de l'intensité de pompe incidente.

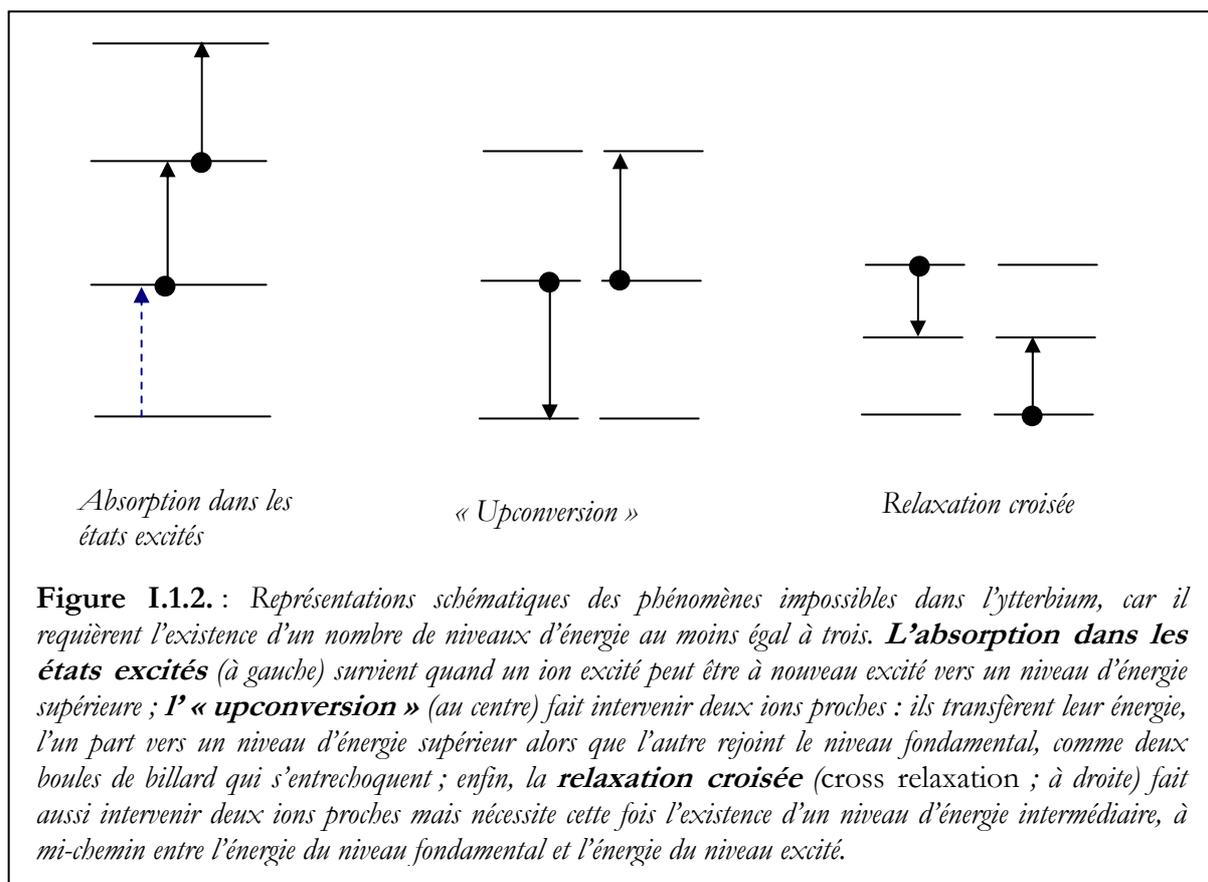
I.1.3. Phénomènes parasites dans l'ytterbium

Outre les phénomènes classiques (absorption, émission spontanée et stimulée), d'autres phénomènes plus « exotiques », faisant intervenir un ou plusieurs ions, sont susceptibles de se produire. Ils sont responsables d'une baisse de l'efficacité – car ils réduisent la population de l'état excité – et d'un échauffement du matériau, car certaines transitions sont non radiatives.

I.1.3.1. Les phénomènes absents

Ce sont tout simplement ceux qui font intervenir des niveaux d'énergie (réels) autres que le niveau fondamental et le niveau excité, car il n'y en a pas dans l'ytterbium (du moins dans le spectre optique).

Ces effets sont représentés schématiquement à la figure I.1.2.



Notons que si des impuretés sont présentes dans le cristal (par exemple des ions erbium ou thulium), il peut se produire des phénomènes comparables à ceux de la figure I.1.2., mais qui au lieu de faire intervenir deux ions Yb^{3+} proches, font intervenir un ion Yb^{3+} et un ion d'impureté, qui transfèrent leur énergie. C'est comme cela que l'on explique la présence d'une luminescence bleue et rouge dans certains des cristaux, qui peut être attribuée à la présence d'un autre ion luminescent (le rouge résultant d'un processus à deux photons, et le bleu d'un processus à trois photons). C'est le thulium par exemple qui a été identifié comme responsable de cette luminescence colorée dans notre échantillon d'YSO (voir [Gaumé 02]) , et c'est sûrement également le thulium qui est responsable de la même couleur dans l'Yb:SYS (voir photo⁵ I.1).

⁵ Je m'excuse ici auprès des lecteurs qui n'ont pas la couleur...

Notons que la présence d'holmium et d'erbium dans un échantillon d' Yb:YAG a donné naissance à une luminescence verte/rouge (voir [Yin 98]).

Dans tous les autres cristaux qui ont été étudiés (l'Yb:YAG, l'Yb:GGG, l'Yb:BOYS, l'Yb:CaBOYS, l'Yb:YCOB, l'Yb:GdCOB, l'Yb:KGW), il y a aussi de la luminescence visible, mais elle est toujours de couleur verte (voir photo I.2).

Elle pourrait être attribuée à l'erbium, mais il est plus probable — et cela a été démontré dans le cas de l'YCOB [Gaumé 02] — qu'il s'agisse d'un phénomène de **luminescence coopérative** [Nakazawa 70]. Il s'agit de deux ions très proches qui se désexcitent ensemble en produisant un seul photon, dont l'énergie vaut deux fois celle d'un photon de fluorescence⁶. À la différence des phénomènes parasites de la fig. I.1.2., le niveau d'énergie qui intervient est virtuel, ce qui signifie que cet effet peut se produire dans l'ytterbium.

Bien que très visibles à l'œil, ces effets sont négligeables d'un point de vue quantitatif : en

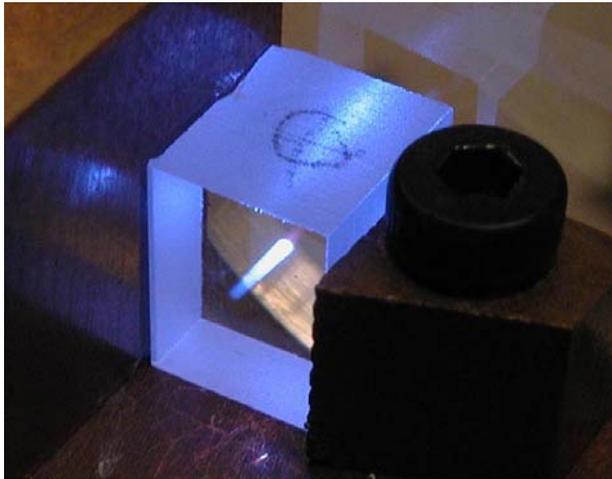


Photo I.1 : *luminescence visible observée dans un cristal d'Yb:SYS, attribuée à la présence de thulium. À l'œil on voit du bleu et du rouge mais la caméra utilisée ici n'est pas suffisamment sensible pour rendre le rouge.*

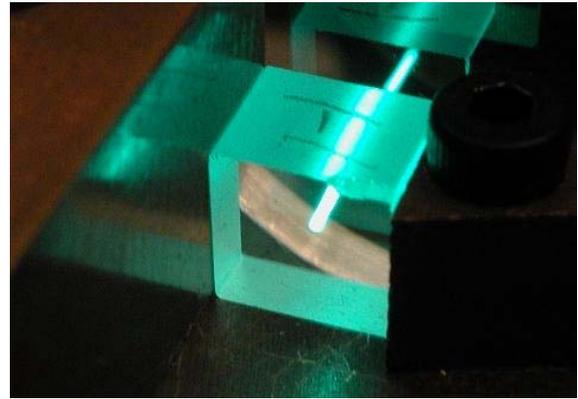


Photo I.2 : *Luminescence coopérative (verte), ici dans un cristal d'Yb:GdCOB dopé à 15 %.*

particulier la luminescence coopérative est typiquement 10^6 fois moins intense que la luminescence infrarouge [Nakazawa 70, Magne 94].

I.1.3.2. Les effets non radiatifs

Les effets parasites qui nous concerneront particulièrement (dans la seconde partie) sont les effets non radiatifs, c'est-à-dire ceux qui induisent une transformation de l'énergie lumineuse de la pompe en chaleur. Les deux seuls effets *a priori* susceptibles de survenir dans l'ytterbium sont les relaxations multiphonons et l'extinction de fluorescence par effet de concentration.

Les relaxations multiphonons sont des désexcitations purement non radiatives entre le multiplet excité $^2F_{5/2}$ et le multiplet fondamental $^2F_{7/2}$, selon le schéma de la figure I.1.3. Elles sont d'autant moins probables qu'il faut beaucoup de phonons pour descendre les quelques $10\,000\text{ cm}^{-1}$ qui séparent le niveau excité du niveau fondamental. Pour fixer les idées, dans une matrice comme l'YSO, l'énergie la plus élevée du spectre de phonons est de 1100 cm^{-1} [Li 92], ce

⁶ ce qui rend aisée l'identification d'un processus coopératif puisque le spectre obtenu dans le visible est l'autoconvolution du spectre d'émission infrarouge.

qui nécessite la présence de 8 phonons pour accomplir le processus : cela rend ce dernier *très improbable*.

L'extinction de la fluorescence par effet de concentration (en anglais : *concentration quenching of fluorescence*) est un phénomène qui n'a été mis en évidence de façon claire dans l'ytterbium que très récemment [Yang 02]. À l'origine de cet effet, on trouve le transfert de l'énergie d'excitation entre deux ions ytterbium proches, qui se fait soit de manière non radiative, soit par absorption/émission de photons. Ce dernier mécanisme est important dans l'ytterbium puisqu'il y a recouvrement des spectres d'absorption et d'émission. Un photon spontané émis par un ion excité au sein du solide peut donc statistiquement connaître plusieurs cycles successifs de réabsorption/émission. Cela a pour conséquence, à des concentrations élevées en ions ytterbium, d'augmenter la probabilité de tomber sur un « piège » de la fluorescence, une véritable trappe qui absorbe le photon et transforme toute son énergie en chaleur. Ces pièges peuvent être par

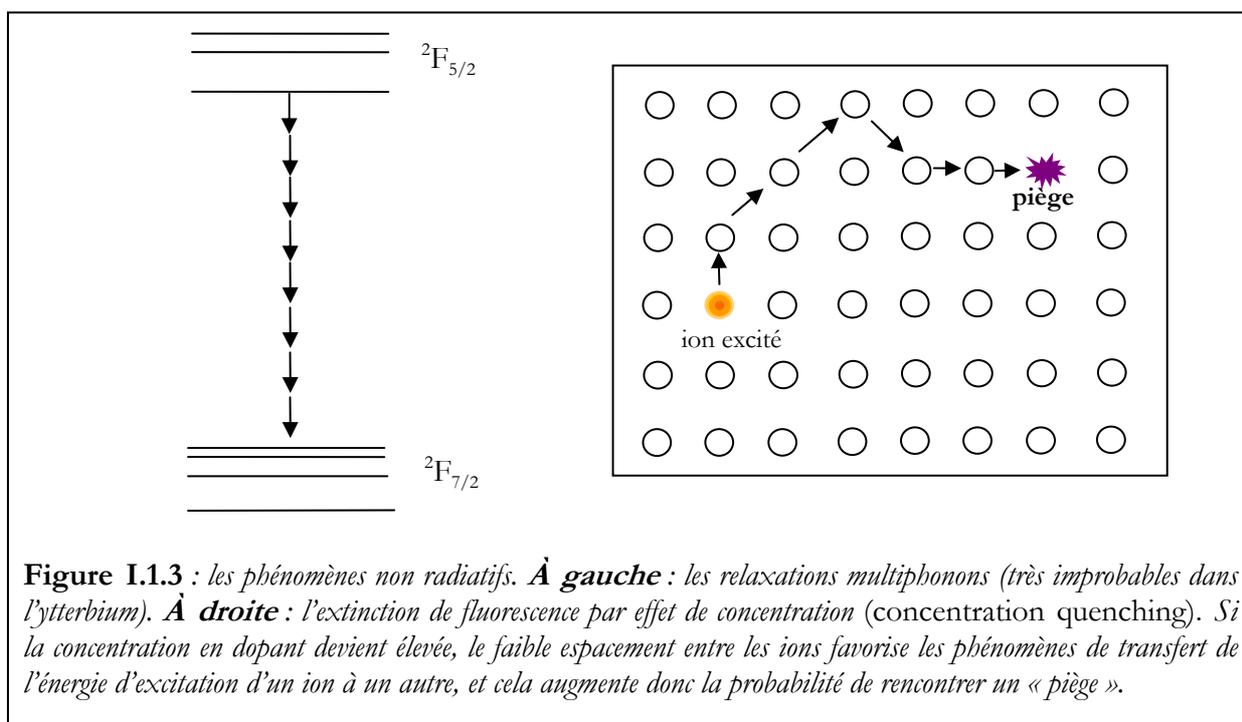


Figure I.1.3 : les phénomènes non radiatifs. **À gauche :** les relaxations multiphonons (très improbables dans l'ytterbium). **À droite :** l'extinction de fluorescence par effet de concentration (concentration quenching). Si la concentration en dopant devient élevée, le faible espacement entre les ions favorise les phénomènes de transfert de l'énergie d'excitation d'un ion à un autre, et cela augmente donc la probabilité de rencontrer un « piège ».

exemple des impuretés (erbium, holmium...) ou bien des ions OH^- et Yb^{2+} jouant le rôle de centres colorés⁷. Ce phénomène modifie également le temps de vie effectivement mesuré (voir [Gaumé 02] pour une étude sur le cristal d' Yb:BOYS).

⁷ Un centre coloré est un défaut ponctuel chargé : la charge en question se comporte donc vis-à-vis de son entourage comme si elle était dans une boîte quantique, avec des niveaux quantifiés. Quand l'énergie d'excitation est transférée vers un tel centre coloré, elle peut être perdue, par exemple, par cascades non radiatives et donc générer de la chaleur.

I.2. Les matériaux dopés à l'ytterbium pompés par diode : coup de projecteur sur la réabsorption et la saturation de l'absorption

Le *pompage par diode* de matériaux solides possède quelques particularités que nous ne pouvons pas décrire dans le détail ici. On se reportera en particulier à [Fan 96], [Hanna 99], ainsi qu'à [Druon 99] ou [Courjaud 91].

Nous insisterons ici sur deux aspects que l'on ne peut pas ignorer lorsque l'on s'intéresse aux matériaux dopés à l'ytterbium : ce sont les phénomènes de réabsorption et de saturation de l'absorption.

I.2.1. La réabsorption

La réabsorption à la longueur d'onde laser tire son origine du peuplement thermique du niveau bas de l'oscillation laser, lequel est situé à seulement quelques centaines de cm^{-1} du niveau fondamental (voir encadré « le peuplement thermique »). Sur les spectres, cela se traduit par un recouvrement des spectres d'absorption et d'émission aux courtes longueurs d'onde d'émission (comme le montrent tous les spectres qui illustrent le chapitre I.3 de ce mémoire).

La question naturelle qui se pose est la suivante : quelle est la proportion des ions ytterbium qui doit être portée dans l'état excité pour que le cristal devienne *transparent* à une longueur d'onde λ donnée ?

C'est bien de transparence dont il s'agit car, en l'absence de pompage, le milieu est absorbant à n'importe quelle longueur d'onde (comprise entre ≈ 970 et 1100 nm).

On appelle fraction de population excitée β le rapport :

$$\beta = \frac{N_2}{N} = \frac{\text{densité d'ions excités (dans le multiplet } ^2F_{5/2}\text{)}}{\text{densité totale d'ions } Yb^{3+}} \quad (\text{I.2.1.})$$

où N_2 et N sont des densités de population, qui s'expriment en m^{-3} .

$\beta_{\min}(\lambda)$ est la fraction minimale d'ions à porter dans l'état excité pour assurer la transparence à la longueur d'onde λ . D'après l'encadré « Notations et équations de base des systèmes laser à quasi-trois niveaux » son expression est :

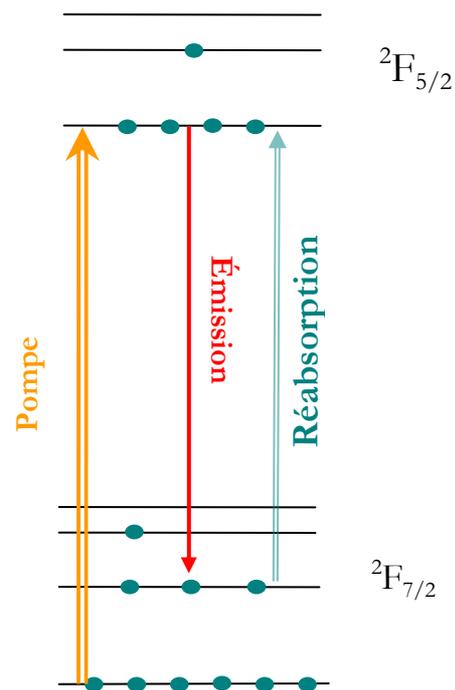


Figure I.2.1. : Réabsorption dans l'ytterbium.

$$\beta_{min}(\lambda) = \frac{\sigma_{abs}(\lambda)}{\sigma_{em}(\lambda) + \sigma_{abs}(\lambda)} \quad (I.2.2.)$$

Notations et équations de base des systèmes laser à quasi-trois niveaux

Plusieurs formalismes peuvent être utilisés pour décrire le fonctionnement laser de systèmes à quasi-trois niveaux. Sans rentrer dans le détail de ces différents formalismes (voir [Gaumé 02]), nous donnons ici les équations qui nous seront utiles. Elles s'appuient sur un modèle très simple mais très général, qui ne fait intervenir que des sections efficaces effectives (voir § I.1.2.) [Augé 00]. Cet encadré-formulaire donne les équations principales que nous serons amenées à utiliser (voir ce chapitre, et dans la 2^{ème} partie, § I.2 et annexe C).

Notations

I : intensité laser intracavité, en unités photoniques (en nombre de photons/m²/s) ;
 I_p : intensité de pompe incidente (en nombre de photons/m²/s) ;
 $\sigma_{em}(\lambda_l)$: section efficace (effective) d'émission stimulée à la longueur d'onde laser λ_l ;
 $\sigma_{abs}(\lambda_l)$: section efficace (effective) d'absorption à la longueur d'onde laser λ_l ;
 $\sigma_{abs}(\lambda_p)$: section efficace (effective) d'absorption à la longueur d'onde de pompe λ_p ;
 $\sigma_{em}(\lambda_p)$: section efficace (effective) d'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe λ_p ;
 τ : temps de vie du multiplet ²F_{5/2} ;
 N : densité d'ions Ytterbium (déterminé par le dopage), en ions/m³ ($N = N_1 + N_2$) ;
 N_1 : densité d'ions dans le multiplet fondamental ²F_{7/2} ;
 N_2 : densité d'ions dans le multiplet excité ²F_{5/2}.

Expression de N_2 et de la section efficace de gain

L'équation de population s'écrit :

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_2}{\tau} + \sigma_{em}(\lambda_l) I N_2 + \sigma_{em}(\lambda_p) I_p N_2 - \sigma_{abs}(\lambda_l) I N_1 - \sigma_{abs}(\lambda_p) I_p N_1$$

d'où l'on déduit la population du multiplet excité à l'état stationnaire :

$$\beta = \frac{N_2}{N} = \frac{\sigma_{abs}(\lambda_p) I_p + \sigma_{abs}(\lambda_l) I}{(\sigma_{abs}(\lambda_p) + \sigma_{em}(\lambda_p)) I_p + (\sigma_{abs}(\lambda_l) + \sigma_{em}(\lambda_l)) I + 1/\tau}$$

Le **GAIN** linéique (tel que, par définition, $\frac{dI}{dz} = g I$) est défini par

$$g = \sigma_{em}(\lambda_l) N_2 - \sigma_{abs}(\lambda_l) N_1$$

On utilise souvent la **section efficace de gain** σ_g telle que $g = \sigma_g N$ qui vaut donc :

$$\sigma_g = \beta \sigma_{em}(\lambda_l) - (1 - \beta) \sigma_{abs}(\lambda_l)$$

Si $\sigma_g > 0$ il y a du gain à la longueur λ_l ; si $\sigma_g < 0$ le milieu est absorbant à λ_l .

L'intensité⁸ de pompe qui est nécessaire pour rendre le matériau transparent s'appelle *l'intensité de pompe de transparence*. Elle reçoit aussi quelquefois le nom *d'intensité de seuil sans pertes* mais tout le monde la note I_{\min} ⁹. C'est bien en effet du seuil d'oscillation laser dont il s'agit ici, mais en l'absence de toute autre perte dans la cavité. Dans un système laser de type 4 niveaux, cette « intensité de seuil dans pertes » est naturellement nulle puisque le niveau « du bas » n'est pas peuplé thermiquement, autrement dit le cristal est déjà transparent à la longueur d'onde laser quand il n'y a pas de pompage.

D'après les équations de base de population (rappelées dans l'encadré ci-dessus) cette intensité a pour expression (en unités photoniques, i.e. en nombre de photons/m²/s) :

$$I_{\min}(\lambda_l, \lambda_p) = \frac{1}{\left[\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) \times \frac{\sigma_{\text{em}}(\lambda_l)}{\sigma_{\text{abs}}(\lambda_l)} - \sigma_{\text{em}}(\lambda_p) \right] \tau_{\text{rad}}} \quad (\text{I.2.3.})$$

Quelles sont les conséquences de la réabsorption sur le fonctionnement laser ?

- Un seuil plus élevé que dans un laser à quatre niveaux puisqu'il faut d'abord franchir le seuil de transparence avant d'atteindre le seuil imposé par les pertes intracavité (et parmi ces dernières, nous comptons naturellement la transmission non nulle du miroir de sortie...). Les diodes laser permettent maintenant de disposer d'intensités de pompage qui sont bien supérieures aux valeurs typiques de I_{\min} ¹⁰, ce qui fait de cet inconvénient des lasers à quasi-trois niveaux un problème relativement mineur.
- Un comportement laser qui dépend de la température car la population du niveau bas (comme du niveau haut) de la transition laser est déterminée par le facteur de Boltzmann (voir encadré « le peuplement thermique »). La température qui règne dans le cristal est donc un paramètre fondamental dans ce type de laser, et nous consacrerons un chapitre entier à son calcul (dans la seconde partie, § I.2).
- Une longueur d'onde d'émission qui dépend des pertes intracavité (et donc de la transmission du miroir de sortie). La longueur d'onde d'oscillation, dans n'importe quel laser plus ou moins accordable, est celle qui « voit » le moins de pertes dans la cavité. Dans un laser ytterbium, cette condition n'est pas uniquement fixée par le spectre d'émission mais aussi par le spectre d'absorption en vertu de ce phénomène de réabsorption. On trouvera une explication détaillée de cet aspect dans [Courjaud 01].

⁸ L'intensité n'est pas à considérer ici avec son sens radiométrique strict [Meyzonnette & Lepine]. En toute rigueur, c'est d'un éclaircissement dont on devrait parler puisque c'est un flux par unité de surface. L'usage a cela dit largement consacré ce terme d'intensité.

⁹ À ce propos, signalons que la relation $I_{\min} = \beta_{\min} I_{p_{\text{sat}}}$ (voir déf. de $I_{p_{\text{sat}}}$ au § I.2.2) énoncée dans [DeLoach 93] (et reprise dans beaucoup de publications) n'est qu'approximative, et n'est vraie que pour un pompage à une faible longueur d'onde (par ex. à 940 nm pour l'Yb:YAG), et qui plus est quand la longueur d'onde laser est élevée (elle est établie avec l'hypothèse qu'il n'y a pas d'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe ($\sigma_{\text{em}}(\lambda_p) = 0$), et aussi avec l'hypothèse que $\sigma_{\text{em}}(\lambda_l) \ll \sigma_{\text{abs}}(\lambda_l)$). Elle est donc à manipuler avec précautions, et devient franchement fautive lorsque le pompage se fait sur la raie à zéro phonon.

¹⁰ Par exemple, pour le GdCOB, à la longueur d'onde de 1032 nm (maximum du spectre d'émission), on a $I_{\min} \approx 3 \text{ kW/cm}^2$. En comparaison, l'intensité de pompe obtenue en focalisant 10 W sur une surface circulaire de 200 μm de diamètre est de 31 kW/cm².

Du point de vue de l'utilisateur, cela se traduit par le fait expérimental suivant : *la longueur d'onde laser diminue quand la transmission du coupleur de sortie augmente.*

Par exemple, dans le cristal d'Yb:GGG étudié (voir § I.4), la longueur d'onde d'oscillation observée expérimentalement est de 1038 nm avec un miroir de sortie dont la transmission est de 2 %, et elle devient 1022 nm avec un miroir de sortie dont la transmission est supérieure à 6 %.

- Une absorption optimale du cristal plus petite que 100 % (pour un pompage longitudinal par un seul côté). En général (dans les lasers néodyme par exemple), on cherche à maximiser le coefficient d'absorption pour absorber la plus grande fraction de la puissance de pompe disponible. Ce n'est pas le cas dans les lasers ytterbium. En effet, passée une certaine distance d'absorption dans le cristal, l'intensité de pompe passe *en dessous* de l'intensité de transparence, ce qui signifie que les dernières portions de cristal traversées sont absorbantes ! Il faut donc convenablement choisir la longueur du cristal pour que l'absorption soit largement inférieure à 100 %. Mais ce choix dépend de la puissance et de la qualité de faisceau de la diode de pompe, ainsi que de l'évolution de la puissance de pompe à l'intérieur du cristal. Ceci nous amène au problème particulièrement important de la saturation de l'absorption.

I.2.2. La saturation de l'absorption

Nous allons maintenant nous intéresser à l'absorption de la pompe dans le cristal. Nous nous contenterons de supposer ici que le faisceau de pompe ne diverge pas dans le cristal. L'influence de la divergence sera étudiée lorsque nous en aurons besoin, dans la seconde partie (au § I.2).

De façon générale, on a :

$$\frac{dI_p}{dz} = -(\sigma_{abs}(\lambda_p)N_1 - \sigma_{em}(\lambda_p)N_2)I_p \quad (I.2.4.)$$

Dans un laser à quatre niveaux, on considère généralement [Siegman] que toute la population est, à l'état stationnaire, concentrée dans le niveau fondamental. On dit souvent que le niveau fondamental n'est pas vidé, ou pour garder ce barbarisme courant, pas « déplété ». Dans ces conditions l'intensité de pompe suit la loi suivante dans le cristal :

$$\frac{dI_p}{dz} = -\alpha_{NS}^p I_p = -\sigma_{abs}(\lambda_p)N I_p \quad (I.2.5.)$$

où α_{NS}^p désigne le *coefficient d'absorption non saturé* à la longueur d'onde de pompe.

Saturation de l'absorption sans effet laser ($I = 0$)

Considérons ce qui se passe en l'absence d'effet laser. Pour que l'équation (I.2.5) reste valable, il ne faut pas que l'intensité de pompe soit trop forte, auquel cas l'absorption rentre en compétition avec les deux mécanismes qui tendent à faire revenir les atomes dans l'état fondamental : la fluorescence, et l'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe. Dans les lasers à quatre niveaux ou, dans une moindre mesure, à quasi-quatre niveaux (par exemple l'Yb:YAG pompé à 940 nm ou l'Yb:GdCOB pompé à 902 nm), on peut dire que ce dernier phénomène est négligeable car le niveau haut de la transition de pompe n'est presque pas peuplé. Il en va tout autrement pour les matériaux ytterbium pompés sur la *zero line*, puisque la population du niveau

excité est alors significative. L'effet de saturation d'absorption est donc beaucoup plus fort dans ce dernier type de lasers.

Comparaison entre un absorbant saturable (= système à deux niveaux) et un matériau dopé Yb

En raison de l'existence de deux multiplets, il y a beaucoup de similitudes entre un matériau dopé Yb et un système à deux niveaux (autrement dit, un absorbant saturable). Il est alors intéressant de comparer les deux. En fait, les équations qui régissent ces deux milieux sont les mêmes (en l'absence d'effet laser). En particulier la population N_2 de l'état excité vaut dans les deux cas :

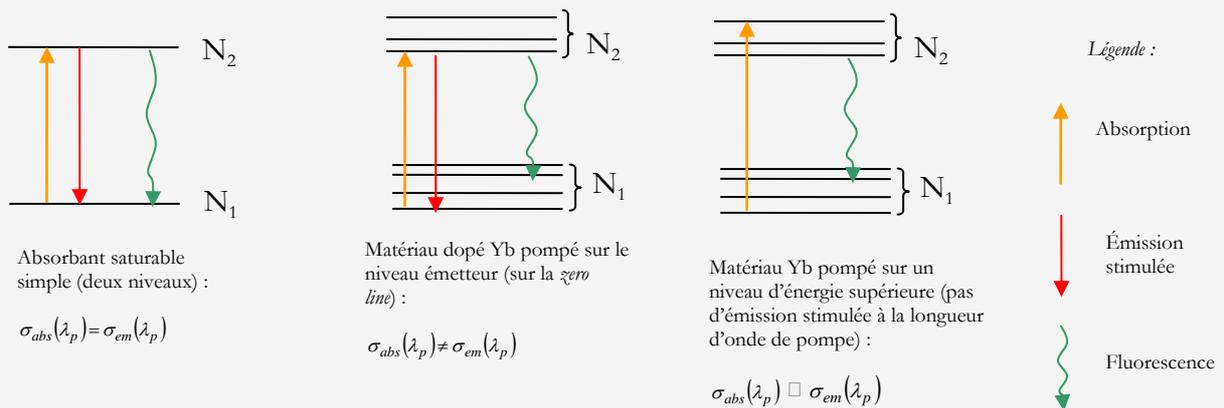
$$N_2 = \frac{\sigma_{abs}(\lambda_p) N \tau I_p}{1 + \frac{I_p}{I_{p_{sat}}}}$$

Lorsque le pompage est intense ($I_p \gg I_{p_{sat}}$) la population de l'état excité tend vers une limite :

$$N_2 \rightarrow N \frac{\sigma_{abs}(\lambda_p)}{\sigma_{abs}(\lambda_p) + \sigma_{em}(\lambda_p)}$$

ou bien : $\beta_{max} = \left(\frac{N_2}{N}\right)_{max} = \beta_{min}(\lambda_p)$.

Il faut alors distinguer trois cas, selon la valeur de la section efficace d'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe (voir ci-dessous)



Dans l'absorbant saturable, $\sigma_{abs}(\lambda_p) = \sigma_{em}(\lambda_p)$, donc $\beta_{max} = \frac{1}{2}$: on peut mettre dans l'état excité au maximum la

moitié de la population totale. C'est un résultat bien connu, responsable du fait qu'il n'y a pas d'amplification possible dans un système à deux niveaux...

Dans le matériau dopé Yb **pompé sur le niveau émetteur**, la situation est presque identique, à la différence près que les sections efficaces d'absorption et d'émission ne sont pas forcément égales (voir § I.1.2). Par conséquent la fraction β_{max} d'ions « excitables » est toujours de l'ordre de $\frac{1}{2}$, mais peut être inférieure ou supérieure à cette valeur selon le matériau.

Dans le matériau dopé Yb **pompé sur un niveau d'énergie supérieur**, la section efficace d'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe est très petite car le niveau « du haut » de la transition est très peu peuplé : l'intensité de saturation devient plus grande (voir éq. I.2.3) car il n'y a plus que la fluorescence pour faire « retomber » les ions excités vers le niveau fondamental. L'inversion maximale β_{max} peut dans ce cas être presque égale à 1.

Mais il n'est pas, pour autant, toujours plus intéressant de pomper un matériau dopé Yb à une longueur d'onde basse (voir à ce propos [Courjaud 01]), car les sections efficaces d'absorption sont souvent plus grandes vers 980 nm qu'à d'autres longueurs d'onde. De plus, pour les applications de puissance où les problèmes thermiques sont essentiels, il faut tout faire pour réduire le défaut quantique : pomper sur la raie à zéro phonon est alors un point très positif.

En reprenant les équations de l'encadré précédent, toujours en l'absence d'effet laser, on peut écrire :

$$\frac{dI_p}{dz} = \frac{-\alpha_{NS}^p I_p}{1 + \frac{I_p}{I_{p_{sat}}}} \quad (I.2.6.)$$

où l'intensité de pompe de saturation, $I_{p_{sat}}$ vaut (en unités photoniques) :

$$I_{p_{sat}} = \frac{1}{[\sigma_{abs}(\lambda_p) + \sigma_{em}(\lambda_p)] \tau} \quad (I.2.7.)$$

Il est instructif d'examiner ce qui se passe, en comparaison, dans un absorbant saturable, c'est-à-dire un système à deux niveaux : voir l'encadré de la page précédente.

Saturation de l'absorption avec effet laser ($I \neq 0$)

En présence d'effet laser, tout se complique. L'extraction laser ajoute un débit (évidemment loin d'être négligeable !) qui ramène les ions dans l'état fondamental. De telle sorte que même si l'absorption est saturée sans effet laser, on peut quand même retrouver la majorité des ions dans l'état fondamental à l'état stationnaire.

L'équation d'évolution de l'intensité de la pompe dans le cristal en présence d'une intensité laser I est donnée par (d'après l'éq. I.2.4) :

$$\frac{dI_p}{dz} = - \frac{\alpha_{NS}^p + \alpha_{NS}^l \frac{I}{I_{min}}}{1 + \frac{I_p}{I_{p_{sat}}} + \frac{I}{I_{L_{sat}}}} I_p \quad (I.2.8.)$$

$$\text{avec : } \alpha_{NS}^l = \sigma_{abs}(\lambda_l) N ; I_{L_{sat}} = \frac{1}{[\sigma_{abs}(\lambda_l) + \sigma_{em}(\lambda_l)] \tau} .$$

Conséquence sur la puissance absorbée

L'intensité de pompe employée dans nos expériences (de l'ordre de 30 kW/cm²) dépasse en général largement l'intensité de saturation $I_{p_{sat}}$ (qui vaut quelques kW/cm², pour un pompage sur la *zero line*). L'absorption est donc généralement saturée en l'absence d'effet laser. Lorsque l'oscillation laser a lieu, comme le montre l'éq. I.2.8, le régime d'absorption est intermédiaire entre le régime « saturé » et le régime « non saturé ». Cela est illustré à la figure I.2.2., où nous avons représenté les puissances absorbées mesurées expérimentalement dans un cristal d'Yb:GdCOB dans les trois régimes. Dans le cas « non saturé », le faisceau de pompe est élargi au maximum de telle sorte que sa taille soit la plus proche possible de celle du cristal (≈ 4 mm de diamètre) : on a dans ce cas une intensité de pompe (≈ 0.8 kW/cm²) inférieure à l'intensité de saturation (≈ 5 kW/cm²). On a ensuite focalisé la pompe sur un diamètre de 250 μ m (ce qui représente ici une intensité de 20 kW/cm²), et mesuré la puissance absorbée avec ou sans l'effet laser.

On constate qu'il y a presque un rapport 2 sur la puissance absorbée selon que la pompe est focalisée ou pas dans le cristal. Comme attendu, la puissance absorbée *en présence d'effet laser* est intermédiaire entre les deux cas précédents. L'allure ascendante des courbes est due au décalage spectral entre l'émission de la diode et l'absorption du matériau. En effet, lorsque l'on augmente

le courant de diode (à température fixée), la longueur d'onde d'émission change continûment : elle n'est accordée sur le pic d'absorption que pour le courant maximal (voir aussi chapitre suivant, § II.2)

Cette expérience montre aussi qu'il faut prendre un soin particulier à la mesure de la puissance absorbée.

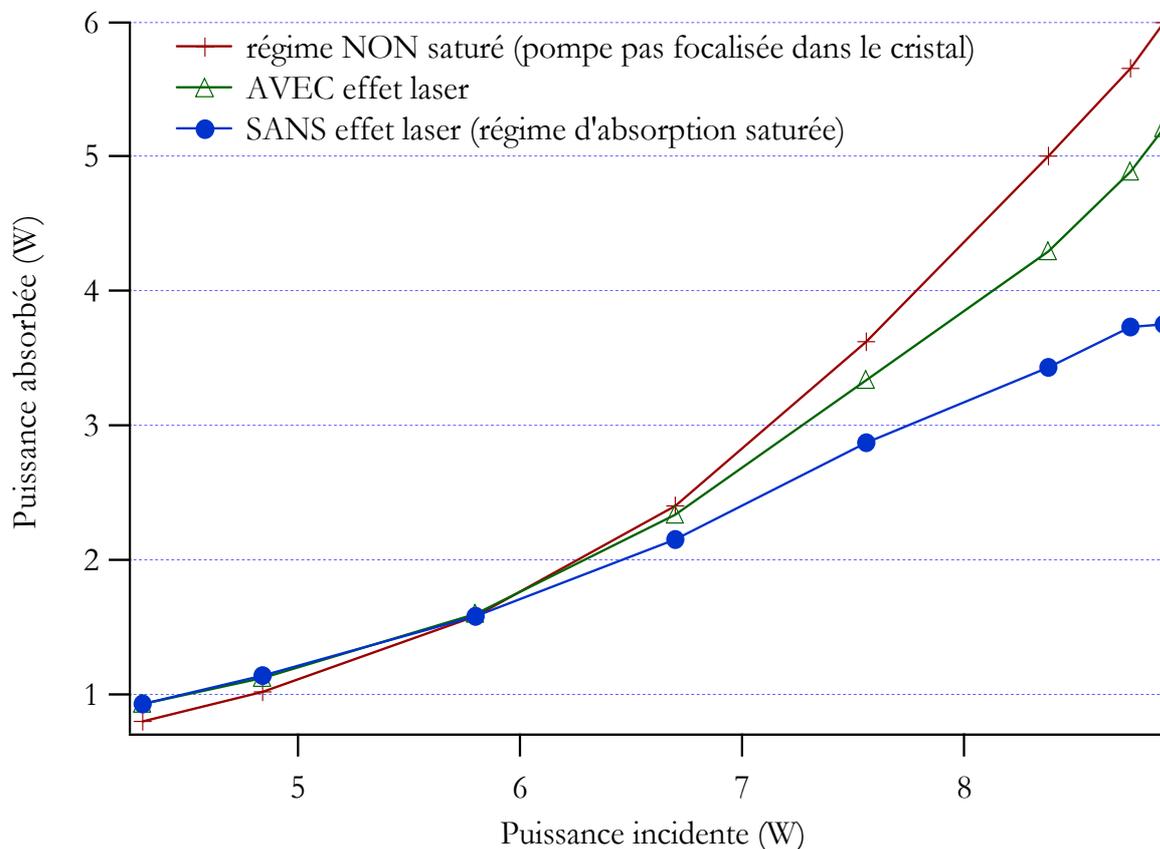


Figure I.2.2. : Puissance absorbée en fonction de la puissance incidente dans l'Yb:GdCOB. La longueur d'onde de pompe n'est pas fixe. Dans le cas dit « non saturé », le diamètre de pompe sur le cristal est de l'ordre de 4 mm ; pour les autres cas le faisceau est focalisé sur une tache de 250 μm de diamètre. Lorsque l'oscillation laser est permise, le cristal émet 2.7 Watts, pour 9 W de pompe incidente.

Conséquence sur le choix de la longueur optimale du cristal

Nous avons vu que la réabsorption à la longueur d'onde laser fixe une limite supérieure à la longueur du cristal, qui doit être telle que le cristal absorbe moins de 100 % de la puissance de pompe disponible, en fonctionnement laser. Le phénomène de saturation de l'absorption complique le problème de la détermination de la longueur optimale, car il est difficile de prévoir quel sera le « coefficient d'absorption » réel en présence d'oscillation laser, puisqu'on ne connaît pas (avant de faire l'expérience) la puissance laser obtenue en sortie. À ces deux aspects il faut rajouter celui du recouvrement entre le mode de pompe et le mode de cavité [Chen 96, Druon 99, Courjaud 01], puisque la pompe diverge de façon significative dans le cristal alors que le faisceau de cavité ne diverge pratiquement pas.

Il n'y a donc pas de calcul *simple* permettant de définir à l'avance quelle est la longueur optimale d'un cristal inconnu. Lorsqu'on peut le faire (c'est-à-dire si l'on dispose, avant de procéder à la

découpe du cristal aux dimensions souhaitées, d'un échantillon test non traité par exemple), on s'en tient alors une « règle » dictée par l'expérience qui dit que le cristal doit absorber environ 70 % de la puissance incidente, en présence d'effet laser. Ceci correspond (par expérience également) à une absorption en régime saturé (donc sans effet laser) de l'ordre de 50 %. Notons qu'en vertu de la réabsorption, la longueur optimale est différente pour chaque longueur d'onde d'oscillation : des cristaux « trop longs » favoriseront donc l'effet laser à des longueurs d'onde élevées.

Précisons qu'une modélisation prenant en compte tous ces aspects (et visant à déterminer la longueur optimale) est un travail lourd¹¹ qui n'aurait de sens que pour l'optimisation des performances d'un matériau connu, dans le cadre d'un transfert industriel par exemple. Notre objectif étant l'étude prospective de matériaux nouveaux, nous n'avons en général pas cherché à optimiser au millimètre près la longueur de chaque cristal.

Ces considérations sur la mesure de la puissance absorbée et la détermination de la longueur optimale nous offrent une transition idéale vers le second chapitre de cette partie, qui concerne le dispositif expérimental et les outils de caractérisation des performances laser.

¹¹ Car il nécessite au préalable la prédiction de la puissance laser de sortie, en fonction de la longueur d'onde. Ce calcul ne peut se faire de façon précise qu'en injectant le spectre d'émission de la diode pour calculer au mieux le recouvrement entre ce dernier et le spectre d'absorption du matériau. Une version simplifiée d'une telle modélisation a été développée au cours de la thèse de Frédérique Augé ([Augé 00]) et a été améliorée par Romain Gaumé et moi-même pendant cette thèse. Ces travaux ne sont pas présentés ici. Si l'on part du modèle simplifié pour calculer une longueur optimale, on n'aboutit pas à une prédiction plus précise que la « règle des 70 % » exposée dans le texte.

II.

TESTS LASER : LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET LES OUTILS DE CARACTÉRISATION

II.1. Dispositif expérimental : la diode de pompe et la cavité utilisée

II.2. Outils de caractérisation

Avant d'entreprendre la description des performances des nouveaux cristaux étudiés, nous allons tout d'abord, dans ce chapitre, présenter le dispositif expérimental (la diode de pompage, la cavité utilisée), ainsi que les outils de caractérisation des matériaux : comment mesurer la qualité du faisceau, l'accordabilité, ou le gain petit signal par exemple. Nous terminerons en présentant la démarche retenue pour effectuer des comparaisons de cristaux dans les mêmes conditions, démarche que nous appliquerons ensuite pour comparer l'Yb:GGG à l'Yb:YAG, puis l'Yb:BOYS à l'Yb:GdCOB et à l'Yb:verre.

II.1. Dispositif expérimental : diode de pompe et cavité utilisée

II.1.1. La diode de pompe

Nous avons choisi une diode fibrée de puissance. La lumière émanant d'une barrette d'émetteurs élémentaires (de dimension totale $1 \mu\text{m} \times 1 \text{cm}$) est remise en forme par un dispositif complexe avant d'être injectée dans une fibre multimode. Le principe de base de cette remise en forme est illustré à la figure II.1.1.

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

Le paramètre qui caractérise le mieux la qualité de la diode n'est pas sa puissance, mais sa brillance¹ définie par :

$$B = \frac{P}{S \times \Omega} \quad (\text{II.1.})$$

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

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

¹ Le terme *brillance* traîne avec lui une ombre (un comble...) sur son sens, depuis que la CIE (Commission Internationale de l'Éclairage) a jugé que c'était une traduction trop facile de l'anglais *brightness*, et l'a rebaptisé *luminance* (et ce en 1948, donc *avant* l'invention du laser...). Il faut remarquer que la *luminance* [Meyzonnette & Lépine] est une grandeur qui définit l'émission d'une source de façon locale (on définit la *luminance* en chacun des points de la source et pour une direction d'observation donnée comme étant le flux émis par unité de surface et d'angle solide : parler de la « *luminance globale* » d'une source n'a donc aucun sens). Un laser étant tout sauf une source de *luminance* uniforme, on a donc préféré garder le terme *brillance* pour désigner la puissance (totale) divisée par l'angle solide (total) et par la surface d'émission (totale elle aussi). Cette définition n'a rien d'officiel, elle est simplement dictée par l'usage.

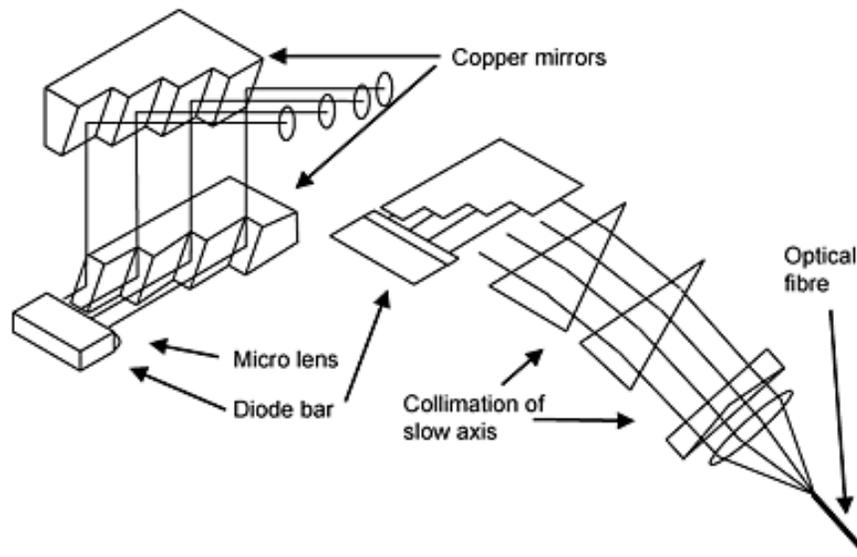


Figure II.1.1 : principe de la remise en forme d'une barrette de diodes pour injection dans une fibre optique multimode. Ce dessin donne simplement l'esprit de la remise en forme : chaque constructeur utilise une technique qu'il garde plus ou moins confidentielle.

(d'après TWI Ltd (The Welding Institute, World Center for materials joining technology) : <http://www.twi.co.uk>.)

Notons au passage que la brillance n'est pas toujours le paramètre qui compte : par exemple dans les architectures de pompage de type « disque mince » (où le cristal a une épaisseur de quelques centaines de microns seulement) [Giesen 94], la brillance a moins d'importance puisque la pompe ne diverge pas à l'intérieur du disque mince.

Nous avons été amenés à utiliser deux diodes de pompe différentes au cours de cette étude².

La diode Optopower³ (maintenant *Spectra Physics semiconductor lasers*) est une diode de puissance nominale 10 Watts (à 976 nm), que l'on récolte à la sortie d'une fibre de 250 μm de diamètre de cœur, et d'ouverture numérique O.N. = 0.22.

La diode LIMO (HLU15F200-980 de LIMO GmbH, Allemagne) émet quant à elle une puissance nominale de 15 Watts (à 976 nm) en sortie d'une fibre de 200 μm de diamètre de cœur, et d'ouverture numérique O.N. = 0.22.

Cette deuxième diode est donc, d'après l'éq. II.1, 2.4 fois plus brillante que la première.



Photo II.1 : La diode LIMO (d'après <http://www.limo.de>)

² Les mauvais esprits racontent que les chercheurs se séparent en deux grandes catégories : ceux qui ont déjà cassé une diode laser, et ceux qui vont le faire. J'ai le privilège de faire partie de la première catégorie...

³ Nous tenons à remercier le Laboratoire d'Optique Appliquée (X-ENSTA, Palaiseau) qui a financé l'achat de cette diode.

Transport du faisceau de pompe vers le cristal

Pour transporter le faisceau issu de la fibre dans le cristal, nous avons utilisé un système afocal de grandissement -1 à base de deux doublets de 60 mm de diamètre, ouverts à $f/2$, convenablement traités anti-reflet autour de 980nm (06LAI007/077, Melles Griot).

Le diamètre du faisceau de pompe dans le cristal est donc le même qu'en sortie de fibre (200 μm pour la diode LIMO).

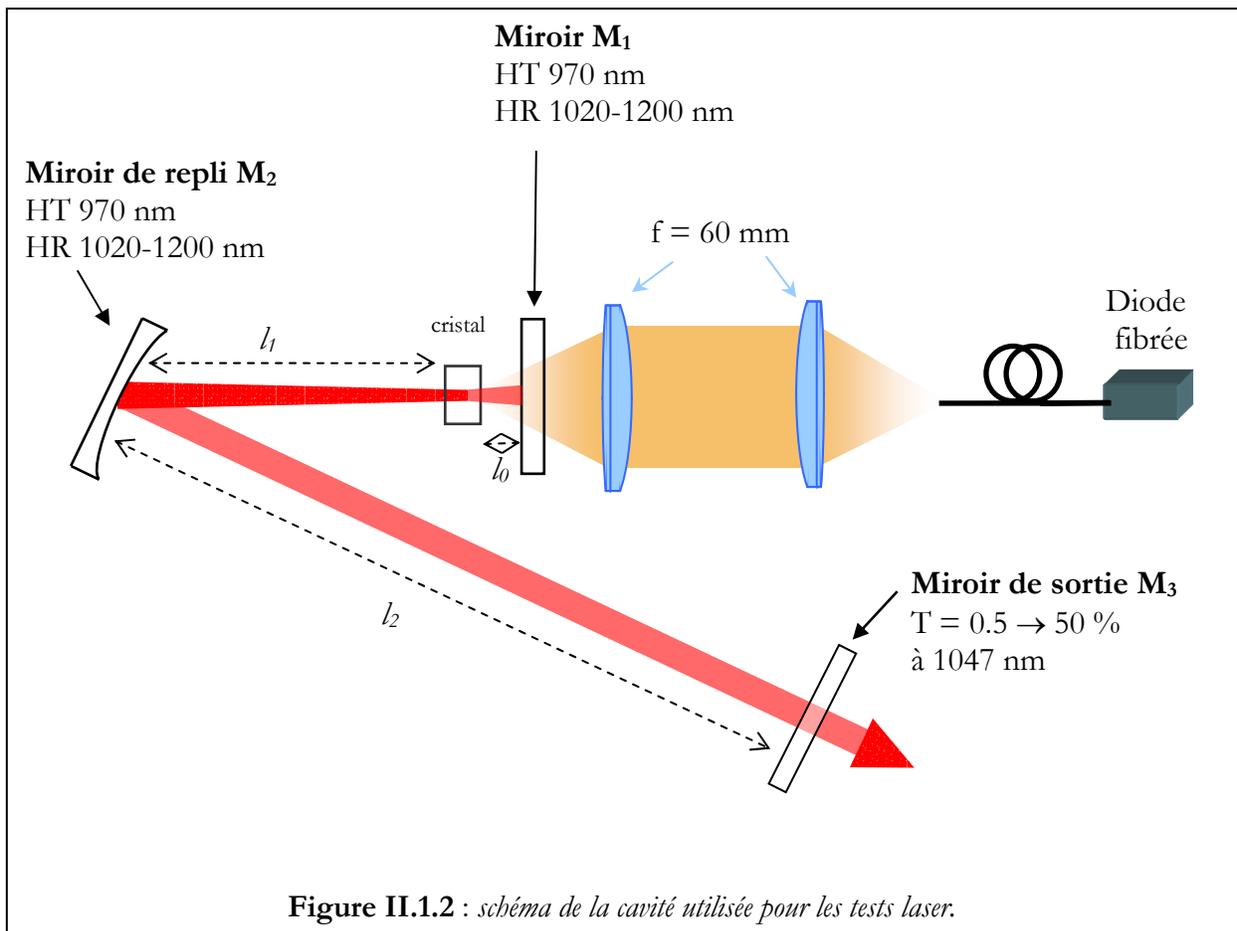
II.1.2. La cavité

II.1.2.1. Description

Nous avons utilisé une **cavité linéaire à 3 miroirs** (dite « cavité en V »), comme le montrent le schéma II.1.2 et la photo II.2.

Le **miroir M_1** est un miroir plan dichroïque (fourni par la société Layertec GmbH) hautement réfléchissant entre 1020 et 1200 nm (on notera HR 1020-1200 nm dans la suite), et traité antireflet jusqu'à 980 nm environ. Ces miroirs sont délicats à réaliser car les deux longueurs d'onde limite (980 et 1020 nm) sont très proches.

Le **miroir M_2** est un miroir de repli plan-concave (ou un ménisque), de rayon de courbure R (qui



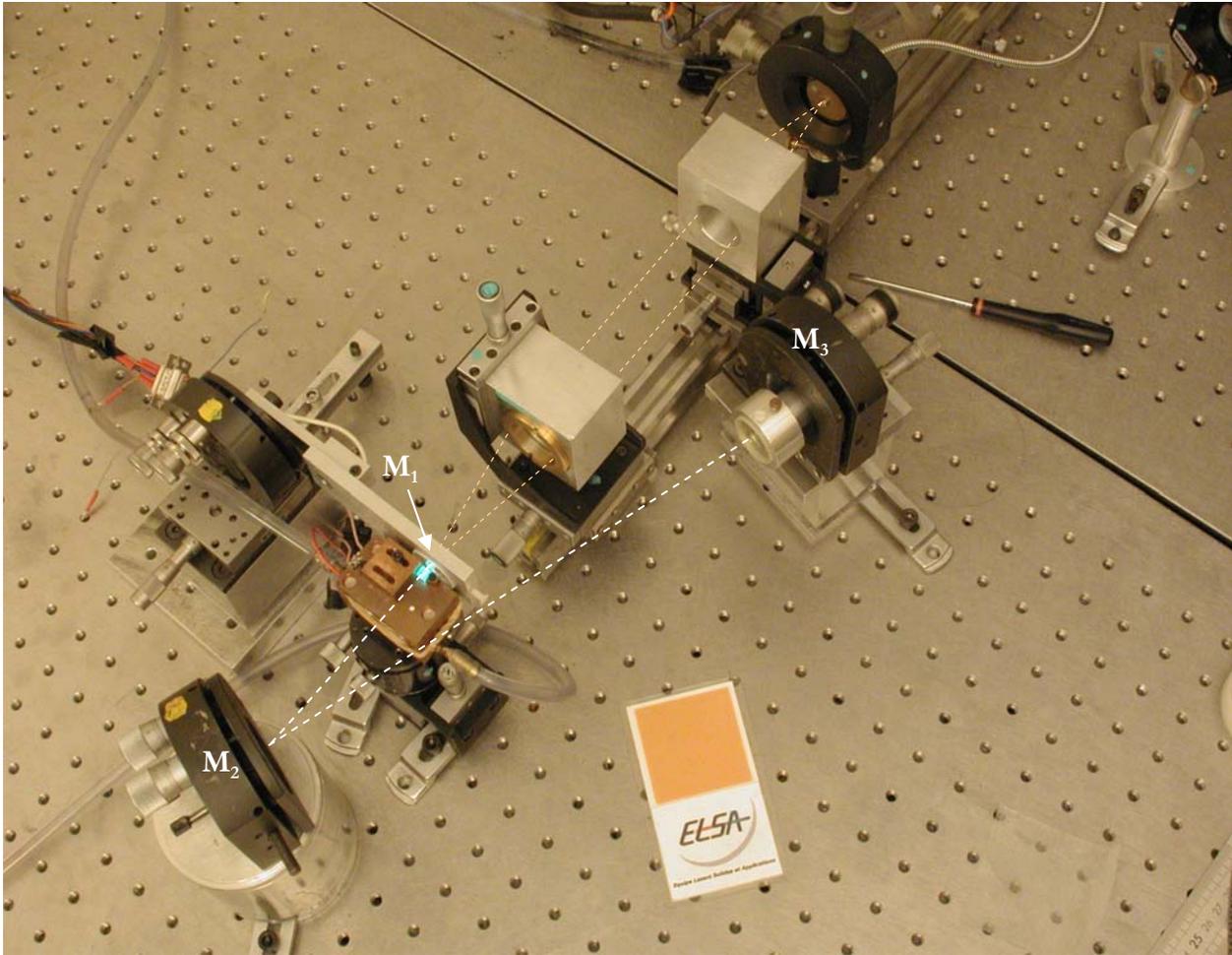


Photo II.2 : la cavité laser. La fibre amenant le faisceau de pompe est visible en haut à droite.

vaut 100 ou 200 mm). Il est également dichroïque HR 1020-1200 HT 980 nm (voir après).

Le miroir M_3 est le miroir de sortie, il est plan. Nous disposons d'un jeu de miroirs de sortie de transmissions 0.5 - 1 - 2 - 4 - 6 - 8 -10 -20 - 30 - 40 - 50 %, à une longueur d'onde centrale de 1047 nm, et sur un intervalle spectral de 100 nm environ. Le choix de la meilleure transmission du miroir de sortie fait partie de la démarche d'optimisation des performances.

II.1.2.2. Pourquoi utilise-t-on une cavité à trois miroirs plutôt qu'une simple cavité plan-concave ?

On peut évoquer trois raisons :

❶ Tout retour direct de lumière issue de la diode dans sa propre jonction peut être fatal (on estime généralement que si 10 % du flux est redirigé dans la jonction, il y a risque de claquage). Si l'on avait utilisé une cavité plan-concave par exemple, le miroir sphérique, qui aurait également fait office de coupleur de sortie, aurait nécessairement été réfléchissant à 980 nm. Puisque le cristal n'absorbe pas 100 % de la pompe, les risques de retour ne sont pas négligeables. On utilise donc un miroir de repli

qui a le même traitement dichroïque que le miroir M_1 (HT 980 ; HR 1020-1200 nm) : cela permet en outre de mesurer très facilement la puissance absorbée en présence d'effet laser (voir § II.2) ;

❷ Comme le montre la figure II.1.2 une cavité à trois miroirs offre trois distances ajustables à l'utilisateur (dénommées l_0 , l_1 , l_2). Cela permet une grande flexibilité si l'on est amené à modifier la taille du faisceau de cavité soit sur le cristal, soit sur l'un des miroirs ;

❸ Enfin, la présence d'un bras collimaté entre M_2 et M_3 permet l'insertion dans la cavité d'éléments qui n'ont pas de puissance dioptrique (prisme, filtre de Lyot, lame à faces parallèles pour mesurer le gain), sans modifier par ailleurs les propriétés de la cavité.

Le cristal est fixé dans un support de cuivre qui le maintient par trois de ses faces (voir photos I.1 & I.2 page 16). Pour augmenter la qualité du contact thermique, on insère le plus souvent une feuille d'indium entre le cristal et le cuivre. L'évacuation de la chaleur est assurée par de l'eau maintenue à une température constante (15°C), qui circule en circuit fermé dans le bloc de cuivre (ainsi que dans la diode).

Les aspects liés au refroidissement seront traités plus en détail dans la seconde partie, au § I.2.5.

II.1.2.3. Conception de la cavité

Choisir la taille du mode fondamental

De nombreuses études ont été consacrées à la détermination de la taille optimale à donner au mode fondamental de la cavité, dans les lasers pompés longitudinalement par diode [Laporta 91, Chen 96, Fan 90, Clarkson 01].

Il ressort de ces études que :

- 1) si le mode fondamental est plus petit que la zone pompée, les modes transverses d'ordre supérieur (qui ont une taille plus grande que le mode fondamental) voient du gain et sont donc susceptibles d'osciller ;
- 2) Si à l'inverse le mode fondamental est plus gros, cela a deux inconvénients : tout d'abord la zone située en périphérie du faisceau de cavité « voit » un volume non pompé, donc un volume absorbant (en vertu de la réabsorption, voir § I.2.1) : cela ajoute des pertes. L'autre problème (qui ne concerne pas que les lasers ytterbium) est de nature thermique : comme on le verra en détail dans la seconde partie (cf §I.4), la lentille thermique est fortement aberrante dans ce cas, ce qui amène des pertes et une dégradation de la qualité de faisceau.

Pour obtenir l'oscillation du seul mode fondamental sans ajouter de pertes, il faut donc choisir une taille de faisceau de cavité égale, ou légèrement inférieure, à celle du faisceau de pompe.

Rendre la cavité insensible à la lentille thermique

Mais la conception d'une cavité pour un laser de puissance ne peut pas se faire sans avoir au moins un ordre de grandeur de la lentille thermique dans le cristal. Nous aurons l'occasion de revenir dans le détail à tous les problèmes liés aux effets thermiques dans la seconde partie. Signalons simplement qu'une lentille thermique forte (avec une courte focale) peut modifier de façon significative les domaines de stabilité et la taille des faisceaux dans la cavité. La valeur de la focale thermique, une fois qu'elle a été mesurée, peut servir *a posteriori* à concevoir une cavité optimale (c'est ce que nous avons tâché de faire lorsque c'était possible).

Cela dit, si l'on souhaite obtenir un faisceau dont les qualités spatiales ne varient pas notablement avec la puissance de pompe, on a tout intérêt à concevoir une cavité *insensible à la lentille thermique*. Autrement dit, une cavité pour laquelle le diamètre du mode fondamental dans le cristal varie le moins possible avec la focale thermique (et donc, par extension, avec la puissance de pompe).

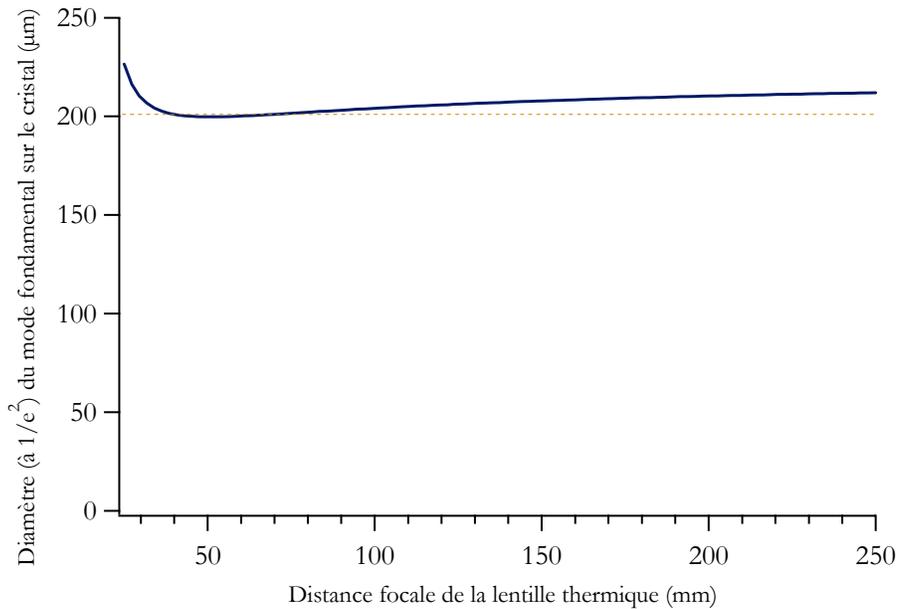
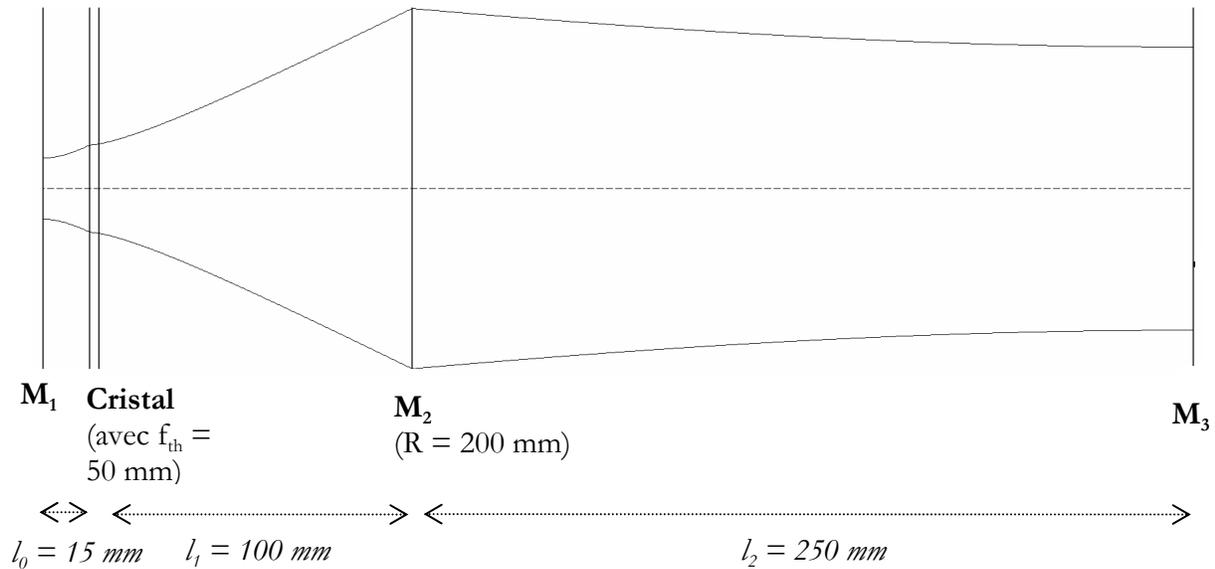


Figure II.1.3 : schéma typique d'une cavité utilisée avec la diode LIMO (diamètre du faisceau de pompe : $200 \mu\text{m}$) : les distances l_0 , l_1 et l_2 sont choisies : 1) pour que le mode fondamental ait aussi un diamètre de $200 \mu\text{m}$ et 2) pour que la cavité soit insensible à la lentille thermique. La courbe du bas montre l'évolution du diamètre pour des focales thermiques allant de 25 à 250 mm . La mesure de la lentille thermique (cf partie II) permet ensuite d'affiner la conception de la cavité en conséquence.

La figure II.1.3. montre une telle cavité. Elle a permis d'obtenir de fortes efficacités dans un mode TEM₀₀ avec les cristaux d'YSO et de GdCOB, pompés avec la diode LIMO (diamètre du faisceau de pompe $\phi_p = 200 \mu\text{m}$). On voit sur la courbe du bas que le diamètre du faisceau de cavité est pratiquement toujours égal à $\phi_p = 200 \mu\text{m}$, indépendamment de la focale thermique f_{th} : il ne varie que de 10 % quand la distance focale va de 25 à 250 mm.

Notons que la sensibilité à la lentille thermique est d'autant plus faible que le mode de cavité est petit sur le cristal : en effet, plus le *wais*⁴ d'un faisceau gaussien est petit, plus le faisceau se rapproche d'un cône divergent décrit par les lois de l'optique géométrique. Dès lors, cela revient à placer une lentille sur une source ponctuelle, ce qui n'affecte pas la propagation du faisceau.

Remarque : Clarkson *et al.* ([Clarkson 01]) ont récemment proposé une recette originale pour obtenir une émission monomode transverse (mode TEM₀₀ unique), qui consiste à imposer que le diamètre du mode fondamental diminue quand la distance focale de la lentille thermique augmente ($d\phi_L/df_{th} < 0$). La cavité utilisée pour accomplir cela est proche de celle présentée juste avant (cette condition est d'ailleurs vérifiée pour $f_{th} < 50$ mm sur la figure II.1.3). Avec une telle condition, les modes d'ordre supérieur occupent un volume plus grand que celui de la zone pompée, et voient par conséquent (cf § I.4 de la seconde partie sur les aberrations thermiques) une lentille thermique de focale plus longue : cela diminue donc le rapport entre la taille des modes transverses d'ordre supérieur et celle du mode TEM₀₀, ce qui favorise ce dernier.

Il est hors de question, bien sûr, de présenter pour chaque laser étudié la cavité particulière qui a été utilisée. Elle varie généralement d'un cristal à l'autre ou d'une expérience à l'autre⁵.

II.2. Les outils de caractérisation

Nous allons maintenant passer en revue les différents outils de caractérisation dont nous disposons, et soulever les difficultés expérimentales qui y sont liées. Nous concluons en présentant la démarche que nous avons adoptée pour faire des tests comparatifs entre des cristaux différents.

II.2.1 Mesure de la puissance absorbée pour l'obtention des courbes d'efficacité

Pour exprimer les performances d'un matériau laser, on trace la courbe donnant la puissance laser en fonction d'une « grandeur d'entrée » qui peut être soit la puissance incidente, soit la puissance absorbée. En général, on choisit la puissance incidente lorsqu'il est impossible de mesurer directement la puissance absorbée (c'est le cas des lasers pompés par lampe), ou bien lorsque c'est plus pratique pour l'utilisateur.

⁴ Tout a été tenté (ou presque) pour traduire ce mot en français : du « rayon de col » au « rayon de ceinture » en passant par la « gorge »... En l'absence de solution satisfaisante et unanimement acceptée, nous gardons le terme anglais.

⁵ L'ajout d'un prisme dans la cavité peut par exemple conduire à redimensionner la cavité en raison de l'encombrement ; lorsque l'on travaille avec un hacheur mécanique (voir § II.2), il n'est pas rare de voir au début de chaque fenêtre de pompage un pic d'oscillation de relaxation, qui peut endommager les miroirs : dans ce cas on modifie également la cavité pour faire en sorte que le diamètre du faisceau soit grand sur les miroirs.

Mais dès lors que le pompage se fait par diode, il est plus pertinent d'exprimer les performances en fonction de la puissance absorbée. Cela tient au fait que la longueur d'onde d'émission d'une diode varie avec le courant d'injection et avec la température.

On commence donc par caler la longueur d'onde de la diode sur le pic d'absorption du matériau en cherchant un couple de valeurs (courant, température) qui convient. Quand on diminue le courant⁶, la longueur d'onde d'émission diminue et le recouvrement entre le spectre émis par la diode et le spectre d'absorption du matériau devient naturellement de moins en moins bon : cela a déjà été illustré avec la figure I.2.2. Lorsque l'on exprime la puissance laser en fonction de la puissance absorbée, cet aspect n'a plus d'importance.

En raison du phénomène de saturation de l'absorption, commenté au § I.2, on sait qu'une mesure de puissance absorbée n'aura un sens que si elle est effectuée en présence d'effet laser.

Pour effectuer cette mesure, on utilise un mesureur de puissance équipé d'une tête thermique (précision affichée : $\pm 10\%$) que l'on place derrière le miroir M_2 (cf. figure II.1.2). On mesure alors une fraction de la puissance transmise par le cristal seulement. En mesurant ensuite la puissance transmise après avoir retiré le cristal, *mais sans bouger le détecteur*, on en déduit directement la puissance absorbée. La fraction du faisceau de pompe ainsi capturée par le détecteur ne varie pas avec la lentille thermique, étant donnée que le cristal est situé sur le *waist* du faisceau de pompe.

Sur la courbe d'efficacité obtenue, on définit usuellement deux paramètres : la *pente d'efficacité (slope efficiency)*, sans unité, est simplement la pente de la droite « puissance laser en fonction de puissance absorbée », après le seuil. À ne pas confondre avec le *rendement optique/optique*, qui est la puissance laser divisée par la puissance incidente, mesurées à courant de diode maximal.

II.2.2. Le pompage en régime quasi-continu : évaluation de l'influence des effets thermiques sur les performances

Les effets thermiques feront l'objet d'une étude exclusive dans la seconde partie : on peut cela dit estimer l'influence qu'ils ont sur les performances en utilisant un pompage quasi-continu, c'est-à-dire en réduisant la puissance moyenne à puissance crête égale. C'est aussi le seul type de pompage possible lorsque les cristaux ne supportent pas de fortes puissances continues.

On place pour cela un hacheur mécanique (*chopper*), comme celui représenté à la figure II.2.1., entre les deux doublets de la ligne de pompe.

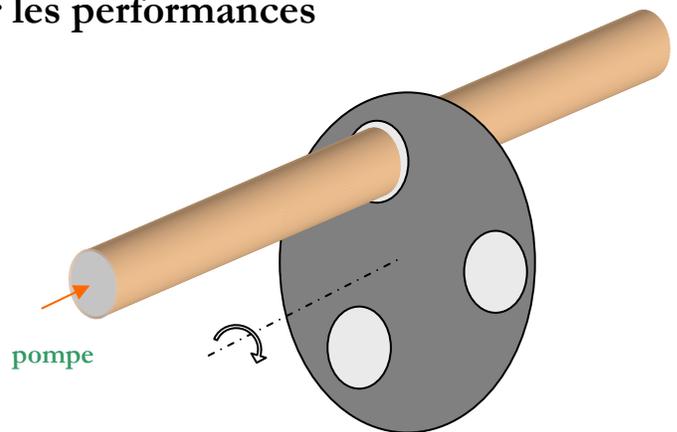
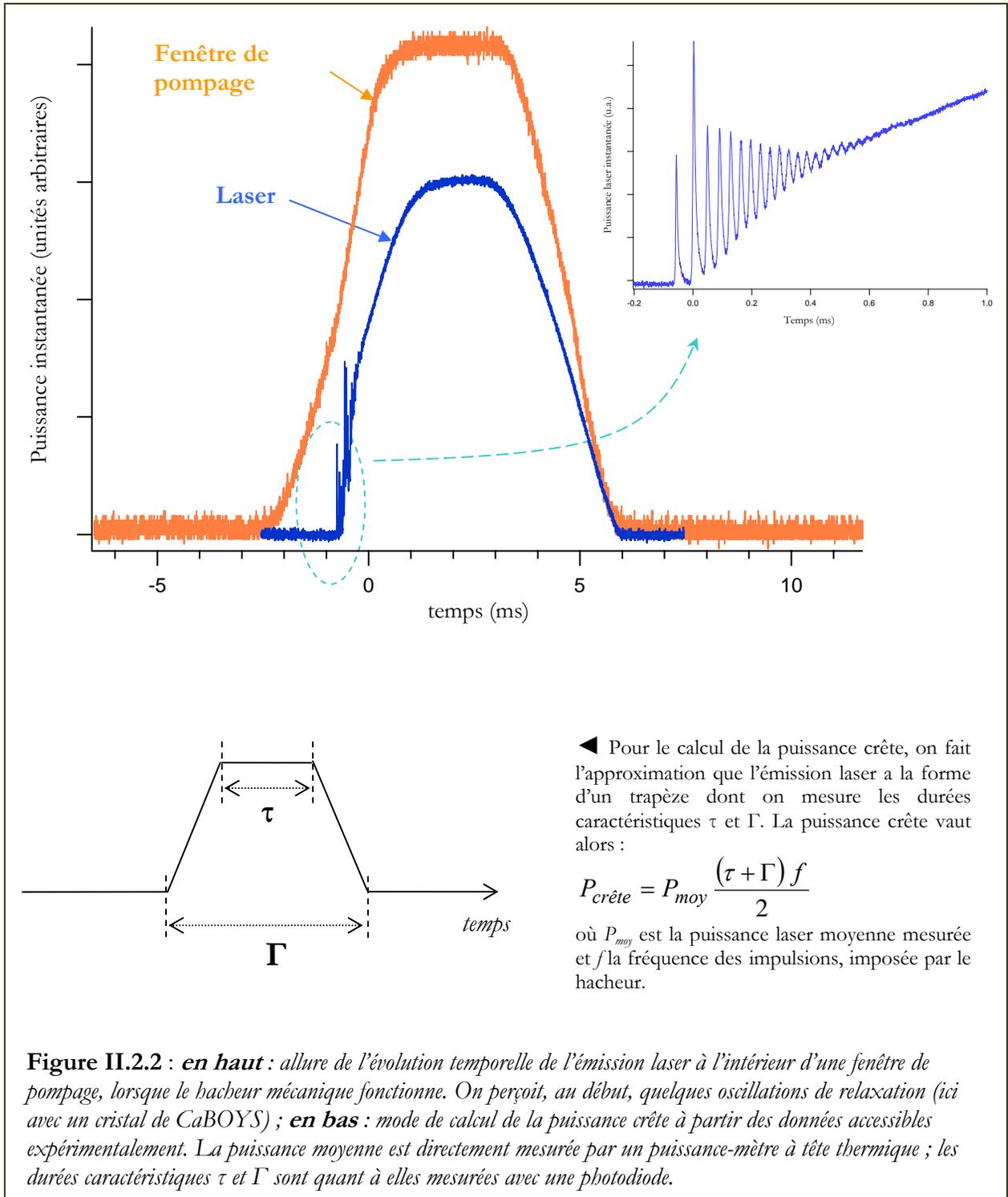


Figure II.2.1 : Schéma du hacheur (*chopper*) utilisé, inséré entre les deux doublets de la ligne de pompe. Selon qu'on utilise un seul trou ou les trois, on arrive à des rapports cycliques de $1/5$ et $1/17$ environ, respectivement.

⁶ Il est en pratique, avec des diodes de puissance, très délicat de diminuer la puissance incidente en faisant autrement que diminuer le courant. L'utilisation de densités absorbantes est exclue compte tenu des puissances mises en jeu. Même l'utilisation de densités métalliques fonctionnant par réflexion s'est avérée impraticable en raison de la trop forte absorption résiduelle.

En observant avec une photodiode l'allure temporelle de l'émission laser pendant une fenêtre de pompage, on obtient typiquement les courbes de la figure II.2.2. Il faut donc prendre un soin particulier à la mesure de la puissance crête en régime quasi-continu. En particulier, l'oscillation laser ne démarre pas dès le début de la fenêtre de pompage, et le délai entre le début du pompage et le début de l'oscillation diminue à mesure que la puissance de pompe incidente augmente (puisque le



seuil est plus vite atteint). Il faut donc, en pratique, faire le petit calcul présenté à la figure II.2.2. *pour chaque point de mesure*. La donnée du seul rapport des puissances laser moyennes mesurées avec et sans hacheur n'est donc d'aucune utilité.

Le choix de la fréquence de hachage se fait en considérant deux aspects : tout d'abord elle doit être assez faible pour laisser le temps à l'effet laser de s'installer au sein d'une fenêtre de pompage. Ensuite, elle doit être suffisamment élevée pour que la lentille thermique n'ait pas le temps de s'« installer » pendant la durée d'un créneau de pompage. On verra dans la seconde partie (§ IV.2) que ce temps d'installation est inférieur à 100 ms, et qu'on peut l'évaluer de façon grossière à quelques dizaines de millisecondes. En choisissant ici une fenêtre de 5 ms environ, ces deux conditions sont vérifiées.

On remarque aussi, au début de l'impulsion, la présence d'oscillations de relaxation. Si les performances ne sont pas optimisées, il arrive fréquemment que le profil temporel de l'émission laser soit beaucoup plus chaotique, et que les oscillations de relaxation soient nombreuses⁷ : dans ce cas il y a un risque accru d'endommagement pour les traitements des miroirs de la cavité. Ces risques sont donc surtout présents en régime de pompage quasi-continu, alors qu'ils sont inexistantes (mais remplacés par des problèmes thermiques...) en régime continu.

Nous serons amenés, quelquefois, à comparer les performances avec plusieurs rapports cycliques de hachage. Nous parlerons alors de rapport cyclique *mesuré sur le faisceau de pompe*, c'est-à-dire défini comme la puissance moyenne transmise par le hacheur divisée par la puissance moyenne (continue) incidente. Le hacheur que nous utilisons nous permet d'atteindre les valeurs de 1/5 et de 1/17 pour ce rapport cyclique.

II.2.3. Mesure de la qualité de faisceau : le paramètre M^2

Pour quantifier l'écart entre le profil spatial du faisceau laser obtenu et celui d'un faisceau gaussien parfait (mode TEM₀₀), on introduit le paramètre M^2 , qui donne le rapport entre la divergence du faisceau réel et celle d'un faisceau gaussien ayant la même taille au *waist* [Sasnett 89, Roundy 99]. Il est défini par :

$$M^2 = \frac{\pi}{\lambda} w_0 \theta \quad (\text{II.2.})$$

où w_0 est le rayon au *waist* (mesuré en théorie par la méthode du second moment : voir encadré « la pertinence du paramètre M^2 ») et θ le demi angle de divergence du faisceau. Il vaut 1 pour un faisceau gaussien idéal, et il est supérieur à 1 dans tous les autres cas. On peut montrer que les modes « purs » d'ordre supérieur TEM_{nm} (avec n et m entiers) ont un M^2 entier [Sasnett 89].

Ce paramètre a été introduit vers la fin des années 80, après qu'on se fut rendu compte que la combinaison de plusieurs modes d'ordre supérieur pouvait donner lieu à des profils d'intensité gaussiens : la simple analyse du profil ne suffisait donc plus à évaluer la qualité du faisceau. Ce paramètre est donc une manière de quantifier la brillance d'une source (cf. § II.1.1). C'est une donnée essentielle pour beaucoup d'applications, car elle permet d'évaluer (à ouverture numérique fixée) sur quelle surface on peut focaliser le faisceau. Pour le mesurer il suffit, en un endroit quelconque du faisceau (la brillance se conservant au cours de la propagation), de mesurer la taille dans plusieurs plans situés de part et d'autre d'un *waist*. On déduit ensuite le paramètre M^2 grâce à un ajustement par

⁷ On voit en particulier ce phénomène apparaître quand l'émission est multimode transverse.

la méthode des moindres carrés. Malgré sa promotion au rang de standard par l'ISO (*International Organization for Standardization*, note ISO/11146), le paramètre M^2 a fait l'objet de nombreuses critiques. Nous faisons le point là-dessus dans l'encadré intitulé « La pertinence du paramètre M^2 ».

La pertinence du paramètre M^2

Le problème de la pertinence du paramètre M^2 en tant qu'indicateur de la qualité d'un faisceau a souvent été soulevé [Lawrence 94, Gao 00]. Il est important de connaître quelles sont les limites de ce paramètre pour bien appréhender ses mesures.

Tout d'abord, rappelons que le fondement de la définition du M^2 repose sur la comparaison du faisceau considéré avec un faisceau gaussien. Il va de soi que le M^2 aura d'autant plus de signification que le faisceau « imparfait » a un profil proche de celui d'une gaussienne. Pour un faisceau de forme quelconque, il n'est pas judicieux de vouloir le comparer à un profil gaussien « de même taille ».

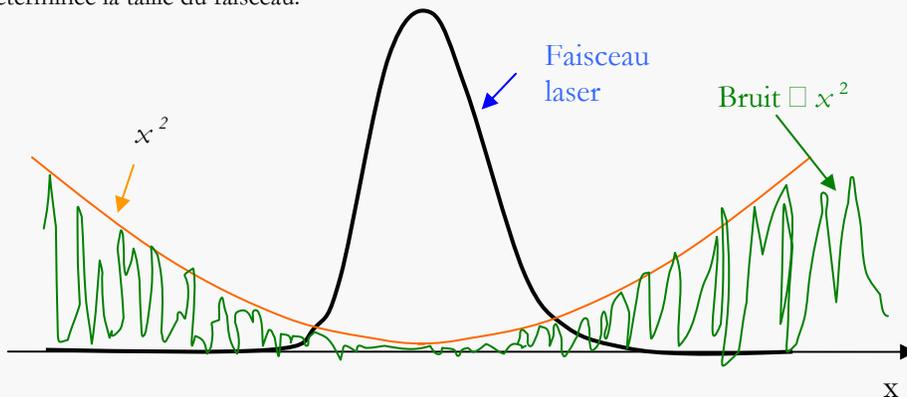
Cela nous amène au principal problème que pose le M^2 : comment définir la « taille d'un faisceau » ? D'après la recommandation officielle de l'ISO (qui se base sur la théorie de la diffraction), on doit mesurer cette taille en calculant le *second moment*. Pour obtenir la largeur selon x on doit calculer l'intégrale suivante sur le profil d'éclairement $E(x,y)$:

$$\sigma_x^2 = \frac{\iint E(x,y)(x-\bar{x})^2 dx dy}{\iint E(x,y) dx dy}$$

où \bar{x} est la position du barycentre (premier moment).

Calculer cette intégrale conduit à accorder une importance bien trop grande au bruit situé sur le bord du faisceau, provenant de la lumière diffractée en dehors du lobe central (car ce bruit est multiplié par $(x-\bar{x})^2$ alors que l'éclairement utile est négligeable au même endroit : voir dessin ci-dessous). En pratique, on constate que l'on mesure avec cette méthode des diamètres qui dépendent davantage de la taille de la zone d'intégration que de la taille réelle du faisceau ! On est donc amené, pour des raisons purement pratiques, à choisir une autre méthode de mesure de la taille, ce qui dès lors réduit la pertinence physique du M^2 obtenu. En pratique, on choisira pour un faisceau d'« apparence gaussienne » le rayon à $1/e^2$ (qui, pour une gaussienne parfaite non bruitée, est égal au rayon donné par la méthode du second moment). Pour des faisceaux aux bords plus nets (tels que des faisceaux multimodes issus de diodes fibrées par exemple) il est plus facile de compter les pixels éclairés, ce qui revient à évaluer le diamètre « total » du faisceau.

Malgré toutes ces réserves, il serait injustifié de se priver d'un paramètre qui, bien que ne permettant pas de quantifier la qualité de faisceau avec précision, est vraiment porteur d'un sens physique. Mais il faut l'utiliser avec prudence : s'il n'est vraiment pas raisonnable de donner une valeur de M^2 avec deux chiffres après la virgule, il est en revanche intéressant de savoir si un faisceau « qui a l'air gaussien » a en réalité un M^2 de 1.1 ou plutôt de 4. Mais il est alors nécessaire de préciser, avec toute mesure, comment a été déterminée la taille du faisceau.



▲ Illustration des limites de la méthode du second moment (d'après [Lawrence 94])

Note : Bélanger *et al.* [Bélanger 94], et Gao *et al.* [Gao 00] ont soulevé des problèmes plus fondamentaux concernant la définition du M^2 : il en ressort en particulier que le M^2 peut être inférieur à 1 dès que l'on sort de l'approximation paraxiale qui sert habituellement de cadre à la théorie des faisceaux gaussiens (en particulier, si le waist est plus petit de la longueur d'onde). Ces subtilités nous concernent assez peu.

On dit souvent que le faisceau est « limité par la diffraction » lorsque son M^2 vaut 1, et qu'il est « N fois limité par diffraction » s'il vaut N.

II.2.4. Mesures d'accordabilité

Pour évaluer la plage d'accordabilité des matériaux, on rajoute dans le bras collimaté de la cavité (entre les miroirs M_2 et M_3) un élément permettant de favoriser nettement une longueur d'onde par rapport aux autres, cette longueur d'onde devant bien sûr être ajustable.

On peut insérer un prisme ou un filtre de Lyot.

Prisme

Le schéma est représenté à la figure II.2.4. On choisit un verre de haut indice (>1.7) et de forte dispersion (constringence $v \approx 30$). Nous avons ici utilisé des prismes en SF10, SF6 ou en YAG, qui répondent à ces critères. Ils sont spécialement taillés de telle sorte que l'angle du minimum de déviation soit égal à l'angle de Brewster à $1 \mu\text{m}^8$: l'insertion du prisme dans la cavité n'est donc pas accompagnée de beaucoup de pertes.

L'accordabilité s'obtient ensuite par rotation du miroir M_3 .

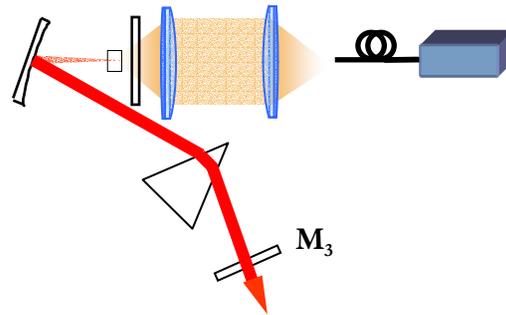


Figure II.2.4 : schéma d'une cavité avec prisme (voir aussi figure II.1.2)

Filtre de Lyot

Le fonctionnement d'un filtre de Lyot inséré dans une cavité laser est différent de celui du filtre de Lyot classique⁹. C'est une lame cristalline à faces parallèles dont l'axe optique est contenu dans le plan des faces, mais qui est orientée à l'incidence de Brewster dans la cavité. On peut alors montrer [Vansteenkiste 89] que la transmission spectrale d'une telle lame dépend de l'angle que forme l'axe optique avec le vecteur d'onde \mathbf{k} du rayon incident (cf. figure II.2.5). On peut alors accorder le laser en pivotant simplement la lame autour de sa normale \mathbf{n} .

Ici le rôle des deux polariseurs parallèles est tenu par les faces de la lame, qui sélectionnent la polarisation TM (comme c'était déjà le cas avec le prisme).

Les filtres de Lyot sont caractérisés par un intervalle spectral libre limité (défini comme l'écart entre deux longueurs d'onde transmises par le filtre), selon la biréfringence et la longueur du matériau

⁸ En toute rigueur l'angle de Brewster dépend de la longueur d'onde mais cette dépendance n'est pas du tout critique dans la gamme [1000-1100 nm] qui nous intéresse.

⁹ Un filtre de Lyot classique (dans sa version élémentaire) est composé d'une lame biréfringente taillée parallèlement à son axe optique, utilisée en incidence normale, et placée entre deux polariseurs parallèles. La différence de chemin optique entre la composante ordinaire et la composante extraordinaire est alors dans ce cas uniquement fixée par les indices de la lame et sa longueur ($\delta = (n_e - n_o) e$) : les longueurs d'onde transmises par ce filtre ne dépendent que de n_e , n_o et e , et ne sont donc pas ajustables par rotation de la lame sur elle-même.

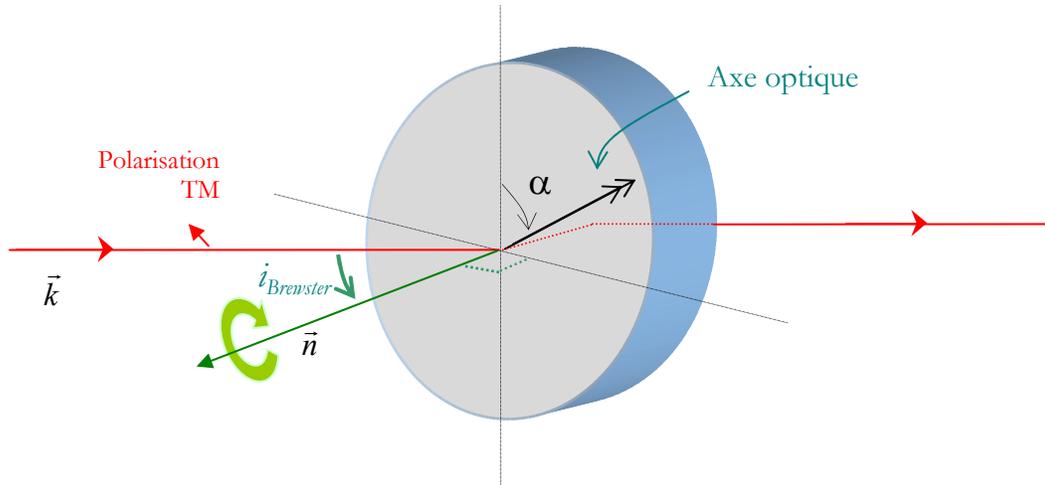


Figure II.2.5 : représentation d'un filtre de Lyot (à une lame), placé à l'incidence de Brewster dans la cavité laser. Lorsque l'on tourne la lame autour de l'axe \vec{n} normal aux faces, on fait varier l'angle α qui définit l'orientation de l'axe optique dans le plan de la lame, alors que l'angle d'incidence i_{Brewster} reste le même : on voit ainsi que l'angle entre le vecteur d'onde \vec{k} et l'axe optique varie, ce qui change l'indice extraordinaire et donc le déphasage apporté par la lame. Lorsque l'incidence est normale ($i = 0$; cas d'un filtre de Lyot classique,) cet angle est toujours égal à 90° et le filtre n'est pas sélectif spectralement (autrement dit, le déphasage est constant quelque soit l'angle α).

biréfringent utilisé. La largeur spectrale du filtre ainsi réalisé est assez large mais peut être affinée en plaçant à la suite les uns des autres plusieurs filtres de Lyot élémentaires composés de lames biréfringentes identiques d'épaisseurs respectives e , $2e$, $4e$, etc. [Huard 94] : cependant ce n'est pas toujours nécessaire car on peut montrer qu'un tel filtre inséré dans une cavité laser est plus sélectif que lorsqu'il est simplement utilisé entre deux polariseurs [Vansteenkiste 89].

II.2.5. Mesure de gain petit signal

Quelquefois, il est utile de mesurer le gain petit signal. Pour un laser continu, un fort gain petit signal est synonyme d'une faible sensibilité aux pertes, donc aux désalignements, aux poussières dans la cavité, etc.

Pour le mesurer on utilise une technique [Balembois 97] basée sur l'emploi d'une lame de verre à faces parallèles, que l'on insère dans le bras collimaté de la cavité (voir figure II.2.6). Lorsqu'elle est à l'incidence de Brewster elle n'ajoute aucune perte, mais lorsque l'angle d'incidence θ est quelconque, la lame ajoute des pertes parfaitement contrôlées. L'ensemble miroir de sortie + pertes passives + lame à faces parallèles constitue donc un « miroir équivalent » dont le coefficient de réflexion vaut pour un aller-retour dans la cavité :

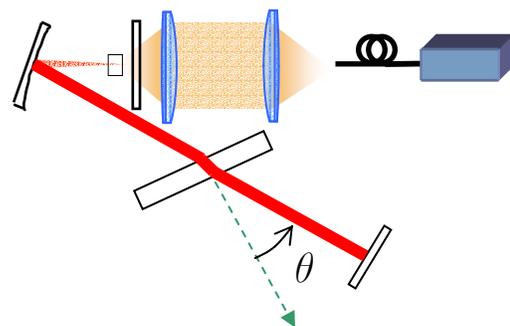


Figure II.2.6 : mesure du gain petit signal.

$$R(\theta) = R_{\text{miroir}} \times (1 - L) \times \left[1 - \left(\frac{n \cos \theta - \cos \theta'}{n \cos \theta + \cos \theta'} \right)^2 \right]^4 \quad \text{avec} \quad \sin \theta' = \sin \theta / n \quad (\text{II.3.})$$

où R_{miroir} est le coefficient de réflexion du miroir de sortie, L les pertes passives, n l'indice de la lame. Le gain petit signal étant la valeur du gain au seuil d'oscillation, on tourne la lame jusqu'à ce que l'oscillation laser disparaisse tout juste, auquel cas le gain petit signal G_0 vérifie la relation :

$$G_0 R(\theta) = 1 \quad (\text{II.4.})$$

Les pertes passives L se déterminent classiquement par la méthode de Findlay et Clay [Findlay 66], mais cette méthode n'est valide que pour les lasers à quatre niveaux. On se contentera donc d'un calcul approché en supposant que L vaut 1 %, ce qui est l'ordre de grandeur usuel.

II.2.6. Conclusion. Démarche pour la comparaison de cristaux dans les mêmes conditions

Nous avons présenté dans ce chapitre le dispositif et les outils qui nous servent à caractériser les performances laser d'un matériau en pompage par diode.

Lorsque cela est pertinent, nous avons tâché d'effectuer des comparaisons entre les performances de plusieurs cristaux. Pour que cette comparaison soit significative, on prend garde aux points suivants :

- 1) Le cristal doit être pompé dans les « mêmes conditions ». Nous entendons par là que la diode de pompe est la même, les caractéristiques (taille, divergence) du faisceau de pompe dans le cristal identiques. On veillera également à ce que la pompe soit focalisée au même endroit dans le cristal, relativement à la position de la monture, pour ne pas privilégier un cristal qui aurait été « mieux » refroidi. On a vu également qu'il était extrêmement délicat de faire en sorte que deux cristaux différents absorbent exactement la même puissance ; on cherchera donc dans la mesure du possible à ce que cette condition soit réalisée, mais il peut subsister des écarts. Les performances étant de toutes façons mesurées en fonction de la puissance absorbée, la comparaison reste tout à fait pertinente.
- 2) Ces conditions de pompage étant fixées, on optimise la puissance de sortie en modifiant si besoin est la transmission du miroir de sortie, ou la géométrie de la cavité (cf. § II.1.2.2.). Évidemment, une comparaison des performances n'aura un sens que si la qualité spatiale du faisceau laser est identique : on vérifie donc que le faisceau est limité par diffraction ($M^2 = 1$).
- 3) Enfin, on ne peut comparer entre eux que des cristaux « comparables ». Il nous a paru raisonnable de limiter les comparaisons entre des matériaux visant le même type d'applications. Ensuite, il faut veiller à ce que la qualité optique des cristaux testés soit du même ordre, et c'est un aspect moins évident à vérifier. En général, les cristaux utilisés sont d'excellente qualité optique, c'est-à-dire qu'on n'a jamais pu détecter d'inclusions, de microbulles ou d'autres éléments diffusants au microscope polarisant. Quant aux pertes par réabsorption, elles sont certes différentes d'un cristal à un autre, mais elles font partie intégrante du test comparatif et ne doivent pas être compensées ni atténuées.

Nous allons maintenant appliquer ces outils et cette démarche à la comparaison du GGG avec le YAG, puis à la comparaison du BOYS avec le GdCOB et le verre. Nous examinerons enfin les performances de l'YSO et du SYS.

III. PERFORMANCES LASER EN POMPAGE PAR DIODE DE NOUVEAUX CRISTAUX **GRENATS (Yb:GGG), **BORATES** (Yb:GdCOB, Yb:BOYS, Yb:CaBOYS), ET **SILICATES** (Yb:SYS, Yb:YSO)**

III.1. Un grenat pour concurrencer le YAG : Le GGG dopé à l'ytterbium ;

III.2. Performances de l'Yb:GdCOB en pompage par diode de forte puissance ;

III.3. Un nouveau borate au spectre très large: le BOYS. Comparaison avec l'Yb:GdCOB et l'Yb:verre (phosphate QX). Tentative d'amélioration avec l'Yb:CaBOYS ;

III.4. Performances de l'Yb:SYS, une apatite au spectre large ;

III.5. Un nouveau silicate aux bonnes propriétés thermiques : l'Yb:YSO ;

III.6. Conclusion.

Dans ce chapitre nous présentons les performances en pompage par diode de plusieurs nouveaux cristaux dopés à l'ytterbium. Ces matériaux, aux formules souvent compliquées, seront toujours désignés par leurs sigles (le cas échéant par leurs acronymes). La signification de ces derniers est résumée dans le tableau III.0. Nous avons également indiqué (troisième colonne) la famille du cristal, des cristaux appartenant à la même famille ayant généralement des propriétés voisines.

Composé	Sigle	Famille
$Y_3Al_5O_{12}$	YAG	<i>grenat</i>
$Gd_3Ga_5O_{12}$	GGG	<i>grenat</i>
$Ca_4Gd(BO_3)_3O$	GdCOB	<i>borate</i>
$Ca_4Y(BO_3)_3O$	YCOB	<i>borate</i>
$Sr_3Y(BO_3)_3$	BOYS	<i>borate</i>
$(Sr_{1-x}Ca_x)_3Y(BO_3)_3$ $x = 0.3$	CaBOYS	<i>borate</i>
$SrY_4(SiO_4)_3O$	SYS	<i>oxyapatite (silicate)</i>
Y_2SiO_5	YSO	<i>silicate</i>
$KGd(WO_4)_2$	KGW	<i>tungstate (scheelite)</i>

Tableau III.0 : Les cristaux étudiés, leur sigle et leur famille. En grisé : les matériaux qui ne font pas l'objet d'une étude approfondie dans ce chapitre.

Tout d'abord nous présenterons les performances d'un **grenat**, le Grenat de Gadolinium et de Gallium (GGG). Il possède des propriétés spectroscopiques très proches de celles du YAG, il est donc intéressant de comparer ces deux cristaux dans les mêmes conditions.

Puis nous exposerons les résultats obtenus avec des cristaux de la famille des **borates**. Nous commencerons par un cristal auquel notre laboratoire s'intéresse depuis quelques années maintenant, l'Yb:GdCOB, que nous avons caractérisé ici pour la première fois en pompage par diode de forte puissance. Il s'agit d'un cristal dont le spectre d'émission est suffisamment large pour supporter des impulsions femtoseconde.

C'est un spectre exceptionnellement large (pour un cristal) qui fait l'intérêt et l'originalité du BOYS, un nouveau cristal de la famille des borates. Nous verrons en détail les performances et les limitations de ce matériau, et comment il se comporte face au GdCOB et au verre. Les problèmes thermiques sont, on le verra, le point d'achoppement de ce matériau : nous chercherons alors à savoir s'il est possible de corriger ces problèmes en recourant à un cristal de formule légèrement différente, appelé CaBOYS.

Puis nous en viendrons aux cristaux de la famille des **silicates**. Le premier dont il sera question, le SYS, est une apatite dont le spectre est aussi large que celui du BOYS. Nous étudierons ici non seulement les performances du matériau « simple », mais aussi celles d'un matériau *composite*, formé d'un cristal de SYS dopé soudé par diffusion sur un cristal de YAG non dopé.

Enfin, nous étudierons l'Yb:YSO, un cristal qui possède à la fois une très bonne conductivité thermique et un spectre relativement large.

III.1. Un grenat pour concurrencer le YAG : le GGG dopé à l'ytterbium.

Le cristal le plus connu dans le monde des lasers est sans conteste le YAG ($\text{Y}_2\text{Al}_5\text{O}_{12}$), un acronyme pour Yttrium Aluminium Garnet (*grenat d'aluminium et d'yttrium*). Grand nombre de systèmes laser commerciaux, pompés par lampe ou par diode, sont aujourd'hui fabriqués à base de YAG dopé au néodyme [Laser Focus World *annual report 2002*].

Le YAG est également, et de loin, le cristal *dopé à l'ytterbium* le plus étudié. Cela tient à trois propriétés remarquables :

- 1) il a de grandes sections efficaces d'absorption et d'émission (relativement aux autres...);
- 2) il a d'excellentes propriétés thermomécaniques, en particulier une grande conductivité thermique ($10.7 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour un cristal non dopé);
- 3) il est possible de le faire croître par la méthode de Czochralski, un procédé qui permet d'obtenir des monocristaux de grande taille et d'excellente qualité optique.

Ces propriétés sont plus généralement celles des matériaux de la famille des grenats, dont plus de vingt éléments ont été synthétisés et caractérisés [Slack 71]. Le GGG ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$), grenat de gadolinium et de gallium, est un de ceux-là.

C'est un cristal connu depuis des décennies, disponible commercialement (non dopé) auprès de nombreux fournisseurs. Il a beaucoup été utilisé comme substrat pour des dispositifs magnétiques ou supraconducteurs, avant d'être identifié comme une matrice hôte intéressante pour des ions laser actifs. Des études spectroscopiques et des tests laser ont été rapportés dans des cristaux de GGG dopés au néodyme [Geusic 64, Yoshida 88], à l'erbium [Dinermann 92], ou au chrome et au calcium [Carrig 96]. Le Nd:GGG, en particulier, a été reconnu comme un matériau laser très attractif en raison de sa capacité à être synthétisé en monocristaux de grandes dimensions (jusqu'à 15 cm de diamètre), avec une excellente qualité optique.

Des lasers à base de GGG *dopé à l'ytterbium* ont été rapportés (à notre connaissance) deux fois dans la littérature [Belovolov 96, Shimokozono 96]. Dans ces expériences, un laser au saphir dopé au titane venait pomper soit un matériau massif [Belovolov 96], soit un dispositif de type guide d'onde intégré [Shimokozono 96]. Les puissances obtenues en sortie ne dépassaient pas quelques milliwatts dans les deux cas.

Nous avons étudié, pour la première fois à notre connaissance, les performances laser de l'Yb:GGG en pompage par diode. Nous commençons par une description des propriétés de ce cristal, suivies de l'examen de ses performances laser. Nous terminerons par une comparaison avec l'Yb:YAG, effectuée dans les mêmes conditions.

Le cristal d'Yb:GGG que nous avons utilisé a été élaboré par le LPCML de Lyon.

III.1.1. Propriétés optiques et thermiques du cristal de GGG

Nous présentons dans ce paragraphe une revue bibliographique de quelques propriétés optiques et thermiques du cristal de GGG. Nous indiquons les paramètres pour un cristal *non dopé*, à l'exception de la conductivité thermique, qui sera également donnée pour des cristaux dopés.

Le GGG est un cristal cubique, comme le YAG : il est donc optiquement isotrope. Wood et Nassau [Wood 90] ont mesuré l'indice de réfraction sur la gamme de transparence du GGG, qui

s'étend de 380 nm à 6 microns, et en ont déduit les coefficients de Sellmeier. L'indice est donné par l'expression suivante, en fonction de la longueur d'onde :

$$n^2 - 1 = \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - L_i^2} \quad (\text{III.1.})$$

avec λ : longueur d'onde en μm ($0.38 < \lambda < 6 \mu\text{m}$) ;
 $A_1 = 1.7727$; $A_2 = 0.9767$; $A_3 = 4.9668$;
 $L_1 = 0.1567$; $L_2 = 0.01375$; $L_3 = 22.715$.

L'indice de réfraction moyen du GGG vers $1 \mu\text{m}$ vaut donc 1.94.

Pour les problèmes liés à la montée en puissance, il est important de connaître un certain nombre de paramètres thermiques et thermo-optiques, au premier rang desquels on trouve le dn/dT , la chaleur massique c_p , et la conductivité thermique K_c .

Wood et Nassau [Wood 90] donnent une relation empirique reliant le dn/dT mesuré à la longueur d'onde :

$$\frac{dn}{dT} = \left(1.69 + \frac{0.06}{\lambda^3} \right) \times 10^{-5} / ^\circ\text{C} \quad \lambda \text{ en } \mu\text{m} (0.38 < \lambda < 6 \mu\text{m}) ;$$

Ce coefficient vaut $1.75 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ vers $1 \mu\text{m}$, ce qui est supérieur (bien que du même ordre de grandeur), à la valeur mesurée par Wynne *et al.* dans le YAG ($0.9 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$) [Wynne 99].

J. Ahn [Ahn 82] s'est intéressé aux propriétés thermiques du GGG, et a en particulier effectué des mesures d'émissivité dans l'infrarouge. Il donne également la chaleur massique à différentes températures, une donnée utile pour les lasers de puissance fonctionnant dans le régime impulsionnel (voir seconde partie, § I.2.). Sa valeur à 324 K est $415 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

Pour les lasers continus, c'est la conductivité thermique qui est le paramètre essentiel. À notre connaissance, deux valeurs différentes sont disponibles dans la littérature. La première est due à Slack *et al.* [Slack 71] qui rapportent une conductivité de $8 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour le GGG à 300 K. La seconde est due à Ahn [Ahn 82] qui donne $12 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, d'après des mesures de diffusivité thermique effectuées à 1400 K.

Mais il est bien connu que la conductivité thermique d'un cristal décroît de façon significative avec le taux de dopage (on trouvera une étude approfondie de cet aspect dans [Gaumé 02]). Nous présentons à la figure III.1.1. des mesures de conductivité thermique effectuées par R. Gaumé à l'ESPCI grâce à une technique de réflectométrie photothermique [Fournier 01]. L'échantillon de GGG dopé à 5.7% en ions ytterbium (utilisé dans les tests présentés plus loin) a été comparé à un échantillon non dopé. La conductivité a également été mesurée dans plusieurs échantillons de YAG (dopés à 0, 3, 6, 8, et 15 % en ions Ytterbium). Il apparaît à la figure III.1.1. que la conductivité thermique du GGG non dopé est de $8 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, alors qu'elle vaut $7.5 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ dans l'échantillon dopé.

En revanche, la conductivité thermique du YAG décroît beaucoup plus rapidement avec le taux de dopage. Ce comportement a été modélisé par R. Gaumé [Gaumé 02] : l'ajustement théorique est également représenté sur la même figure. On peut expliquer physiquement ce phénomène de la façon suivante : dans le GGG l'ion Yb^{3+} vient substituer un ion Gd^{3+} dont la masse est comparable. La propagation des phonons dans le cristal se retrouve alors peu affectée. Par contre, dans le YAG où c'est un ion Y^{3+} (de masse plus faible) qui est substitué, les ions Yb^{3+} agissent comme des centres diffusants pour les phonons de la matrice, ce qui a pour effet de rendre moins « aisée » leur propagation, et de réduire la conductivité thermique.

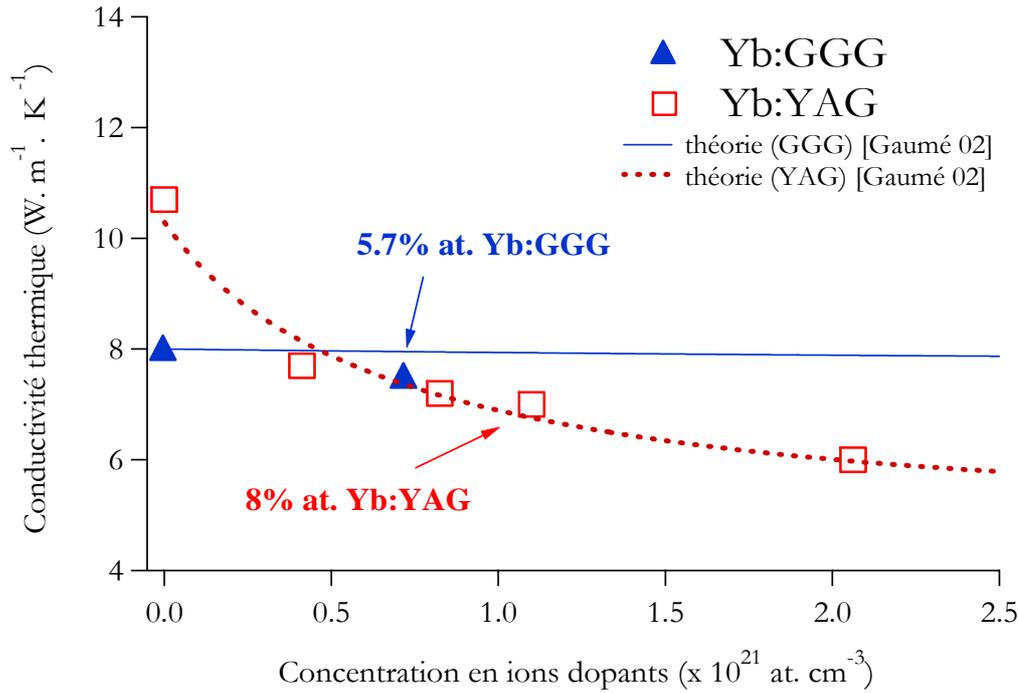


Figure III.1.1 : conductivité thermique de l'Yb:GGG et de l'Yb:YAG pour différents taux de dopage (d'après [Gaumé 02]).

Nous remarquons en particulier que lorsque la densité en ions dopants devient supérieure à 5.10^{20} ions/ cm^3 (ce qui correspond à 3.6 % pour l'Yb:YAG et à 4 % pour l'Yb:GGG, en pourcentages atomiques), la conductivité thermique du GGG devient *supérieure* à celle de l'Yb:YAG. C'est un point très positif, qui rend les propriétés thermiques du GGG supérieures à celles du YAG pour de forts taux de dopage.

III.1.2. Propriétés du GGG dopé à l'ytterbium

Le GGG fond de manière congruente à une température relativement basse, 1725 °C, ce qui est inférieur d'environ 200°C à la température de fusion du YAG. La croissance a été effectuée par la méthode de Czochralski au LPCML de Lyon, impliqué de longue date dans le développement de cristaux grenats avec des dopages en ions Cr^{3+} , V^{4+} , $\text{Cr}^{3+}\text{-Tm}^{3+}$, $\text{Yb}^{3+} - \text{Tm}^{3+}$, et Ho^{3+} . Les conditions expérimentales de croissance sont détaillées dans [Chénaïs 02]. Le dopage est de 7.2×10^{20} ions/ cm^3 , ce qui représente 5.7 at. %.

Les spectres d'absorption et d'émission, mesurés à température ambiante, sont présentés à la figure III.1.2. Ils sont très similaires à ceux du YAG, exposés à la figure III.1.3., à une notable différence près : le pic d'émission se situe à une longueur d'onde plus basse dans l'Yb:GGG ($\lambda_{\text{pic}} = 1025$ nm contre $\lambda_{\text{pic}} = 1031$ nm pour l'Yb:YAG).

Le spectre d'émission est aussi large que celui du YAG ($\Delta\lambda = 12$ nm à mi hauteur autour de λ_{pic}).

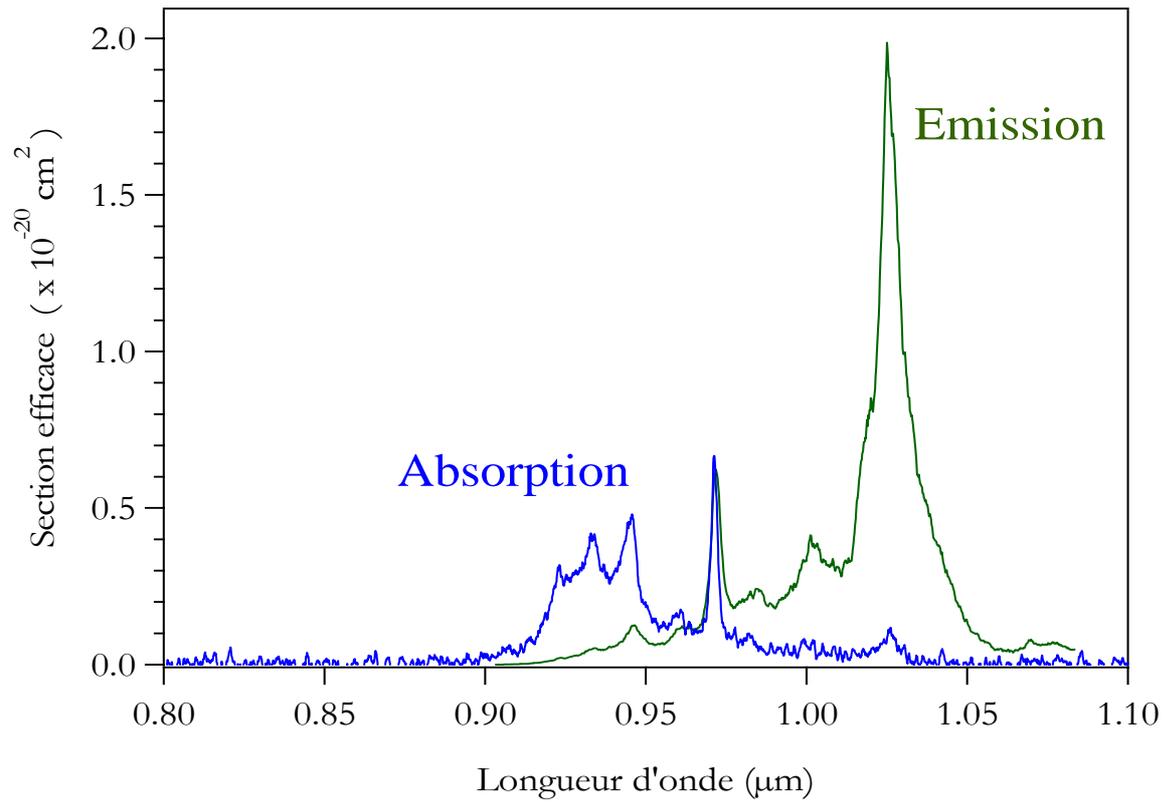


Figure III.1.2. : Spectres d'absorption et d'émission de l'Yb:GGG.

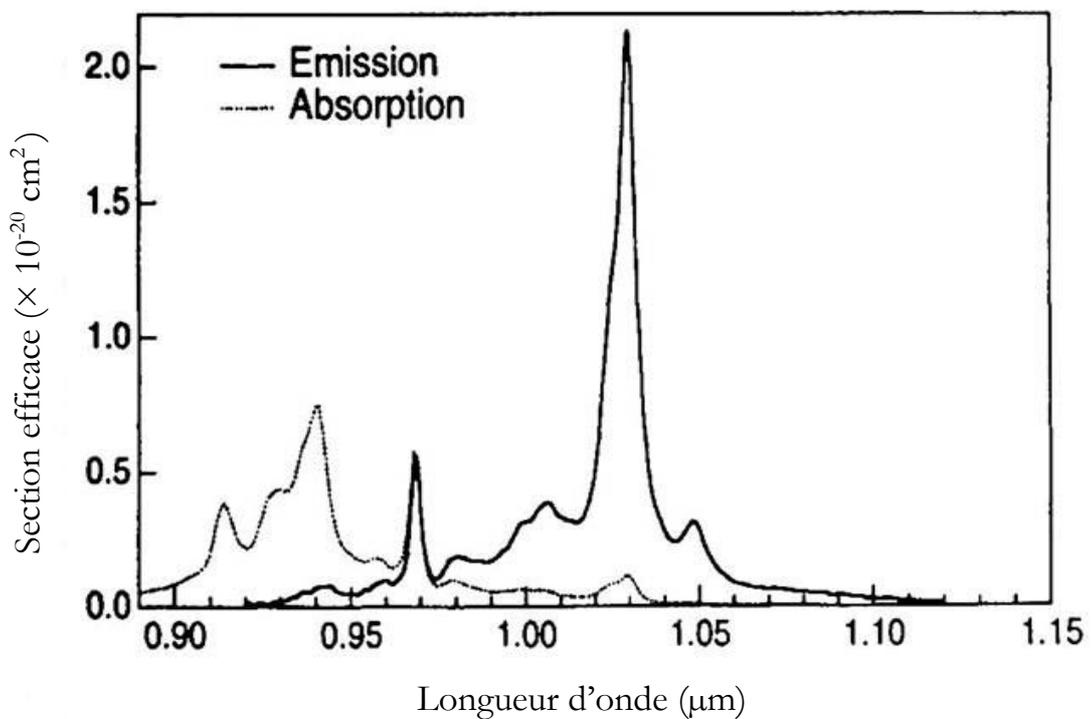


Figure III.1.3 : Spectres d'absorption et d'émission de l'Yb:YAG (d'après [Hönninger 99])

La longueur d'onde de la *zero line* est de 971 nm dans le GGG (contre 968 nm dans le YAG), ce

qui est très facilement accessible avec des diodes laser en InGaAs. Notons que, tout comme le YAG, il est possible de pomper ce cristal à 940 nm.

Le temps de vie radiatif a été mesuré par Belovolov *et al.* [Belovolov 96] qui donnent une valeur de 0.8 ms. Dans notre échantillon le temps de vie mesuré (au LPCML) était de 1.56 ms, un écart dû au piégeage de la fluorescence¹.

À partir du temps de vie radiatif, et en appliquant les relations de Füchtbauer-Ladenburg [Krupke 86], nous avons pu déduire des spectres de fluorescence les sections efficaces d'émission stimulée. À 1025 nm cette section efficace vaut 2.10^{-20} cm², ce qui est égal à la valeur du YAG ($2.03.10^{-20}$ cm² à 1031 nm [DeLoach 93]).

Les données spectroscopiques de l'Yb:GGG et de l'Yb:YAG sont rassemblées dans le tableau III.1.1.

	Yb:GGG	Yb:YAG
Longueur d'onde d'absorption λ_{ZL} (« zero line »)	971 nm	968 nm
Section efficace d'absorption à λ_{ZL} (cm ²)	$6.6 \cdot 10^{-21}$	$7 \cdot 10^{-21}{}^b$
Longueur d'onde d'émission λ_{pic}	1025 nm	1031 nm
Temps de vie radiatif (ms)	$0.8{}^a$	$1.01{}^b$
Section efficace d'émission à λ_{pic} (cm ²)	$2 \cdot 10^{-20}$	$2.03 \cdot 10^{-20}{}^b$
Conductivité thermique (W.m ⁻¹ .K ⁻¹) :		
- Non dopé	8	10.7
- Dopé (taux de dopage, en pourcentage atomique)	7.5 (5.7 %)	7 (8 %)
dn/dT (°C ⁻¹)	$1.75 \cdot 10^{-5}{}^c$	$0.9 \cdot 10^{-5}{}^d$
Indice de réfraction à 1 μ m	$1.94{}^c$	$1.82{}^b$

a : Réf. [Belovolov 96] ; *b* : Réf. [DeLoach 93] ; *c* : Réf. [Wood 90] ; *d* : Réf. [Wynne 99].

Tableau III.1.1. : Données spectroscopiques et thermiques de l'Yb:GGG et de l'Yb:YAG.

III.1.3. Performances laser en pompage par diode

Les tests laser en pompage par diode ont été réalisés avec un cristal de 3.12 mm de longueur, traité anti-reflet sur les deux faces. La diode de pompe est la diode OptoPower (cf. § II.1.1) qui émet ici une puissance de 9.8 Watts à 971 nm, focalisés sur une tache circulaire de 250 μ m de diamètre dans le cristal.

Les résultats sont résumés à la figure III.1.4. Les meilleures performances ont été obtenues avec un miroir de sortie de transmission 6 %, grâce auquel une puissance de 1.85 Watts a été obtenue à 1022 nm, alors que le cristal absorbait 5.65 W (c'est-à-dire 59 % de la puissance incidente, mesurés en présence d'effet laser). La pente d'efficacité est dans ce cas de 46 %, et la puissance de pompe absorbée au seuil de 1.48 W. Le faisceau est limité par diffraction ($M^2 < 1.1$).

¹ L'écart entre le temps de vie radiatif et le temps de vie mesuré est un phénomène bien connu en spectroscopie : voir par exemple [Haumesser 00] pour un traitement de cet aspect.

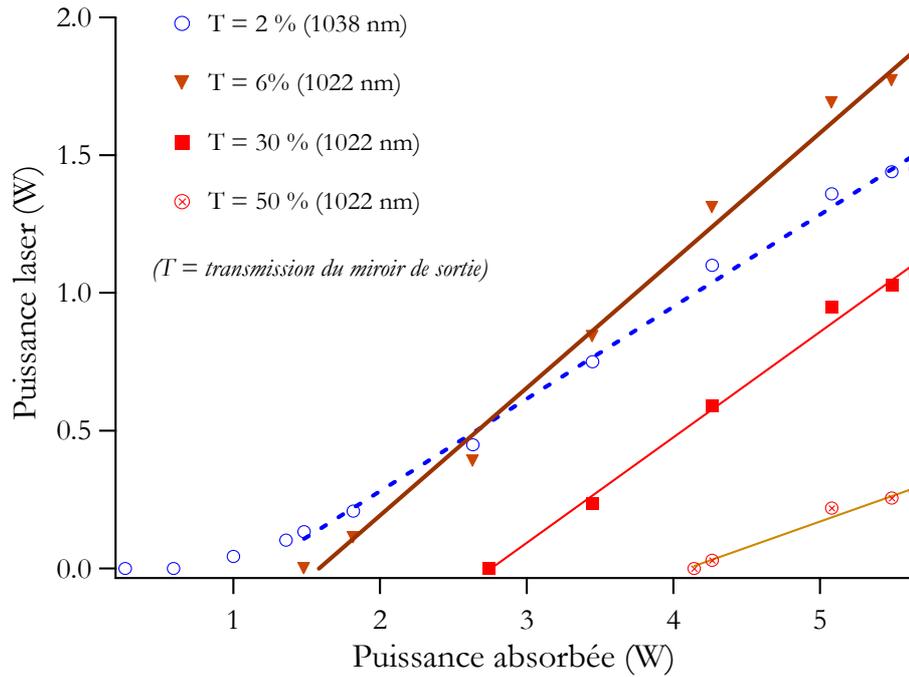


Figure III.1.4 : performances laser de l'Yb:GGG. Le cristal est pompé par la diode Optopower (9.8 W incidents sur 250 μm).

Comme on peut s'y attendre d'une cavité contenant un cristal optiquement isotrope et aucun élément polarisant, le faisceau obtenu n'est pas polarisé. Nous avons obtenu l'effet laser avec un miroir de sortie de transmission aussi grande que 50 %, ce qui montre que le gain est élevé (au moins égal à 2). Nous avons mesuré le gain petit signal en appliquant la technique décrite au § II.2.5 : un gain de 2.26 a été obtenu à la puissance de pompe maximale. Ce fort gain montre l'intérêt potentiel de l'Yb:GGG en tant qu'amplificateur.

L'accordabilité du laser a été mesurée en insérant un prisme en SF10 dans le bras collimaté de la cavité (cf § II.2.4). Avec un miroir de sortie de transmission 2 %, nous avons pu accorder le laser continûment entre 1022 et 1075 nm (voir figure III.1.5), c'est-à-dire sur un intervalle de 53 nm, avec une puissance maximale de 1.2 Watts à 1038 nm. Cette large accordabilité ne tient pas tant à la largeur du spectre d'émission (qui est assez modeste) qu'au fort gain du cristal.

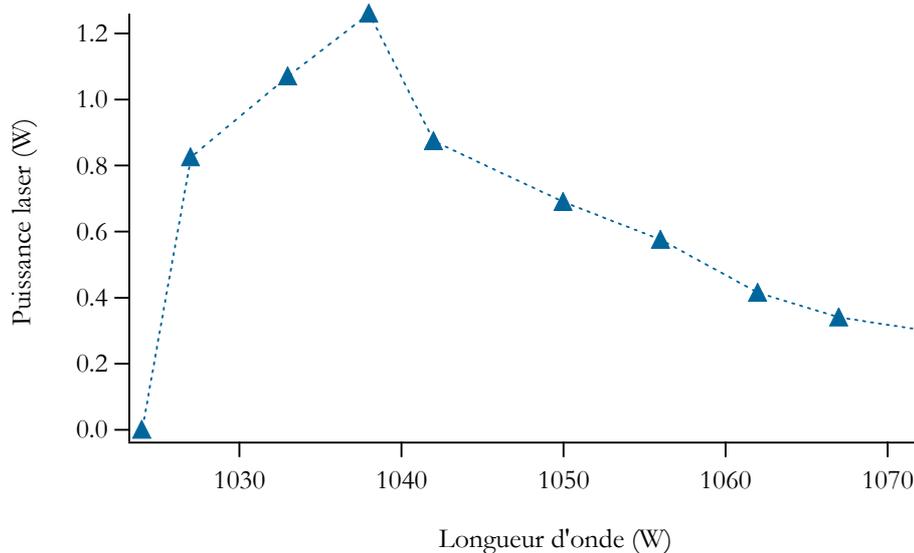


Figure III.1.5 : accordabilité du laser Yb:GGG.

III.1.4. Comparaison avec l'Yb:YAG

Nous avons vu au § III.1.1 et III.1.2 que l'Yb:GGG et l'Yb:YAG avaient un grand nombre de propriétés communes : il est donc particulièrement instructif de les comparer. Le cristal d'Yb:YAG utilisé pour ces expériences a été élaboré au LETI (Grenoble) ; il mesure 1.95 mm de long, est dopé à 8 % en ions ytterbium (ce qui correspond à 11.10^{20} ions/cm³), et il est traité anti-reflet sur ses deux faces.

Pour des raisons pratiques, nous avons effectué cette expérience de comparaison avec la diode LIMO (cf. § II.1.1) qui émet une puissance de 14 Watts à 971 nm, à la sortie d'une fibre de 200 µm de diamètre de cœur et d'ouverture numérique 0.22. Avec cette diode plus brillante les performances du GGG furent, on s'en doute, améliorées. Nous avons obtenu en effet une puissance de 4.15 W dans un faisceau limité par diffraction, pour 8 Watts de puissance absorbée. Le miroir de sortie optimal avait alors une transmission de 4 %.

Pour l'Yb:YAG, la longueur d'onde de la *zero line* se situe à 968 nm : la température de la diode doit donc être diminuée pour que le spectre émis soit toujours accordé sur le spectre d'absorption. La puissance de diode disponible à 968 nm était dans notre cas de 12.9 Watts, le cristal absorbant alors 7.2 W (en présence d'effet laser). La transmission optimale du coupleur de sortie était également 4 %, et 3.8 W de puissance laser ont été obtenus, dans un faisceau également limité par diffraction.

Dans cette expérience la longueur d'onde laser était de 1038 nm dans le GGG, et de 1049 nm dans le YAG.

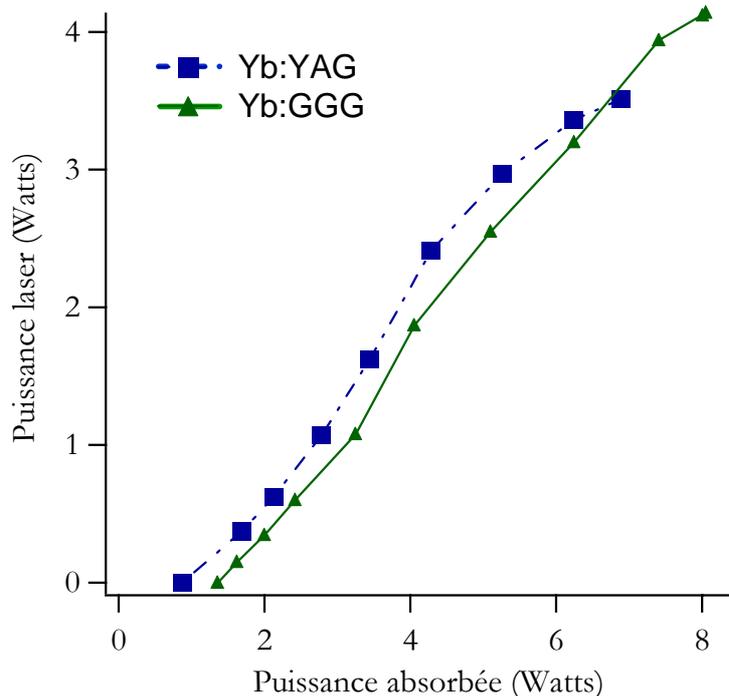


Figure III.1.6. : Comparaison des performances de l'Yb:GGG et de l'Yb:YAG. La diode de pompe est la diode LIMO (émettant 14 W sur 200 μm).

La figure III.1.6 représente les performances comparées de ces deux cristaux : on constate que les courbes d'efficacité sont pratiquement confondues.

On constate que les seuils sont proches (1.36 W pour le GGG et 0.85 W pour le YAG), et les pentes d'efficacité estimées à partir des points expérimentaux identiques (65 %).

L'étude plus poussée des effets thermiques (et en particulier la mesure des lentilles thermiques avec et sans effet laser) dans ces deux cristaux sera menée dans la seconde partie.

III.1.5. Conclusion

Le cristal de GGG dopé à l'ytterbium a été caractérisé, pour la première fois, en pompage par diode. Nous avons obtenu de très bonnes performances (jusqu'à 4.15 Watts dans un faisceau limité par diffraction, avec une pente d'efficacité de 63 %), mesuré un gain élevé (2.26) et obtenu une large accordabilité sur un intervalle de 53 nm.

L'Yb:GGG peut-il dès lors concurrencer l'Yb:YAG ? Nous pouvons, à la lumière de ce qui précède, apporter une réponse en mettant en avant trois aspects :

- **Le GGG est facile à croître en monocristaux de grande dimension**, et il bénéficie d'une température de fusion plus faible de 200°C par rapport à celle du YAG. La facilité de croissance est cependant un paramètre très difficile à quantifier, qu'on ne peut pas résumer à la simple donnée de la température de fusion. La récente obtention de cristaux de GGG de 15 cm de diamètre [Rotter 01] est tout de même, sur ce point, tout à fait encourageante. Précisons en effet que les « cristallogéniteurs » du *Lawrence Livermore National Laboratory*, experts dans l'art de faire croître des cristaux de dimensions particulièrement élevées, s'intéressent de près au GGG (dopé au néodyme), en justifiant leur intérêt assez récent pour ce matériau par sa « facilité de croissance ». Il se pourrait donc très bien qu'il soit effectivement plus facile à faire croître que le YAG.

- Les mesures de conductivités thermiques effectuées avec plusieurs niveaux de dopage ont mis en évidence que **la conductivité thermique du GGG est supérieure à celle du YAG pour un dopage supérieur à 5×10^{20} ions/cm³** (ce qui correspond à 3.6 % pour l'Yb:YAG). La conductivité thermique est le paramètre physique clé (en régime continu) qui gère la distribution de température dans le cristal (voir seconde partie, § I.2).
- Les mesures d'efficacité réalisées en pompage par diode montrent que **les performances de ces deux matériaux sont tout à fait comparables.**

Il apparaît donc que l'Yb:GGG pourrait remplacer l'Yb:YAG dans des lasers *de forte puissance*, et spécialement dans les systèmes nécessitant des cristaux fortement dopés. C'est généralement ce que l'on souhaite dans tout laser pompé par diode, car cela minimise la longueur du cristal nécessaire et rend donc meilleur le recouvrement spatial entre le mode de pompe et le mode de cavité. Et cela est d'autant plus profitable aux lasers dits à « disque mince » [Giesen 94]. Dans l'un des seuls lasers commerciaux (à la date où nous écrivons) qui exploitent un cristal dopé à l'ytterbium (l'Yb:YAG en l'occurrence [ELS Versadisk]), c'est cette dernière technologie qui est employée : on y trouve un cristal dont l'épaisseur est de l'ordre de 200 μm , et qui est, selon toute vraisemblance (d'après [Karszewski 98]), dopé à $\approx 8\%$ en ions ytterbium. Si l'on considère le cristal de GGG de même épaisseur qui aurait la même absorption, il aurait une conductivité thermique supérieure de 15 % environ à celle du YAG.

L'Yb:GGG s'avère donc particulièrement prometteur.

III.2. Performances de l'Yb:GdCOB en pompage par diode de forte puissance.

Le GdCOB ($\text{Ca}_4\text{Gd}(\text{BO}_3)_3\text{O}$) n'est pas à proprement parler un cristal « nouveau », dans le sens où il a déjà fait l'objet de plusieurs études dans le passé au LCAES [Mougel 99] et au sein de l'équipe ELSA [Augé 00, Druon 01, Lucas-Leclin 00]. Breveté en 1995, c'est maintenant un cristal disponible commercialement, qui possède la particularité d'être non seulement un cristal laser mais aussi un cristal *non linéaire*, ce qui a permis la réalisation de lasers autodoubleurs de fréquence, avec un dopage au néodyme [Augé 00, Lucas-Leclin 00].

Dopé à l'ytterbium, il est apparu comme un matériau capable de jeter un pont entre les deux grandes classes d'applications que nous avons évoquées dans l'introduction.

En effet, le seul matériau dopé à l'ytterbium qui était, jusqu'alors, capable de générer ou d'amplifier des impulsions de moins de 100 fs, était le verre [Hönninger 99, Danger 96, Liu 99]. Cette appellation de *verre* désigne en fait tous les composés amorphes, dont les formules chimiques ne sont, en général, pas connues dans le détail. La structure des verres étant naturellement désordonnée, les spectres d'émission sont très larges (voir encadré du § I.1.1). Mais, à cause précisément de leur structure désordonnée, les verres sont aussi de très mauvais conducteurs de la chaleur, avec une conductivité thermique très faible ($< 1 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$).

Le GdCOB a été l'un des premiers *cristaux* dont le spectre était si large qu'il tendait presque à ressembler à celui d'un verre. Le fait que ce soit un cristal lui confère une meilleure conductivité thermique ($2.1 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ pour le GdCOB non dopé) et de plus grandes sections efficaces.

Les performances laser de l'Yb:GdCOB ont déjà été étudiées en régime continu, avec un pompage à 902 nm [Augé 99] puis à 976 nm, sur la *zero line* [Druon 00-1], mais toujours avec des puissances de pompe faibles ($< 2 \text{ W}$). L'étude du cristal en régime femtoseconde a ensuite permis

d'obtenir des impulsions de 90 fs à la sortie d'un oscillateur, grâce à une technique de blocage de modes passif par miroir à absorbant saturable semi-conducteur (SESAM) [Druon 00-2].

Nous avons ici caractérisé ce cristal pour la première fois en pompage par diode *de forte puissance*, en régime continu.

III.2.1 Propriétés spectroscopiques de l'Yb:GdCOB

Les propriétés physiques et spectroscopiques de l'Yb:GdCOB ont fait l'objet d'une étude détaillée dans [Mougel 99].

Le GdCOB est un cristal biaxe : son orientation est donc définie à partir de la donnée de trois axes cristallographiques X, Y et Z. Les spectres d'absorption et d'émission mesurés en lumière polarisée sont donnés aux figures III.2.1 et III.2.2.

Les paramètres optiques et spectroscopiques utiles sont répertoriés dans le tableau III.2.1.

On voit (d'après les spectres d'émission) que la section efficace d'émission est plus grande pour un faisceau polarisé selon Z (E//Z) : le laser sera donc naturellement polarisé selon cette direction. Le cristal que nous avons utilisé était optimisé pour un pompage à 902 nm : il était donc taillé pour une propagation le long de l'axe Y (k//Y).

Yb:GdCOB	
Longueur d'onde d'absorption λ_{ZL} (« zero line »)	976 nm
Section efficace d'absorption à λ_{ZL} (cm ²)	1.5 10 ⁻²⁰ (E//Y)
	1.1 10 ⁻²⁰ (E//Z)
	1.1 10 ⁻²⁰ (E//X)
Largeur (à mi-hauteur) du spectre d'absorption $\Delta\lambda_{abs}$ à λ_{ZL} (moyenne pour les trois polarisations)	3 nm
Longueur d'onde λ_{pic} au pic de la courbe d'émission	1032 nm
Temps de vie radiatif (ms)	2.7
Section efficace d'émission à λ_{pic} (cm ²) pour E//Z	0.36 10 ⁻²⁰
Largeur spectrale à mi-hauteur (nm)	44
Conductivité thermique (W.m ⁻¹ .K ⁻¹) du cristal non dopé	2.1
dn/dT (°C ⁻¹)	1.9 10 ⁻⁶
Indice de réfraction à 1 μ m	1.69

Tableau III.2.1 : Paramètres caractéristiques de l'Yb:GdCOB. D'après [Mougel 99].

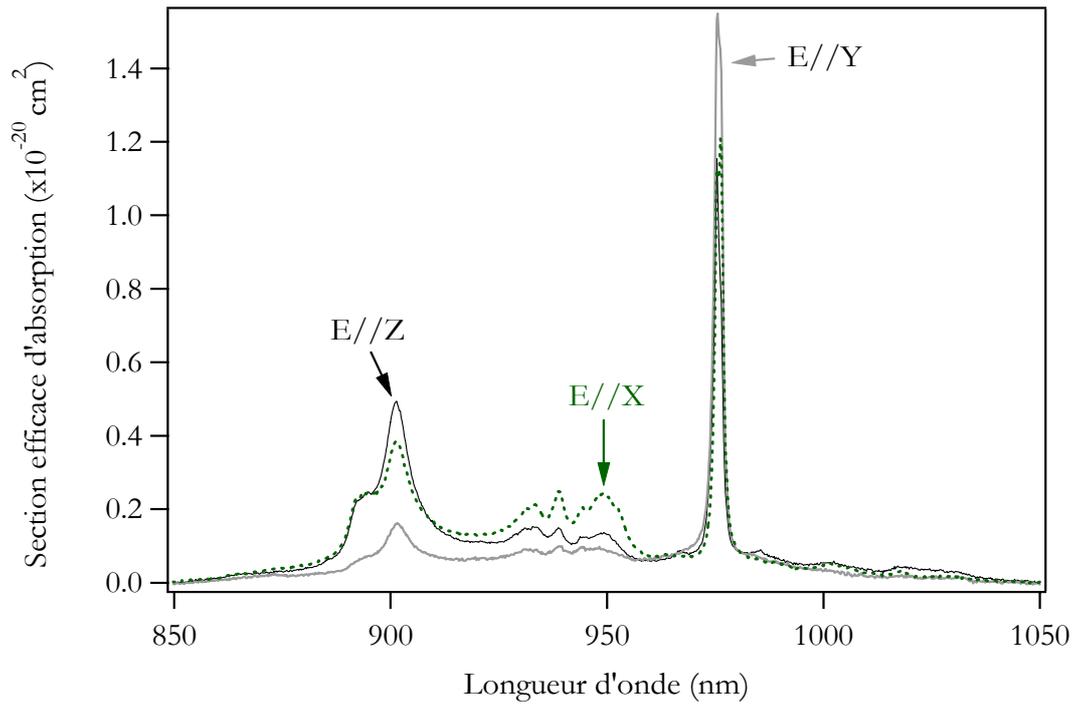


Figure III.2.1 : Spectre d'absorption en lumière polarisée de l'Yb:GdCOB. X, Y, Z sont les axes cristallographiques. E désigne le champ électrique de l'onde. D'après [Mongel 99].

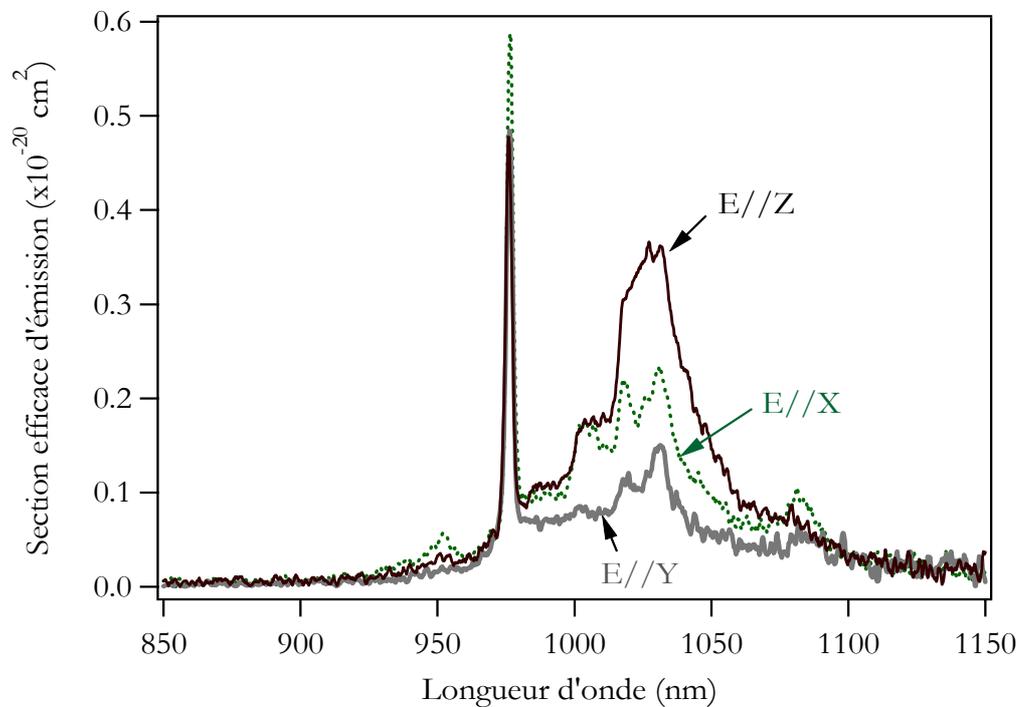


Figure III.2.2 : Spectres d'émission en lumière polarisée de l'Yb:GdCOB. D'après [Mongel 99].

III.2.2. Performances laser de l'Yb:GdCOB avec la diode OptoPower®.

Nous présentons ici les résultats obtenus avec la diode Optopower fibrée, émettant une puissance de 10 Watts à 976 nm, dont le faisceau est focalisé dans le cristal sur une tache circulaire de 250 μm de diamètre. Le cristal est dopé à 15 at.% (ce qui correspond à $6.6 \cdot 10^{20}$ ions/ cm^3), il a une longueur de 3 mm, il est traité anti-reflet sur ses deux faces. Pour ces expériences le cristal était refroidi par effet thermoélectrique (élément Peltier) à environ 10°C . Le coefficient d'absorption non saturé vaut dans ces conditions $\alpha_{\text{NS}} = 4 \text{ cm}^{-1}$: en fonctionnement laser, le cristal absorbait 58 % de la puissance incidente (soit 5.2 W), ce qui revient à réduire le coefficient d'absorption à 3 cm^{-1} .

III.2.2.1. Performances, gain et accordabilité

Pour 5.2 Watts de puissance de pompe absorbés, nous avons obtenu jusqu'à 3.2 W de puissance laser à 1043 nm. Le seuil est bas — 570 mW en termes de puissance absorbée — et la pente d'efficacité (toujours relativement à la puissance absorbée) est très élevée — 81 %, alors que la limite ultime imposée par l'écart entre les longueurs d'onde de la pompe et du laser est $976/1043 = 93.5\%$.

Le rendement optique-optique du laser est de 32 %, ce qui correspond à un rendement électrique-optique de 11 %, une valeur remarquablement élevée².

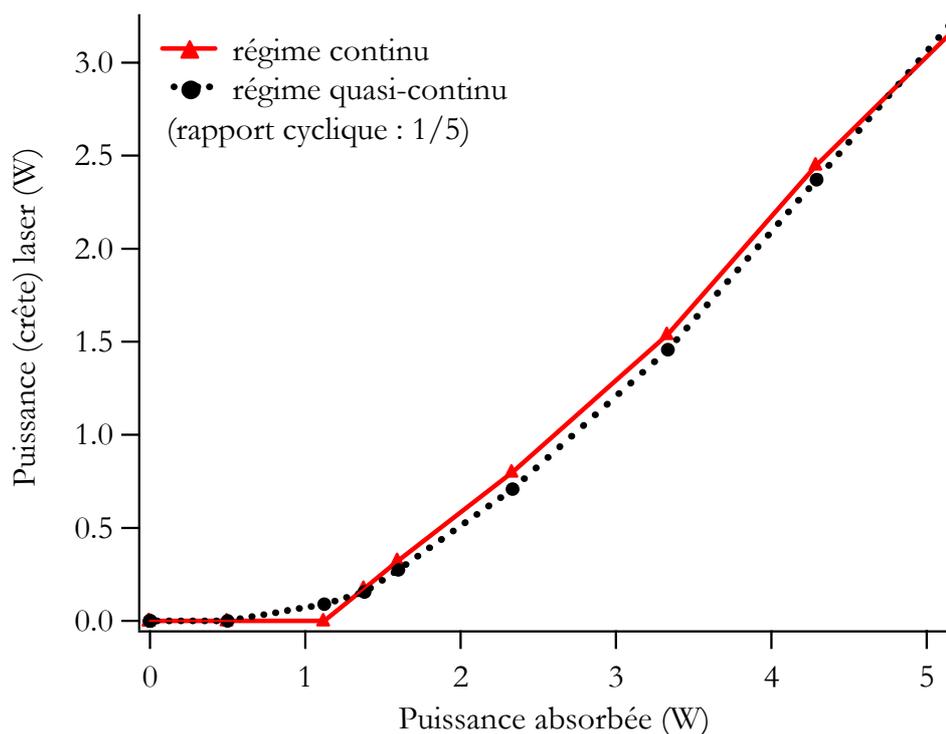


Figure III.2.3 : performances de l'Yb:GdCOB, avec un miroir de sortie de transmission $T = 4 \%$. En pointillés : puissance crête en régime quasi-continu (rapport cyclique : 1/5). En traits pleins : puissance en régime continu.

² Le rendement électrique-optique affiché ici est calculé comme suit : la diode émet 10 W en sortie de fibre mais 15 Watts à la sortie de la barrette « nue ». Le rendement électrique/optique de la diode est de l'ordre de 50 % (valeur donnée par le constructeur), ce qui donne cette valeur de 11 %. On n'a pas pris en compte ici la puissance électrique nécessaire au fonctionnement du circuit régulateur de température : cette valeur n'est donc pas à prendre comme un rendement « à la prise électrique ».

L'influence des effets thermiques a été évaluée en comparant la puissance continue mesurée à la puissance crête obtenue en régime quasi-continu (voir § II.2.2). On constate sur la figure III.2.3. que les courbes se superposent, ce qui prouve que les effets thermiques, sans préjuger de leur existence ou même de leur importance, n'ont en tout cas pas d'influence notable sur les performances à ce niveau de pompage.

Le gain petit signal a été mesuré, en fonction de la puissance de pompe, avec la technique exposée au § II.2.5. Les résultats sont exposés à la figure III.2.4. Un gain égal à 1.53 a été mesuré à la puissance de pompe maximale. C'est une valeur médiane, qui permet d'expliquer que ce type de lasers est plus difficile à régler qu'un laser à base d'un matériau comme l'Yb:YAG ou l'Yb:GGG dont il a été question précédemment. La linéarité de la courbe de la figure III.2.4 est une preuve supplémentaire que les effets thermiques n'ont pas ici d'influence sur les performances [Balembois 97].

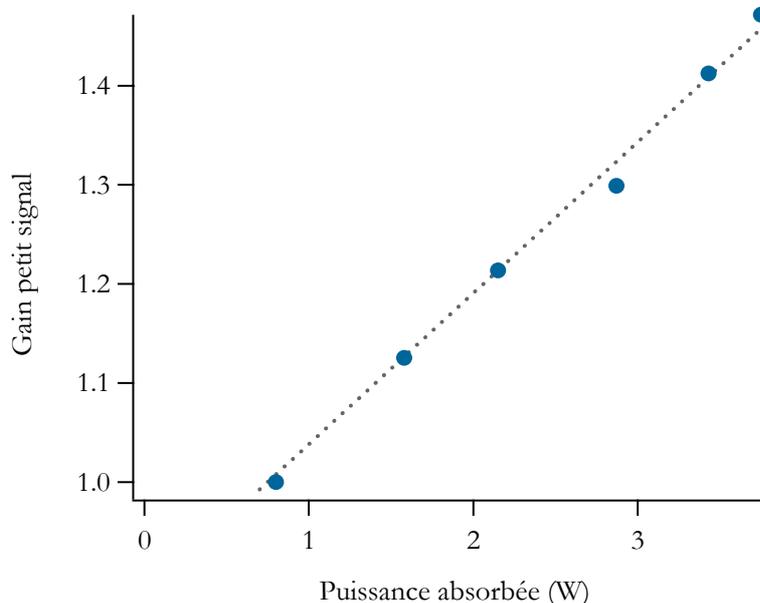


Figure III.2.4 : gain petit signal en fonction de la puissance absorbée (mesurée en l'absence d'effet laser).

L'accordabilité du laser a été étudiée en insérant un prisme (en SF10) dans le bras collimaté de la cavité (voir §II.2.4.). La figure III.2.5. montre que le laser est continûment accordable entre 1018 et 1086 nm, avec plus d'1 Watt de puissance laser sur une plage de 30 nm. L'accordabilité est limitée aux basses longueurs d'onde par les traitements dichroïques sur les miroirs (voir § II.1.2).

III.2.2.2 Qualité du faisceau

Lorsque nous avons effectué ces expériences, nous n'avions pas d'idée de l'ordre de grandeur de la lentille thermique, ce qui ne nous permettait pas de concevoir une cavité dite « insensible à la lentille thermique », dont le principe a été exposé au § II.1.2. La mesure du paramètre M^2 nous a alors révélé que le laser fonctionnait dans un régime multimode transverse ($M^2 = 2.8$ dans une direction et $M^2 = 3.1$ dans la direction perpendiculaire).

En appliquant la technique de mesure de lentilles thermiques commentée en détail dans la seconde partie de ce mémoire, nous avons pu évaluer la distance focale de la lentille thermique à 7 cm environ. Grâce à cette donnée, la cavité a pu être redimensionnée en conséquence pour améliorer la qualité du faisceau obtenu en sortie.

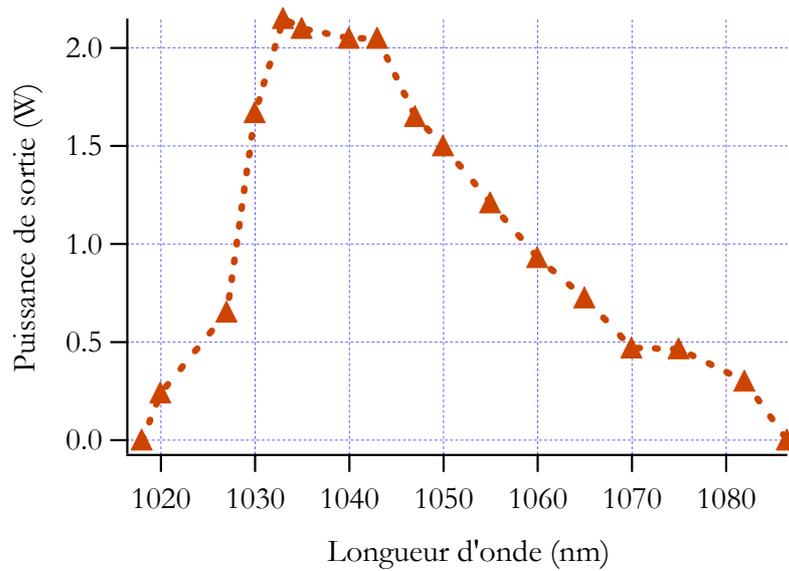
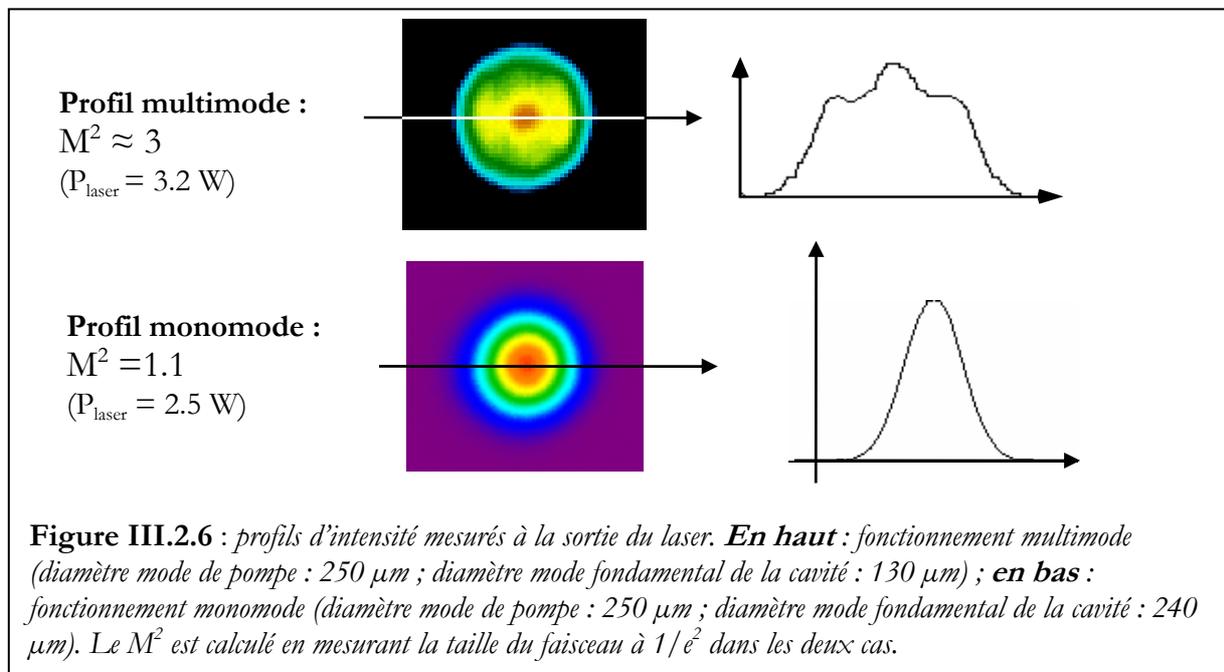


Figure III.2.5 : Accordabilité du laser Yb:GdCOB (miroir de sortie $T = 4\%$, prisme en SF10 dans la cavité).

Nous avons alors obtenu, avec les mêmes conditions de pompage, 2.5 Watts de rayonnement laser dans un faisceau limité par diffraction ($M^2 = 1.1$ dans les deux directions). Les profils spatiaux correspondants sont représentés à la figure III.2.6.



III.2.3. Performances avec la diode LIMO®

Nous signalons brièvement, pour finir, les meilleures performances obtenues avec ce cristal grâce à la diode LIMO (voir §I.1.1), qui est plus puissante et plus brillante que la diode Optopower précédemment utilisée. Pour cette expérience, 13.5 Watts de pompe à 976 nm étaient focalisés sur une surface de 200 μm de diamètre dans le cristal. Le cristal absorbait alors 9.6 W. La puissance laser atteint alors 4.7 Watts, pour une pente d'efficacité de 56 % (voir figure III.2.7). La qualité de faisceau était à peu près identique à celle du laser générant 3.2 Watts que nous

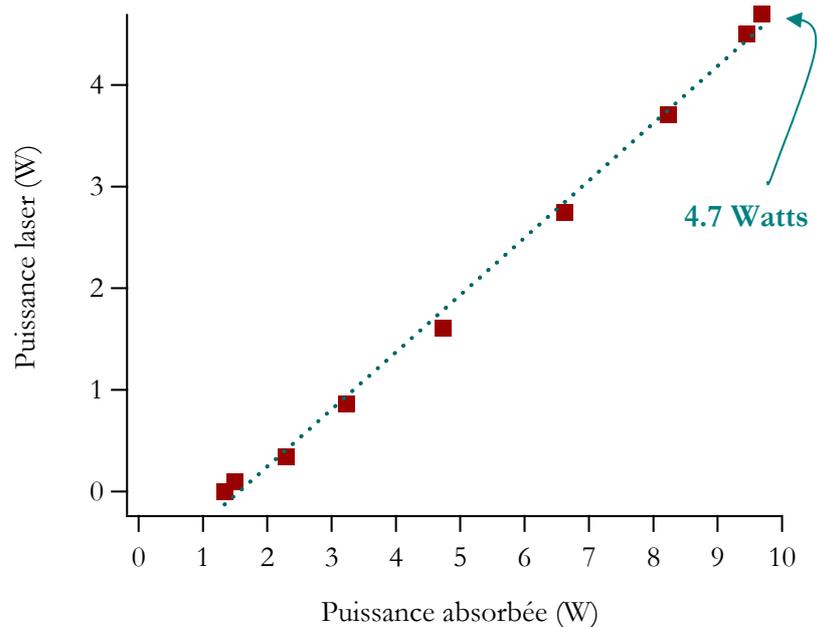


Figure III.2.7 : Performances de l'Yb:GdCOB pompé par la diode LIMO.

venons de décrire ($M^2 = 3.3$ dans la direction horizontale, et $M^2 = 4$ dans la direction verticale), ce qui permet la comparaison. Il est probable que la plus faible efficacité (56 % contre 81 %) soit en partie liée à un moins bon recouvrement spectral — la largeur spectrale de la diode LIMO est de l'ordre de 6 nm à mi-hauteur, alors que le pic d'absorption à 976 nm de l'Yb:GdCOB a une largeur de 3 nm.

III.2.4. Conclusion

Nous avons étudié les performances du cristal d'Yb:GdCOB en pompage par diode « de forte puissance » (10 W puis 13.5 W). Les performances obtenues sont très bonnes : 3.2 W ont pu être obtenus pour 5.2 W de puissance absorbée, ce qui représente un rendement électrique/optique de 11 %. Avec une diode de pompe plus brillante, nous avons obtenu jusqu'à 4.7 Watts de puissance laser. Les effets thermiques n'ont pas d'influence sur les performances laser, comme le prouve une expérience comparative en régime continu et quasi-continu.

Ces bonnes propriétés thermiques, alliées à un spectre large garantissant une large accordabilité (sur plus de 30 nm à mi-hauteur), permettent d'envisager la réalisation d'amplificateurs d'impulsions ultracourtes fonctionnant à puissance moyenne élevée.

Après le développement du GdCOB, les efforts du LCAES se sont portés sur des nouveaux cristaux capables d'avoir des spectres encore plus larges que celui du GdCOB : c'est le cas notamment du BOYS et du SYS, que nous allons étudier dans les sections suivantes.

III.3. Un nouveau cristal au spectre aussi large que celui d'un verre : le BOYS. Comparaison avec le GdCOB et le verre. Tentative d'amélioration avec le CaBOYS.

Si les garçons naissent dans les choux, les BOYS, eux, naissent dans les fours Czochralski.

Le premier cristal de $\text{Sr}_3\text{Y}(\text{BO}_3)_3$ (**BO**rate d'**Y**ttrium et de **S**trontium) a en effet été conçu dans le courant de l'année 2000, par la méthode de Czochralski, au LCAES de Chimie Paris. C'est un matériau qui a été développé dans le but d'exalter le caractère multisite de l'ytterbium, car c'est une condition indispensable, on l'a vu, pour obtenir des spectres larges, et donc des matériaux pour les lasers femtoseconde.

La perspective de disposer de matériaux au spectre *encore plus large que celui du GdCOB* est en effet très intéressante, en particulier pour la génération d'impulsions ultrabrèves³.

Dans le BOYS, l'ytterbium peut venir se placer dans les deux sites de l'yttrium (sites « réguliers »), ainsi que dans le site du strontium Sr^{2+} , ce qui s'accompagne dans ce dernier cas d'une compensation de charge et donc d'une profonde modification locale de la structure (voir l'encadré du § I.1.1.).

Dans ce chapitre nous étudierons les performances, en régime continu et quasi-continu, de l' $\text{Yb}:\text{BOYS}$ en pompage par diode. Nous comparerons ces performances avec celles du GdCOB précédemment étudié, mais aussi avec celles d'un verre (le « QX phosphate » de Kigre Inc.) qui présente un spectre d'émission semblable. Nous évoquerons également quelques résultats obtenus en régime femtoseconde. Nous verrons enfin que les problèmes thermiques limitent l'usage du BOYS à des puissances modérées : un composé dérivé du BOYS, le CaBOYS ($(\text{Sr}_{1-x}\text{Ca}_x)_3\text{Y}(\text{BO}_3)_3$ avec $x=0.3$) a été développé au LCAES dans le but de rigidifier la structure du BOYS. Nous finirons ce chapitre par un examen des performances de ce dernier matériau.

III.3.1 Spectroscopie de l' $\text{Yb}^{3+}:\text{Sr}_3\text{Y}(\text{BO}_3)_3$

Le BOYS a fait l'objet d'une étude spectroscopique détaillée, que l'on trouvera dans [Haumesser 02]. Le BOYS fond de manière congruente à basse température (1400 °C), ce qui rend relativement aisée sa croissance par la méthode Czochralski. Le LCAES a ainsi pu obtenir des canons de grandes dimensions (30 mm de diamètre) et d'excellente qualité optique (voir photo III.3.1). De plus, le BOYS s'avère facile à découper et à polir.

³ Et pas seulement pour obtenir des durées d'impulsion plus courtes. En effet, à cause du phénomène de « rétrécissement par le gain », une impulsion ultrabrève traversant un milieu amplificateur dont le spectre de gain n'est pas parfaitement plat (sur l'intervalle spectral que couvre l'impulsion) voit son spectre rétrécir, et donc sa durée augmenter. Pour obtenir à la fin d'une chaîne femtoseconde des impulsions de 100 fs, il faut disposer d'un matériau capable de supporter des impulsions plus courtes que cela.

Il s'agit d'un cristal appartenant au système rhomboédrique : il est donc uniaxe.

Nous utiliserons des cristaux taillés perpendiculairement à l'axe optique, *i.e.* tels que le vecteur d'onde est parallèle à l'axe optique ($k//c$).

Ils sont dopés à 20 at.% en ions ytterbium, ce qui correspond à une concentration de 9.6×10^{20} ions/cm³.

Les spectres d'absorption et d'émission sont donnés à la figure III.3.1 pour une polarisation π . Les spectres pour la polarisation σ ne sont pas donnés car il n'y a aucune différence notable entre les deux. Nous

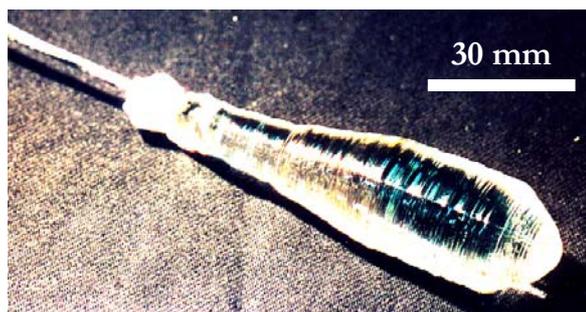


Photo III.3.1 : un monocristal d'Yb:BOYS (photo LCAES).

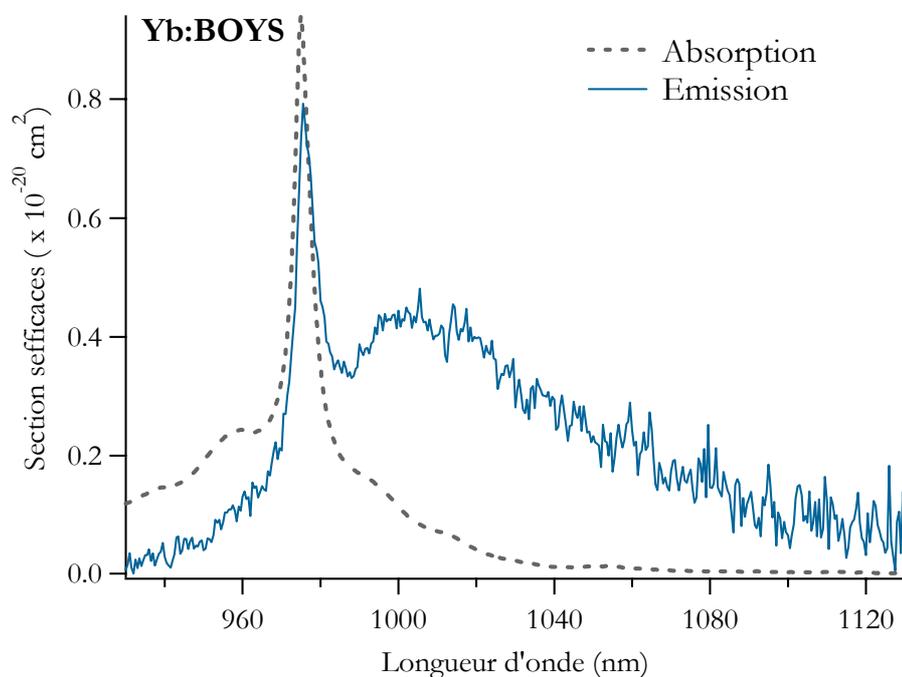


Figure III.3.1 : spectres d'absorption/émission de l'Yb:BOYS, dopé à 20 at. % en ions ytterbium, pour une polarisation π (*i.e.* propagation selon l'axe optique). D'après [Haumesser 02].

avons représenté à la figure III.3.2. les spectres du verre phosphate « QX » que nous utiliserons pour la comparaison. On note une très forte ressemblance d'allure entre les deux spectres, le BOYS ayant même un spectre plus large que le verre (60 nm contre 35 nm⁴). Nous avons choisi le verre phosphate QX plutôt qu'un autre en nous appuyant sur les travaux de Hönninger *et al.* [Hönninger 99], qui ont montré que ce verre permettait d'obtenir de meilleures efficacités et des

⁴ Notons qu'à cause précisément de la très grande largeur des spectres d'émission, ceux-ci se recouvrent très nettement avec les spectres d'absorption, de sorte qu'il devient difficile de mesurer la largeur avec le critère habituel de « la largeur à mi-hauteur ». Pour lever cette ambiguïté nous avons mesuré ces largeurs (à mi-hauteur) sur les spectres de section efficace de gain (voir définition dans § I.2.1), en prenant une fraction de population excitée $\beta = 0.5$. Les spectres de section efficace de gain sont représentés (pour un propos qui est tout autre) dans l'annexe C de ce mémoire, pour le GdCOB et le BOYS. On trouvera également ces spectres de gain (pour d'autres matériaux) dans [Haumesser 02].

durées d'impulsions plus courtes (en régime femtoseconde) que d'autres verres comme le silicate Q-246 ou les fluorophosphates.

Pour faciliter la comparaison des spectres, on a représenté sur le même graphe (figure III.3.3.) les spectres d'émission du BOYS, du verre phosphate QX, et du GdCOB. On voit alors très bien que non seulement le BOYS a un spectre plus large, mais également de plus grandes sections efficaces d'émission que le verre phosphate QX.

Par ailleurs les données spectroscopiques utiles du BOYS sont rassemblées dans le tableau III.3.1..

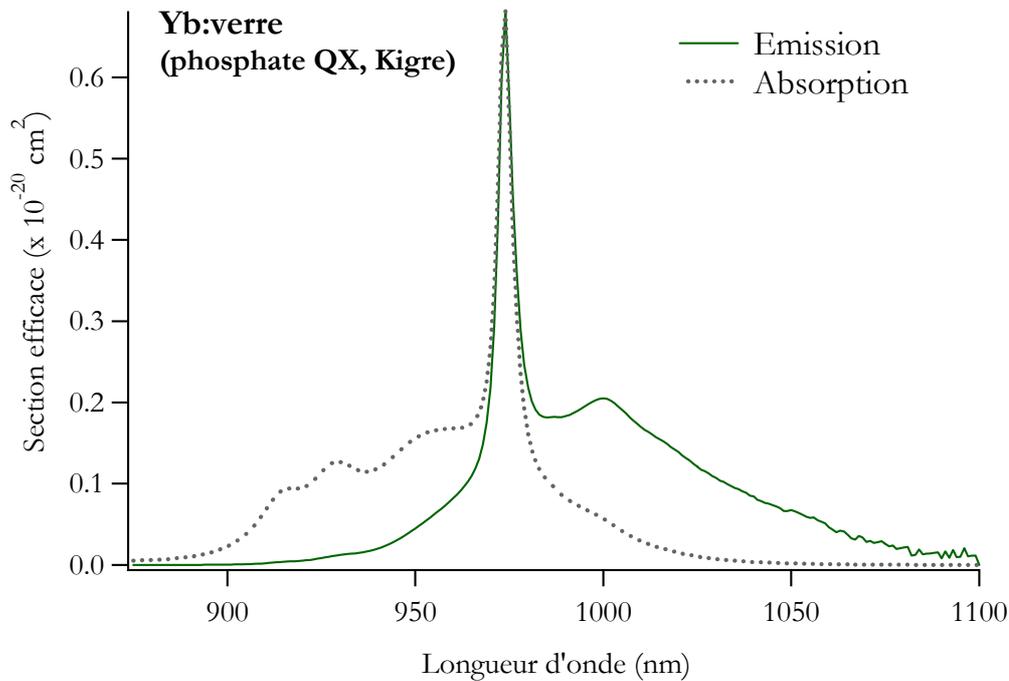


Figure III.3.2 : spectres d'absorption/émission du verre phosphate QX (Kigre Inc.) dopé à 15 % en ions ytterbium. D'après [Jiang 97].

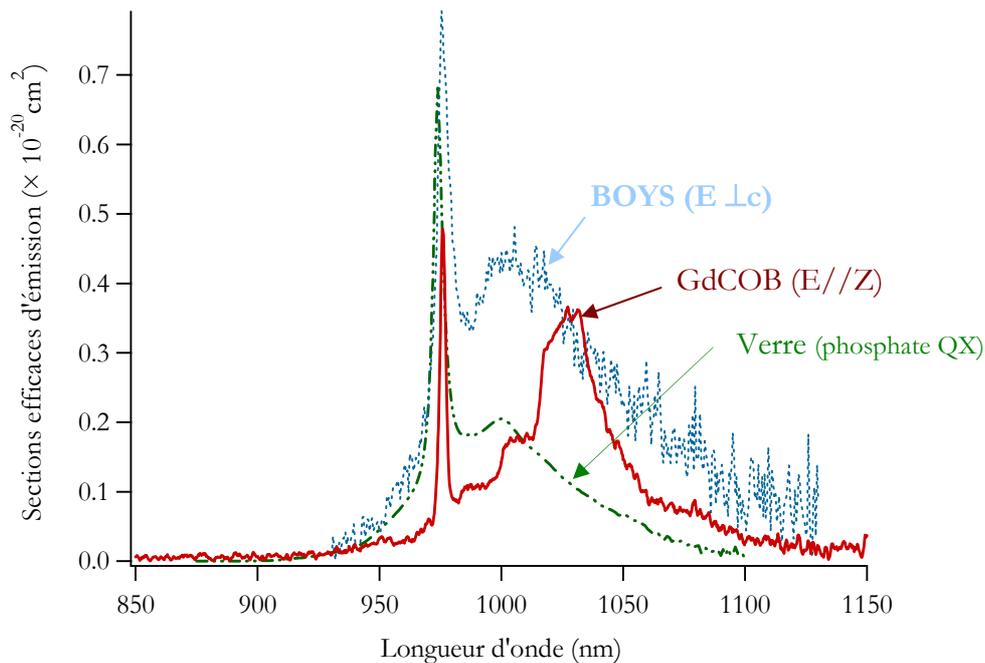


Figure III.3.3 : comparaison des spectres d'émission (polarisés s'il y a lieu) des cristaux de BOYS et de GdCOB, ainsi que du verre phosphate QX.

	Yb:BOYS	Yb:verre Phosphate QX (Kigre)	Yb:GdCOB
Longueur d'onde d'absorption λ_{ZL} (« <i>zero line</i> »)	975 nm	975 nm	976 nm
Largeur (à mi-hauteur) du spectre d'absorption $\Delta\lambda_{abs}$ à λ_{ZL}	6 nm	7 nm	3 nm
Temps de vie radiatif (ms)	1.2	1.3	2.7
Longueur d'onde d'oscillation laser λ_{laser} (dans les conditions du §III.3.2)	1066	1054	1043
Section efficace d'émission stimulée à la longueur d'onde λ_{laser} ($\times 10^{-20}$ cm ²)	0.2	0.05	0.35
Largeur du spectre d'émission * (nm)	60	35	44
Conductivité thermique (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	1.5 (non dopé) 1.3 (20 at.% Yb ³⁺)	0.85	2.1
<i>références</i>	[Haumesser 02]	[Hönninger 99]	[Mougel 99]

* : mesurée à mi-hauteur sur le spectre de gain, pour $\beta = 0.5$.

** : calculée en supposant des impulsions limitées par transformée de Fourier, avec un profil temporel en sécante hyperbolique.

Tableau III.3.1 : Propriétés spectroscopiques et thermiques de l'Yb:BOYS, ainsi que du verre phosphate QX et du GdCOB.

Une propriété intéressante du BOYS est la largeur spécialement élevée de la raie d'absorption autour de 975 nm — environ 6 nm à mi-hauteur — ce qui a pour conséquence de rendre moins exigeantes les spécifications concernant la largeur spectrale des diodes laser.

En effet, dans les matériaux dopés à l'ytterbium, la *zero line* est habituellement intense, certes, mais également étroite, typiquement moins de 3 nm de largeur (à mi-hauteur). Etant donné que le spectre d'une diode laser est large d'environ 3 nm — et même davantage pour les diodes émettant plus de 10 Watts — c'est un inconvénient certain pour l'efficacité du pompage par diode. Le large spectre d'absorption du BOYS signifie aussi que la puissance en sortie du laser est *a priori* moins sensible à des variations de la longueur d'onde de pompe, qui peuvent survenir suite à un changement de température ou simplement suite au vieillissement de la diode. Cela rend également plus simple l'utilisation de diodes de pompe modulées en courant (pompage quasi-continu), car cette modulation est toujours accompagnée d'un glissement dans le spectre et donc d'une baisse de l'efficacité d'absorption.

Nous avons vérifié cela en comparant la sensibilité du BOYS et du GdCOB à une dérive de la température (et donc de la longueur d'onde) de la diode : nous avons mesuré dans les deux cas le coefficient d'absorption *non saturé* (c'est-à-dire que le faisceau n'était pas focalisé dans le cristal) pour une puissance incidente d'environ 10 Watts. À ce niveau de pompage la largeur spectrale de la diode est de 3 nm, mesuré à mi-hauteur. Les résultats sont présentés à la figure III.3.4. Il apparaît que l'intervalle de température au-delà duquel le coefficient d'absorption est réduit d'un facteur 2 (par rapport au coefficient d'absorption maximum) est proche de 13°C dans l'Yb:BOYS, contre 7°C dans l'Yb:GdCOB. Étant donné que la longueur d'onde centrale d'émission de la diode varie linéairement avec sa température, avec une pente (mesurée expérimentalement) de 0.5 nm/°C, ces intervalles de températures correspondent, en termes de décalage en longueur d'onde, à 6.8 nm et 3.4 nm respectivement. Ces paramètres mesurés sont en adéquation avec les données spectroscopiques, puisque la largeur spectrale à mi-hauteur mesurée sur le spectre d'absorption ($\Delta\lambda_{\text{abs}}$) vaut 6 nm pour le BOYS et 3 nm pour le GdCOB.

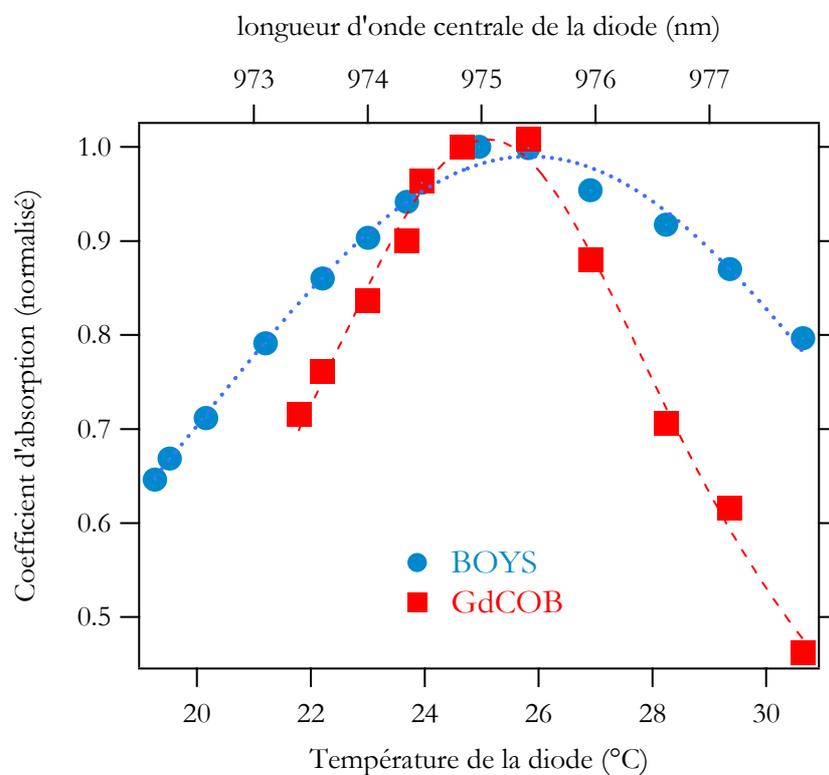


Figure III.3.4 : coefficient d'absorption (normalisé) des cristaux d'Yb:BOYS et d'Yb:GdCOB en fonction de la température de la diode. La largeur à mi-hauteur mesurée sur ces courbes est de 13.6°C (=6.8 nm) pour le BOYS et de 6.8°C (= 3.4 nm) pour le GdCOB.

III.3.2. Performances en régime quasi-continu : comparaison avec l'Yb:GdCOB et l'Yb:verre dans les mêmes conditions.

Nous allons dans cette section examiner les performances du BOYS en régime quasi-continu (c'est-à-dire avec un hacheur mécanique sur le chemin du faisceau de pompe, dont le rapport cyclique est fixé à 1/17).

La diode de pompage est encore différente des deux systèmes présentés jusqu'à présent. Il s'agit de la diode OptoPower (10 W sur un diamètre de cœur de 250 μm) utilisée *sans la fibre*, cette dernière ayant été détruite. Le profil spatial du faisceau n'est donc plus tout à fait circulaire, et ressemble davantage à une gaussienne elliptique (voir figure III.3.5). Au niveau du cristal (donc après traversée du système optique de grandissement -1 : cf. § II.1.1), le faisceau de pompe mesure 180 μm \times 235 μm (diamètre à $1/e^2$) : le facteur M^2 de la diode (mesuré uniquement au voisinage du waist, car le profil s'éloigne ensuite trop d'un profil gaussienne) vaut environ 40, contre environ 80 pour la diode fibrée initiale. La diode privée de sa fibre est donc, comme on pouvait s'y attendre, plus brillante que la diode fibrée de départ, même si le recouvrement avec le mode fondamental sera ici moins bon.

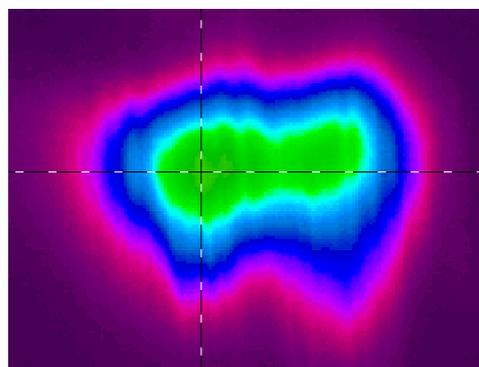


Figure III.3.5 : Profil du faisceau de pompe (diode Optopower sans sa fibre) au niveau du cristal.

Nous avons comparé le BOYS, le GdCOB, et le verre phosphate QX dans les « mêmes conditions », le sens de cette démarche ayant été explicitée au § II.2.6. Les propriétés (dopage, longueur, orientation...) des échantillons utilisés pour ces expériences sont indiquées dans le tableau III.3.2. Tous ces matériaux étaient traités anti-reflet sur leurs deux faces.

	Yb:BOYS	Yb:glass (Phosphate QX)	Yb:GdCOB
Dopage (en pourcentage atomique, at. %)	20	15	15
Concentration correspondante ($\times 10^{20}$ ions/cm ³)	9.6	≈ 20	6.6
Indice de réfraction à 1 μm	1.74	1.535 [Hönninger 99]	1.70
longueur (mm)	2.38	2.52	2.89
Orientation	k//c (propagation colinéaire à l'axe optique)	isotrope	k//Y ^b

Tableau III.3.2 : Propriétés des matériaux utilisés dans la comparaison BOYS/GdCOB/Verre.

III.3.2.1 Courbes d'efficacité comparées

Les courbes d'efficacité en régime quasi-continu sont représentées à figure III.3.6. Les performances sont par ailleurs résumées dans le tableau III.3.3.

matériau	Yb:BOYS	Yb:GdCOB	Yb:verre phosphate QX
Puissance crête maximale	3.4 W	3.4 W	2.7 W
Pente d'efficacité (par rapport à la puissance absorbée)	56.1 %	58.3 %	50.4 %
Puissance de pompe (crête) absorbée au seuil	550 mW	700 mW	1.8 W
Transmission optimale du miroir de sortie	2 %	4 %	4 %
Longueur d'onde laser	1066 nm	1043 nm	1054 nm
Largeur à mi-hauteur de la plage d'accordabilité	50 nm	30 nm	34 nm

Tableau III.3.3 : Comparaison des performances de l'Yb:BOYS, Yb:GdCOB et Yb:verre (phosphate QX) en régime quasi-continu (rapport cyclique : 1/17).

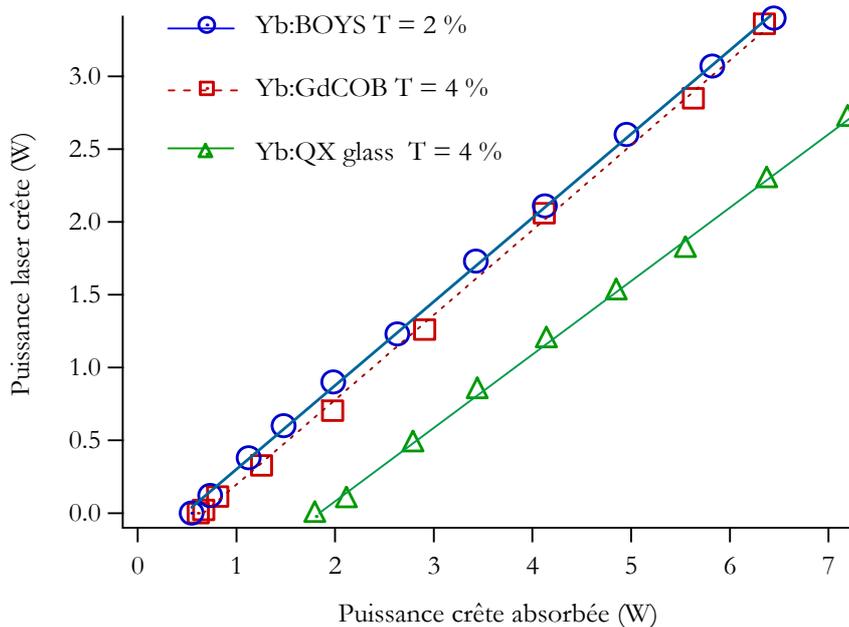


Figure III.3.6 : Courbes d'efficacité de l'Yb:BOYS, de l'Yb:GdCOB et de l'Yb:verre en régime quasi-continu (rapport cyclique : 1/17). T désigne la transmission du miroir de sortie qui optimise les performances.

Puisque le cristal de BOYS, qui est uniaxe, était taillé pour une propagation colinéaire à l'axe optique ($k//c$), et puisque le verre est un matériau isotrope, le faisceau en sortie de ces lasers n'était, comme on peut s'y attendre, pas polarisé.

Avec le cristal d'Yb:BOYS nous avons obtenu 3.4 W de puissance crête pour 6.4 W de puissance (crête) absorbée, avec un seuil de 550 mW (absorbés) et une pente d'efficacité de 56 %. Avec un miroir de sortie de transmission 2 % (correspondant à l'optimum), la longueur d'onde laser était de 1066 nm. Les performances du GdCOB dans les mêmes conditions sont en tous points identiques. En revanche, celles du verre sont clairement moins bonnes, avec un seuil plus haut (1.8 W) et une efficacité légèrement inférieure (50 %). À ce stade de la comparaison, sans tenir compte des problèmes thermiques, il est donc clair que le BOYS est aussi efficace que le GdCOB, et meilleur que le verre.

III.3.2.2. Courbes d'accordabilité

L'accordabilité du laser en longueur d'onde a été étudiée en insérant un prisme en SF6 dans la cavité (cf. § II.2.4). Les courbes obtenues (en régime quasi-continu) avec le BOYS et le verre sont reproduites à la figure III.3.7., sur laquelle nous avons également superposé la courbe d'accordabilité du GdCOB commentée précédemment.

Pour les trois matériaux, l'accordabilité est limitée aux basses longueurs d'onde (à 1018 nm) par les traitements dichroïques sur les miroirs, ainsi bien sûr que par le phénomène de réabsorption (cf. § I.2.1). En revanche, elle est limitée aux grandes longueurs d'onde par le gain disponible dans le milieu amplificateur. La largeur totale de l'intervalle d'accordabilité n'est donc pas le paramètre le plus pertinent que l'on puisse donner pour caractériser un matériau accordable (on l'a vu avec l'Yb:GGG, qui présentait une large plage d'accordabilité avec pourtant un spectre d'émission

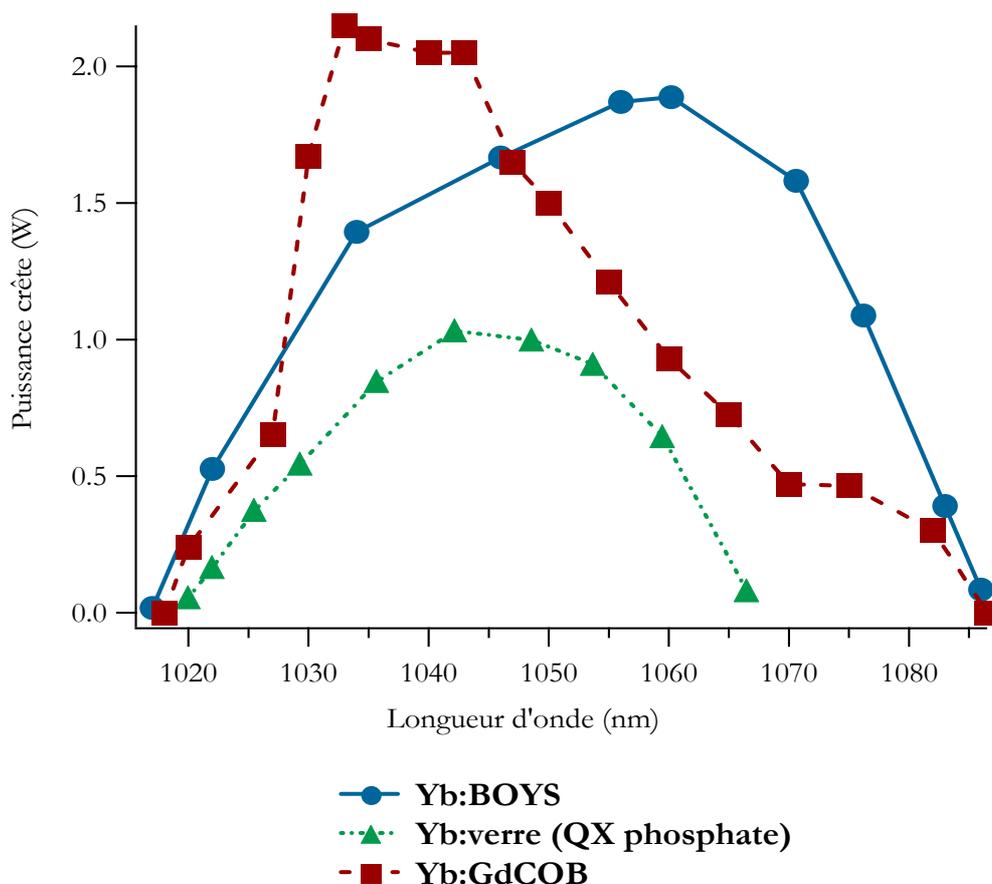


Figure III.3.7 : courbe d'accordabilité du BOYS. Pour la comparaison, les courbes d'accordabilité du verre et du GdCOB sont représentées.

relativement étroit). Il faut donc plutôt ici chercher à comparer la forme des différentes courbes. On notera que l'Yb:BOYS est continûment accordable (de 1017 à 1086 nm) et présente une courbe d'accordabilité « en cloche » particulièrement lisse et régulière. Le même type de profil est obtenu avec le verre phosphate QX, ce qui corrobore les ressemblances déjà notées entre les spectres d'émission de ces deux matériaux. Le profil obtenu avec le verre est de plus tout à fait similaire à ceux rapportés par Danger *et al.* [Danger 96] avec différents verres. En revanche, même si l'accordabilité du GdCOB est possible sur la même gamme que le BOYS (entre 1018 et 1086 nm), on remarquera que le profil n'est pas aussi régulier. On peut donc s'attendre à obtenir avec l'Yb:BOYS des impulsions plus courtes qu'avec l'Yb:GdCOB, lorsqu'il est utilisé dans un oscillateur femtoseconde. Nous reviendrons là-dessus au § III.3.4.

III.3.3. Limitations d'origine thermique

Pour étudier l'influence qu'ont les effets thermiques sur les performances nous avons effectué les mêmes expériences comparatives en réduisant le rapport cyclique, d'abord de 1/17 à 1/5, puis de 1/5 à 1 (régime continu).

Les résultats sont représentés à la figure III.3.8. (voir page suivante)

Pour l'Yb:BOYS, on constate que la pente d'efficacité décroît légèrement (de 13 %) lorsque l'on passe d'un rapport cyclique de 1/17 à 1/5. En régime continu, une inflexion apparaît à partir de 2.2 W de puissance absorbée (soit 5 W de puissance incidente). La puissance laser se met alors à décroître et la fracture du cristal survient au-delà de ce point⁵.

Dans les mêmes conditions, en revanche, aucune limitation d'origine thermique n'est décelable dans l'Yb:GdCOB. Les pentes d'efficacité restent les mêmes, quel que soit le rapport cyclique.

La situation est en revanche bien différente pour le verre : la pente d'efficacité diminue (de 18 %) lorsque l'on passe d'un rapport cyclique de 1/17 à 1/5. Mais en régime continu, aucune oscillation laser n'a jamais pu être observée. Et au-delà de 4.8 W de puissance absorbée, le verre *fond* localement à l'endroit où était focalisée la pompe, comme le montre la photo insérée dans la figure III.3.8.

À la lumière des calculs qui seront exposés dans la seconde partie (voir § I.2), il est en effet tout à fait probable que la température au centre de la zone pompée ait excédé 450 °C (à cause en particulier de la faible conductivité thermique de ce matériau : $0.85 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$), ce qui correspond à la température de transition vitreuse T_g du verre phosphate QX [Jiang 97].

En conclusion, il apparaît qu'en ce qui concerne la tenue au flux, le BOYS est moins performant que le GdCOB, mais est meilleur que le verre.

⁵ Les valeurs de puissance lisibles sur la courbe au-delà de 2.2 W absorbés sont rapportées à titre indicatif seulement. Il est très probable, au vu de l'expérience acquise sur ce cristal (et sur d'autres), que la fracture aurait pu intervenir *avant* (pour une puissance absorbée tout juste supérieure à 2.2 W) si davantage de temps s'était écoulé entre deux acquisitions par exemple. Cela signifie que ces données ont été acquises dans un régime qui n'était plus un régime permanent pour le cristal. Les phénomènes intervenant dans la fracture sont complexes et ne sont pas tous bien connus : on y reviendra longuement dans la seconde partie, au § I.3.

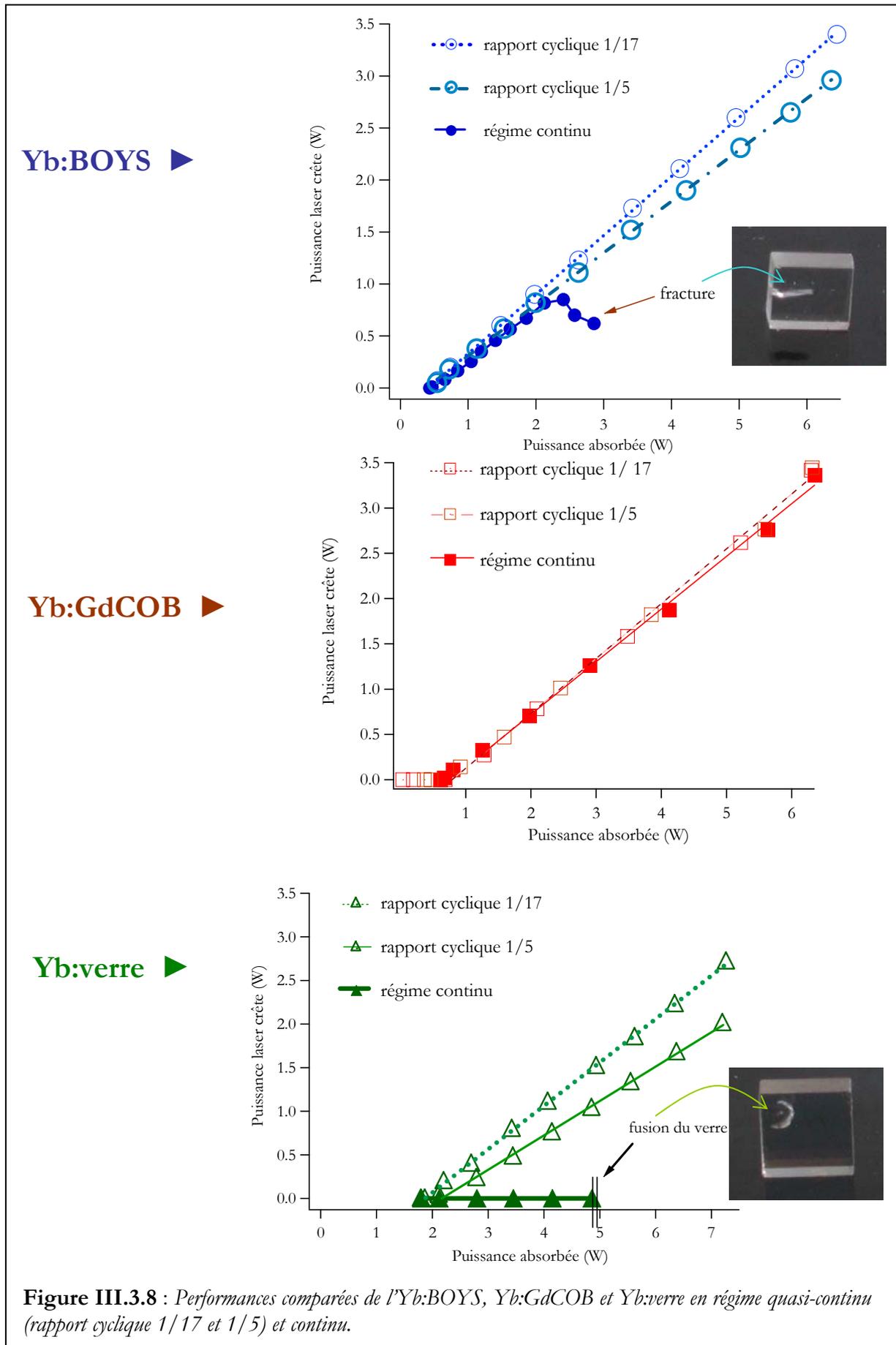


Figure III.3.8 : Performances comparées de l'Yb:BOYS, Yb:GdCOB et Yb:verre en régime quasi-continu (rapport cyclique 1/17 et 1/5) et continu.

III.3.5. Remplacer le BOYS par le CaBOYS : une solution pour les problèmes thermiques ?

Face aux problèmes thermiques rencontrés avec le BOYS, qui se manifestent aussi bien lors de la croissance [Gaumé 02] que lors du fonctionnement laser (comme on vient de le voir), le LCAES de Chimie Paris a mis en oeuvre une approche originale, en prenant le problème de la gestion de la thermique *à la source*, c'est-à-dire en intervenant directement sur la formule chimique du cristal pour en améliorer ses propriétés thermomécaniques.

Ici, cela consiste à remplacer certains ions Strontium Sr^{2+} par des ions Calcium Ca^{2+} , dans le but de rigidifier la structure et de diminuer l'anisotropie de dilatation. Ce travail a fait l'objet d'une partie de la thèse de Romain Gaumé [Gaumé 02]. Nous renvoyons donc le lecteur intéressé à cette thèse pour plus de détails.

Nous allons simplement ici présenter les performances laser en pompage par diode de ce nouveau cristal. Des études avec plusieurs taux de substitution en ions Ca^{2+} ont montré que le composé le plus intéressant était le $(\text{Sr}_{0.7}\text{Ca}_{0.3})\text{Y}(\text{BO}_3)_3$, et c'est lui que nous désignerons dans la suite par l'acronyme de CaBOYS. Il est dopé à 15 at.% en ions ytterbium.

Ses propriétés spectroscopiques sont comparables à celles du BOYS, sa dureté est plus grande, l'anisotropie de ses coefficients de dilatation plus faible, mais sa conductivité thermique est en revanche plus faible : elle vaut $1.1 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ dans un échantillon de CaBOYS dopé à 15 % en ytterbium, contre $1.3 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ dans le BOYS pareillement dopé [Gaumé 02].

Le point important à noter est que la qualité cristalline du CaBOYS est finalement améliorée par rapport à celle du BOYS, ce qui diminue nettement les risques de fracture pendant la croissance. Mais les performances laser du CaBOYS sont-elles identiques, voire meilleures, que celles du BOYS ?

III.3.5.1. Performances du CaBOYS en pompage par diode continu

Plusieurs cristaux ont été découpés, polis, puis traités anti-reflet à partir du canon monocristallin de CaBOYS, obtenu par tirage Czochralski au LCAES. Ces expériences visent aussi à identifier la meilleure orientation ($k//c$ ou $k \perp c$?) et la meilleure longueur, pour une diode de pompe fixée.

Ici, nous utilisons la diode LIMO émettant une puissance de 12.5 W à 975 nm à la sortie d'une fibre de 200 μm de diamètre de cœur. Nous avons eu à notre disposition des cristaux d'épaisseurs 2.12, 2.51 et 2.96 mm, orientés $k//c$ et $k \perp c$. Tout comme pour le BOYS, l'analyse spectroscopique montre très peu de différences entre ces deux orientations.

Les performances comparées de ces différents cristaux sont données à la figure III.3.10. On constate que le cristal de 2.51 mm présente une pente d'efficacité plus grande que les cristaux de dimensions 2.12 et 2.96 mm, ce qui permet de dire que 2.5 mm est proche de la longueur optimale du cristal pour cette diode de pompe. L'influence de l'orientation a été étudiée sur le cristal de 2.51 mm et montre que le seuil est légèrement plus bas (1 W contre 1.5 W) avec le cristal orienté $k \perp c$, mais que ce dernier absorbe un peu moins que le cristal $k//c$, à longueurs identiques, ce qui peut s'expliquer par une petite différence dans les sections efficaces d'absorption à 975 nm [Gaumé 02].

Mais nous remarquons aussi qu'au-delà de 6.2 W absorbés, les cristaux de 2.51 mm ($k//c$) et de 2.96 mm ($k//c$) se fracturent. Il subsiste donc des problèmes thermiques.

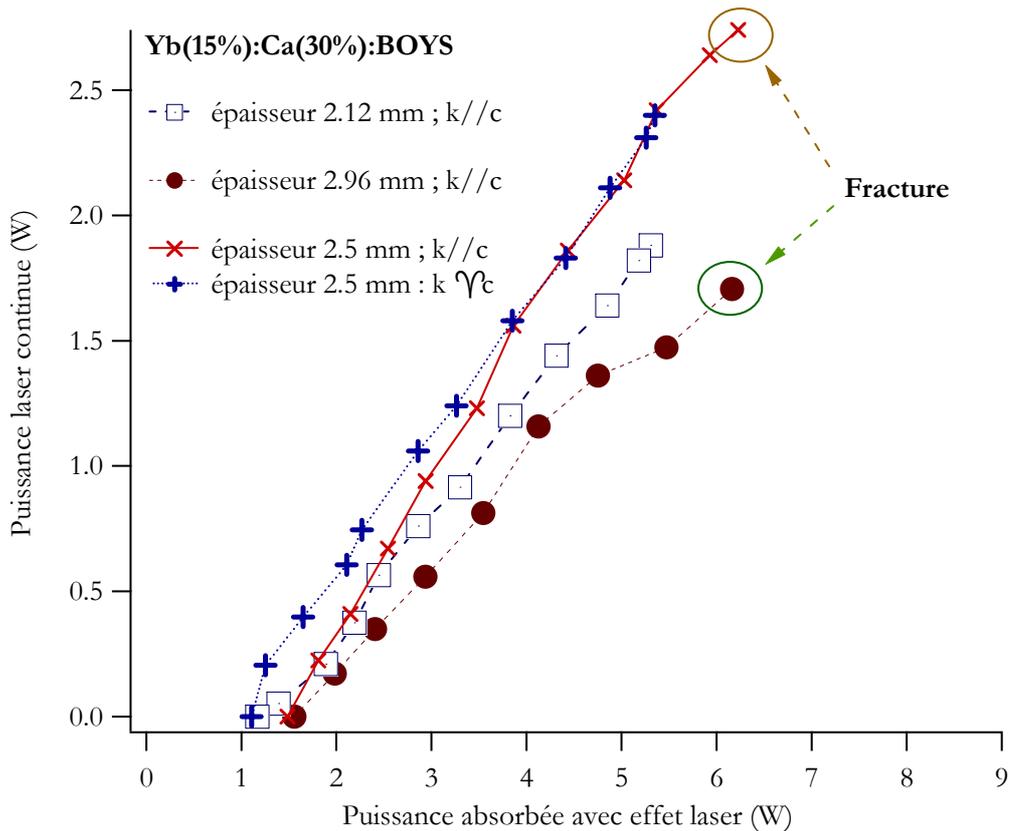


Figure III.3.10 : Performances en régime continu du CaBOYS : influence de la longueur du cristal et de l'orientation.

Nous voyons toutefois que le CaBOYS est ici capable de fournir plus de 2 Watts de puissance continue sans se fracturer, une performance que nous n'avions pas pu obtenir avec le BOYS et la précédente diode (Optopower sans fibre). Reste à voir si le cristal de BOYS précédemment étudié, pompé dans les mêmes conditions avec la même diode LIMO, a des performances différentes.

III.3.5.2. Comparaison des performances avec le BOYS, en régime quasi-continu et continu

Nous avons comparé, dans les mêmes conditions, un cristal de CaBOYS dopé à 15 at.% en ions ytterbium, d'épaisseur $e = 2.51$ mm, orienté k//c, avec un cristal de BOYS dopé à 20 at.% en ions ytterbium, d'épaisseur $e = 2.38$ mm, et orienté k//c également. Notons que le cristal de BOYS utilisé pour cette comparaison était « neuf », c'est-à-dire exempt de toute fracture consécutive aux tests laser précédents (une fracture aurait fragilisé le cristal et aurait de ce fait faussé la comparaison). Les cristaux ayant également les mêmes sections transverses (4×5 mm²), le point d'impact du faisceau de pompe par rapport à la monture de cuivre était le même dans les deux cas.

Le coupleur de sortie optimal avait une transmission de 4 % dans les deux cas. Par un hasard bienvenu, les deux cristaux absorbent exactement la même puissance. On est donc dans un cas « idéal » où la comparaison des performances a tout son sens.

Les résultats sont reportés à la figure III.3.11, aussi bien en régime quasi-continu (rapport cyclique 1/5) qu'en régime continu. On remarquera les bonnes performances en régime quasi-continu avec la diode LIMO, puisque 4.1 Watts de puissance crête ont été obtenus pour 7.3 W de puissance absorbée. Mais le plus remarquable est qu'on ne peut déceler aucune différence de

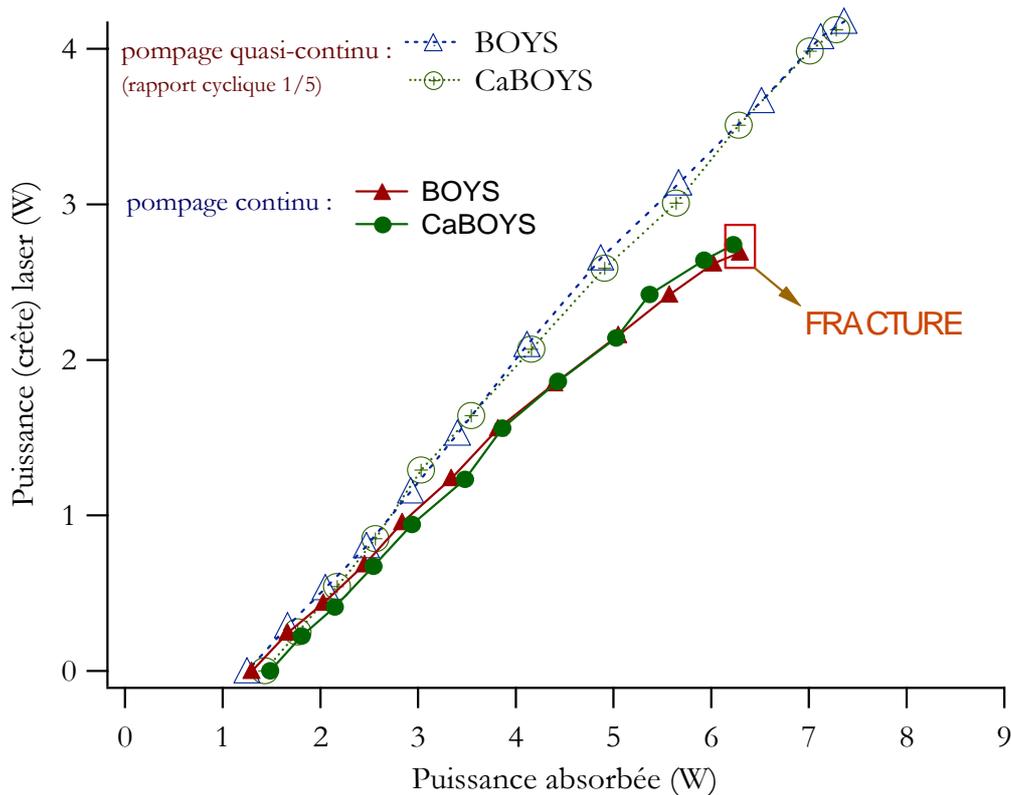


Figure III.3.11 : Comparaison des performances de l'Yb:CaBOYS (dopé 15 at.% Yb, $e = 2.51$ mm, k_l/c) et de l'Yb:BOYS (dopé 20 at.% Yb, $e = 2.38$ mm, k_l/c) en pompage par diode LIMO (12.5 W incidents à 975 nm).

comportement entre les deux cristaux, qui partagent le même seuil et la même pente d'efficacité (que ce soit en régime continu ou quasi-continu), et qui se fracturent de la même façon pour la même puissance absorbée (6.2 W).

III.3.5.3. Comparaison des lentilles thermiques dans le BOYS et le CaBOYS, en régime continu (sans effet laser)

Nous avons mesuré, dans les deux cristaux précédemment évoqués, la distance focale de la lentille thermique. La description du dispositif expérimental fera l'objet du chapitre III de la seconde partie. Nous donnons ici simplement les résultats obtenus **sans effet laser**, car dans ces conditions le cristal ne casse pas *même à la puissance de pompe maximale*, alors qu'il casse à une puissance de pompe inférieure dès que l'oscillation laser est permise. Nous attribuons ce phénomène à la saturation de l'absorption, qui réduit la puissance effectivement absorbée en l'absence d'oscillation laser (nous y reviendrons dans le § I.3.3.2 de la seconde partie).

La puissance dioptrique de la lentille thermique (l'inverse de sa distance focale, en m^{-1}) est représentée à la figure III.3.12. en fonction de la puissance absorbée.

On note que la lentille thermique est légèrement plus faible (sa focale est plus longue) dans l'Yb:CaBOYS : pour 3.6 W de pompe absorbée, la focale thermique est de 6.3 cm dans le BOYS et de 7.3 cm dans le CaBOYS. La conductivité thermique étant 25% plus basse dans le CaBOYS que dans le BOYS, on pouvait s'attendre à la tendance inverse. Il est probable ici que la diminution de la lentille thermique soit attribuable aux meilleures propriétés mécaniques du CaBOYS (voir § I.3 et § I.4, seconde partie). Ce résultat confirme qualitativement les mesures de dureté et l'amélioration de la qualité cristalline constatée à la sortie du four [Gaumé 02].

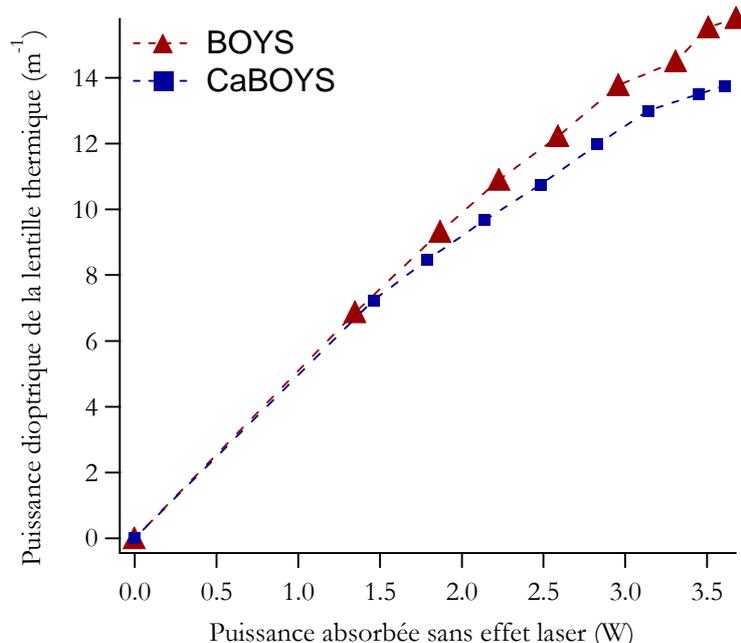


Figure III.3.12 : Puissance dioptrique de la lentille thermique mesurée sans effet laser dans l'Yb:BOYS et l'Yb:CaBOYS.

III.3.6. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les performances d'un nouveau cristal, le borate d'yttrium et de strontium (BOYS) dopé à l'ytterbium. Il présente un spectre extraordinairement large (60 nm à mi-hauteur), plus large que la plupart des verres tout en présentant les avantages habituels qu'ont les cristaux par rapport aux verres (meilleure conductivité thermique, plus grandes sections efficaces). L'Yb:BOYS est donc un candidat de choix pour fabriquer des sources laser accordables dans le proche IR, et particulièrement des sources capables de générer des impulsions de quelques dizaines de femtosecondes (des impulsions de 69 fs ont pu être obtenues). De plus, son spectre d'absorption très large autour de 975 nm (6 nm à mi-hauteur) rend le pompage par diode plus efficace et moins sensible à des dérives de température.

Nous avons comparé les performances du BOYS avec celles du GdCOB et du verre phosphate QX, en pompage quasi-continu par diode. Il s'avère que le BOYS a une efficacité comparable à celle du GdCOB, et meilleure que celle du verre. Une accordabilité très large et surtout très régulière a été obtenue avec le BOYS, prenant la forme d'une cloche de 50 nm de largeur à mi-hauteur. On obtient ainsi avec le BOYS le même type de courbe d'accordabilité qu'avec le verre, ce qui s'explique par la similitude des spectres. En revanche, le GdCOB, au spectre plus étroit, n'est pas accordable sur une plage aussi grande (30 nm à mi-hauteur).

En régime de pompage continu, le cristal s'est fracturé au-delà de 5 W de pompe incidente, ce qui prouve que les effets thermiques jouent ici un rôle essentiel. En revanche, en passant du régime quasi-continu au régime continu, aucune diminution des performances n'a été notée avec le GdCOB. Mais le comportement du verre est en revanche pire que celui du BOYS, l'oscillation laser n'ayant même pas pu être obtenue en pompage continu.

Enfin, nous avons comparé le BOYS avec le CaBOYS, un composé dérivé du BOYS dans lequel 30 % des ions strontium ont été remplacés par du calcium. Ce faisant, la croissance cristalline a été améliorée, les propriétés mécaniques du cristal renforcées. Les tests comparatifs en pompage par diode ne mettent en revanche en évidence aucune différence entre l'efficacité du BOYS et celle du CaBOYS. Le résultat de la comparaison est donc en faveur du CaBOYS.

Le (Ca)BOYS réunit donc beaucoup de qualités, il ne lui manque qu'un bon comportement thermique pour s'imposer complètement, en particulier face au GdCOB. Mais des pistes restent à explorer, comme la mise en place d'architectures de pompage plus adaptées à la gestion de la thermique (du type « disque mince » par exemple), ou bien la réalisation de cristaux composites. Des tentatives de réaliser de tels matériaux composites (BOYS soudé sur du BOYS non dopé, et BOYS soudé sur du YAG) ont été menées par R. Gaumé mais n'ont hélas rien donné [Gaumé 02].

Nous allons maintenant examiner les performances d'un cristal au spectre pareillement large : le SYS.

III.4. Performances laser de l'Yb:SYS, une apatite au spectre large.

Parmi tous les matériaux dopés à l'ytterbium étudiés depuis maintenant plus de 10 ans, les cristaux appartenant à la famille des apatites ont suscité beaucoup d'intérêt [DeLoach 93]. Les fluoroapatites en particulier — $\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ (*S-FAP*), $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ (*C-FAP*), $\text{Sr}_5(\text{VO}_4)_3\text{F}$ (*S-VAP*) — possèdent des sections efficaces remarquablement élevées : jusqu'à $13.5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ dans le *S-VAP* [Payne 94-1], soit 7 fois plus que le YAG !⁸

Si les propriétés laser des fluoroapatites sont bonnes, ce sont des matériaux particulièrement difficiles à faire croître par la méthode de Czochralski. Les spectres d'émission sont parmi les plus étroits que l'on puisse rencontrer avec des matériaux dopés à l'ytterbium (à peine quelques nanomètres de large). Et la conductivité thermique de ces matériaux est plutôt médiocre ($2 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ pour le *S-FAP*).

Le cristal de $\text{SrY}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O}$ (SYS) est une oxyapatite. Il a déjà été étudié avec un codopage erbium-ytterbium [Souriau 94] mais jamais, jusqu'à maintenant, avec un dopage à l'ytterbium. Ici, l'ytterbium peut occuper plusieurs sites, l'un d'eux (celui du strontium, comme dans le BOYS) étant accompagné d'une compensation de charge favorable à l'élargissement des spectres (voir § I.1.1). Les oxyapatites présentent de plus la propriété (généralement constatée) d'être plus faciles à faire croître que les fluoroapatites [Haumesser 00].

Les cristaux étudiés ici sont été élaborés par la méthode de Czochralski au LCAES.



Photo III.4.1 : Quelques cristaux de SYS (dopé 5.5at. % Yb). Photo LCAES.

⁸ C'est pour cette raison qu'une apatite, le S-FAP, a été choisi pour le laser *Mercury*, dans le cadre du projet américain de fusion inertielle par laser (voir introduction générale).

Nous allons, dans ce chapitre, étudier les performances en pompage par diode de ce matériau. Nous retrouverons beaucoup de points communs avec le BOYS, mais nous verrons ici comment l'utilisation d'un matériau composite (un cristal d'Yb:SYS soudé par diffusion sur un cristal de YAG non dopé) a permis de surmonter les problèmes thermiques, et d'obtenir plusieurs Watts de rayonnement continûment accordable. Des résultats en régime femtoseconde seront également mentionnés.

III.4.1. Propriétés optiques et spectroscopiques de l'Yb:SYS

La température de fusion du SYS est élevée (~ 1900 °C), ce qui rend ce cristal plus difficile à faire croître que le BOYS ou le CaBOYS. Mais la qualité cristalline des pièces obtenues est excellente (voir photo III.4.1).

La figure III.4.1 et le tableau III.4.1 montrent les spectres d'absorption/émission et les principales propriétés de l'Yb:SYS. On constate que le spectre est aussi large que celui du BOYS, tout en étant décalé vers des longueurs d'onde plus grandes (à cause du fort éclatement du multiplet fondamental), ce qui est *a priori* favorable pour réduire la réabsorption. En revanche, la section efficace d'émission stimulée est considérablement réduite par rapport aux fluoroapatites (elle vaut $0.5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ à 1040 nm contre $7.3 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ à 1047 nm dans le *S-FAP*). Le SYS est un cristal uniaxe.

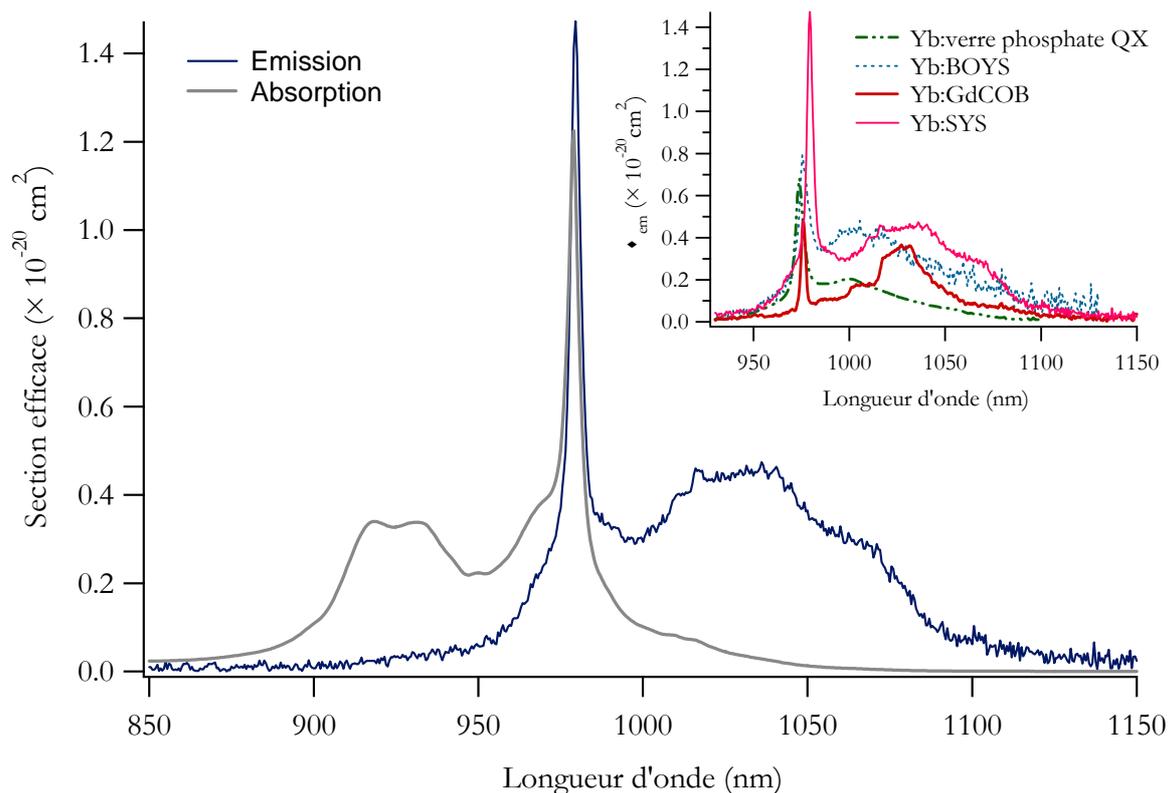


Figure III.4.1 : Spectres d'absorption/émission de l'Yb:SYS. En haut à droite : comparaison des spectres d'émission du SYS avec ceux des trois autres matériaux à très large bande étudiés jusqu'ici : le GdCOB, le BOYS et le verre.

	Yb:SYS
Longueur d'onde d'absorption λ_{ZL} (« zero line »)	979 nm
Section efficace d'absorption à λ_{ZL} (cm ²)	1.2 10 ⁻²⁰ (E//c) 0.87 10 ⁻²⁰ (E⊥c)
Largeur (à mi-hauteur) du spectre d'absorption $\Delta\lambda_{abs}$ à λ_{ZL}	4.3 nm (E//c) 5.4 nm (E⊥c)
Longueur d'onde λ_{pic} au pic de la courbe d'émission	1040 nm
Temps de vie radiatif (ms)	0.82
Section efficace d'émission à λ_{pic} (cm ²)	0.5 10 ⁻²⁰
Conductivité thermique (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	
- du cristal <i>non dopé</i>	2.85 (//c) ; 1.6 (⊥ c)
- du cristal dopé 5.5 at.% en ions Yb ³⁺	2.85 (//c) ; 1.3 (⊥ c)
Indice de réfraction à 1 μ m	1.77

Tableau III.4.1 : Propriétés de l'Yb:SYS. D'après [Haumesser 02].

III.4.2. Performances de l'Yb:SYS en pompage quasi-continu et continu.

Nous avons étudié les performances d'un cristal d'Yb:SYS dopé à 5.5 at. % en ions ytterbium (8.4×10^{-20} cm²), orienté k⊥c (c'est-à-dire que l'axe optique est contenu dans le plan des faces), de 2.8 mm de longueur, et traité anti-reflet sur ses deux faces.

La diode de pompe utilisée était ici la diode LIMO, émettant 13.2 Watts à 979 nm. Les conditions de pompage sont les mêmes que celles du test comparatif BOYS/CaBOYS exposé précédemment.

En régime quasi-continu (rapport cyclique 1/5), on obtient plus de 6 Watts de puissance crête (voir figure III.4.2) pour 11 W de puissance crête absorbée. Le miroir de sortie optimal a une transmission de 6%. La longueur d'onde laser est de 1071 nm, et le faisceau est naturellement polarisé perpendiculairement à l'axe optique (E⊥c), c'est-à-dire selon la polarisation ordinaire.

Nous avons également représenté à la figure III.4.2. la courbe d'efficacité de l'Yb:BOYS établie dans les mêmes conditions : on constate que l'efficacité de ces deux matériaux est très proche, le seuil du BOYS étant légèrement plus faible.

Et en régime continu ? Tout comme le BOYS et le CaBOYS, le cristal de SYS se fracture. Ici c'est après 8 Watts de puissance absorbée. Ce dernier résultat est à rapprocher des résultats obtenus avec le GdCOB en régime continu, avec la même diode (voir figure III.2.7) : avec ce dernier cristal aucune fracture n'a jamais été observée. Les deux cristaux ayant pourtant des conductivités thermiques comparables (environ 2 W.m⁻¹.K⁻¹ en moyenne sur les axes), les propriétés mécaniques semblent donc ici les premières responsables de ce comportement médiocre à fortes puissances.

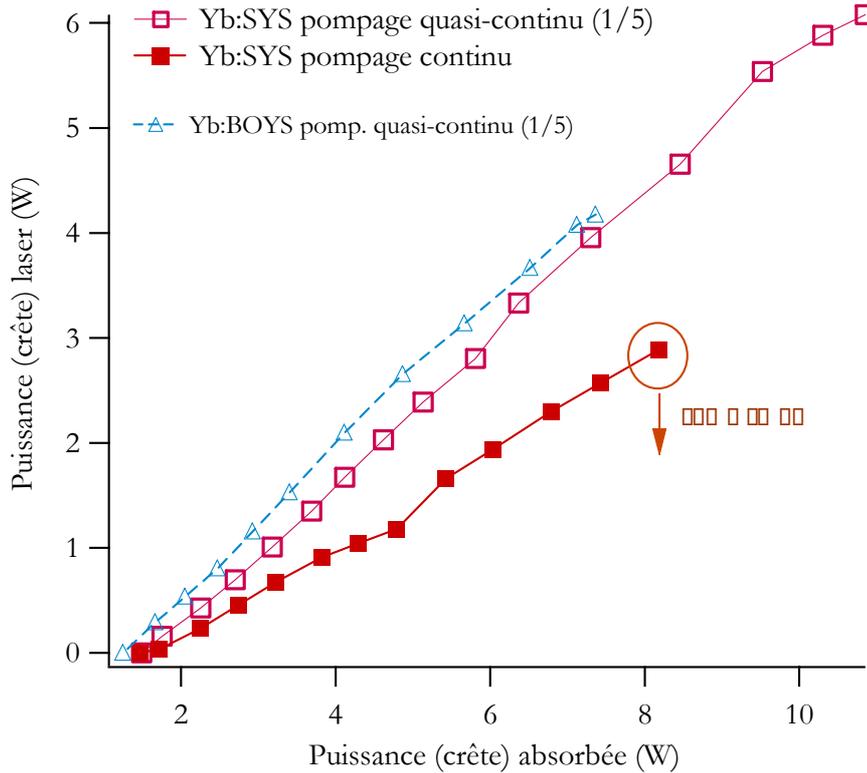


Figure III.4.2. : performances laser du SYS dopé 5.5 at.% Yb ($e = 2.8$ mm), en régime quasi-continu et continu. L'efficacité du BOYS (en régime quasi-continu), mesurée dans les mêmes conditions, est également représentée.

Après l'exemple du CaBOYS remplaçant le BOYS, nous aurions volontiers accepté, en tant que laséristes candides à l'affût d'acronymes idiots, que l'on nous proposât du CaSYS pour relever les performances du SYS. Mais à la place, le LCAES a réussi à fabriquer un *cristal composite* à base de SYS soudé sur du YAG non dopé, et c'est les performances de ce cristal que nous allons maintenant étudier.

III.4.3. Performances du cristal composite Yb:SYS||YAG

Parmi les solutions imaginées pour « gérer » les effets thermiques, l'idée de souder un cristal non dopé sur un cristal dopé, ce dernier jouant ainsi le rôle d'un radiateur transparent, s'est révélée particulièrement fructueuse [Tsunekane 98]. De tels cristaux composites ont été réalisés par R. Gaumé au cours de sa thèse [Gaumé 02] : on se référera donc à cette thèse, pour les détails concernant la réalisation, la caractérisation de ces matériaux, ainsi que sur les processus physiques mis en jeu dans le soudage.

Nous considérons ici un cristal de SYS dopé à 5.5 at.% en ions Yb^{3+} (comme l'échantillon précédent), de 1.48 mm de longueur, orienté k/c ($c = \text{axe optique}$), soudé par diffusion sur un cristal de YAG de 1.3 mm de longueur, orienté $\perp (111)$.

Ce cristal a une section de $4 \times 4 \text{ mm}^2$, et la partie utile (où il y a eu contact optique et soudure) est un cercle de 3 mm de diamètre environ.

Les performances, comparées à celle du cristal d'Yb:SYS simple étudié au paragraphe précédent, sont données à la figure III.4.3.

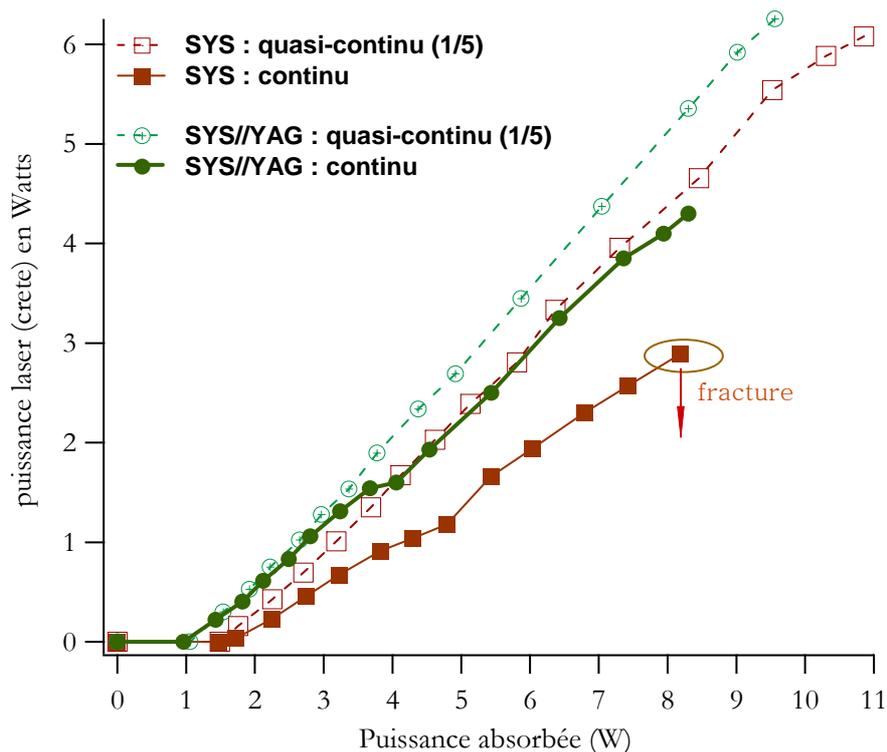


Figure III.4.3. : performances du cristal composite Yb:SYS||YAG ; comparaison avec le cristal d'Yb:SYS simple (fig. III.4.2).

On constate tout d'abord, que la différence de pente d'efficacité lorsque l'on passe du régime quasi-continu au régime continu est réduite avec le matériau composite.

Mais surtout, **on n'observe plus de fracture et une puissance de 4.3 W a pu être obtenue pour 8.3 Watts de puissance absorbée.**

Le faisceau obtenu, à 1069 nm, est limité par diffraction ($M^2 = 1.1$ dans les deux directions).

Il est de plus polarisé linéairement, ce qui ne peut pas être expliqué par l'orientation du cristal, qui ne devrait favoriser aucune polarisation. Cela ne peut pas non plus être expliqué par la cavité qui ne contient aucun élément polarisant. On peut imaginer qu'il existe une biréfringence induite par les contraintes s'appliquant à l'interface entre les matériaux soudés, contraintes qui pourraient peut-être s'ajouter aux contraintes induites thermiquement au sein du cristal dopé ; des investigations plus poussées seraient nécessaires pour éclaircir ce point.

L'accordabilité du laser a pu être mesurée en régime continu (une mesure que nous n'avons pu faire dans ce régime qu'avec le GdCOB, jusqu'à maintenant), grâce à un filtre de Lyot (voir figure III.4.4). Le laser est continûment accordable entre 1018 et 1088 nm, avec plus d'1.5 Watts obtenues en sortie sur une plage de longueurs d'onde d'environ 55 nm de largeur.

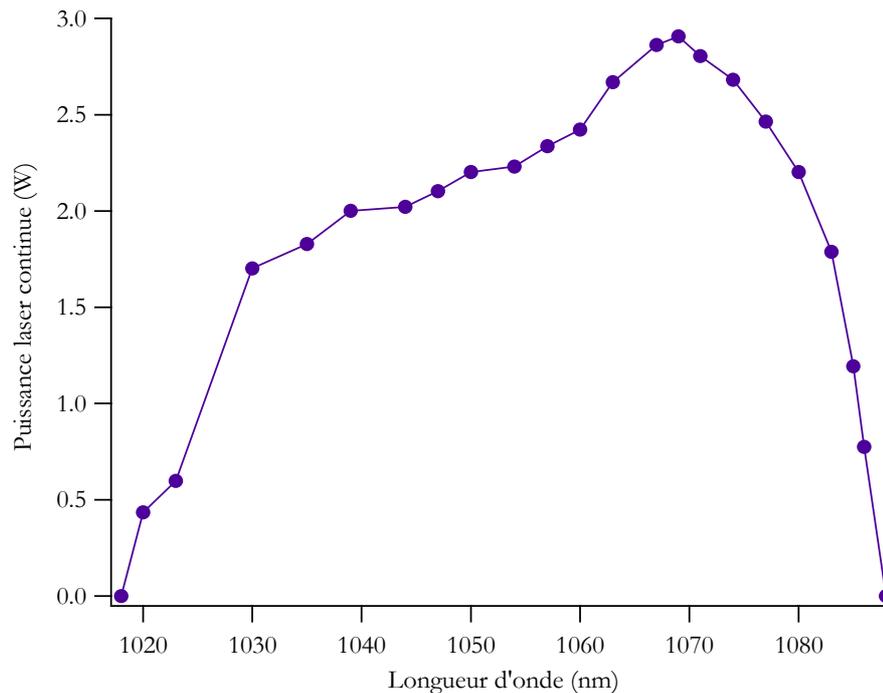


Figure III.4.4. : accordabilité du laser Yb:SYS||YAG en régime continu.

III.4.4. Conclusion et perspectives

L'Yb:SYS est une apatite à spectre très large et présente à ce titre beaucoup de points communs avec le BOYS. L'étude des performances en pompage par diode a d'ailleurs conduit au même type de conclusion : il s'agit d'un cristal efficace à des puissances de pompe modérées, mais souffrant de problèmes thermiques qui amènent à la fracture pour quelques Watts de pompe absorbés.

En utilisant un cristal composite (Yb:SYS||YAG) réalisé au LCAES, nous avons pu obtenir jusqu'à 4.3 Watts de rayonnement continu, dans un mode TEM₀₀, pour 8.3 W absorbés. De plus, le laser présente une accordabilité très large et très lisse sur un intervalle total de 70 nm.

C'est donc un matériau très prometteur pour la réalisation de lasers accordables ou de sources femtoseconde.

En utilisant le même dispositif expérimental décrit au § III.3.5, mais avec un cristal d'Yb:SYS de 5 mm de long, des impulsions de 94 fs ont été obtenues [Druon 02-2], centrées à 1070 nm. La puissance moyenne était de 110 mW, et le taux de répétition de 108 MHz. Le fait que les impulsions obtenues ici soient plus longues qu'avec le BOYS (69 fs) est relativement cohérent avec la forme de la courbe d'accordabilité (fig. III.4.4), qui dans le cas du SYS est moins symétrique que dans le cas du BOYS.

III.5. Un nouveau cristal silicate aux bonnes propriétés thermiques : l'Yb:YSO

Nous avons vu jusqu'à maintenant des cristaux destinés plutôt aux lasers de forte puissance (l'Yb:GGG), ou plutôt aux lasers accordables de faible puissance (BOYS, CaBOYS, SYS), et un autre, le GdCOB, dont les champs d'applications ne sont pas si marqués. C'est également le cas de l'YSO⁹, un cristal de la famille des silicates, tout comme le SYS.

À l'instar du SYS ou du GGG, l'YSO (Y_2SiO_5) est un cristal connu depuis longtemps. Il a déjà été dopé au néodyme [Beach 90] ou au chrome, dans ce dernier cas d'abord en tant que matériau laser [Deka 92] puis en tant qu'absorbant saturable [Kuo 01]. L'YSO a également été dopé au thulium [Li 93], et codopé à l'erbium et à l'ytterbium [Li 92, Li 94, Schweizer 95]. Nous présentons ici les premiers résultats obtenus en pompage par diode avec l'YSO dopé à l'ytterbium.

L'Yb:YSO a été développé conjointement par le LETI (CEA Grenoble) et le LCAES. L'échantillon étudié ici provient d'un canon élaboré au LETI.

III.5.1. Propriétés spectroscopiques de l'Yb:YSO

Le cristal d'YSO est un cristal biaxe (l'axe cristallographique b correspondant à la direction cristallographique Y) dont l'élaboration par la méthode de Czochralski est maintenant bien maîtrisée.

On trouvera une étude spectroscopique complète de l'Yb:YSO dans [Gaumé 00] et [Haumesser 02]. Les spectres d'absorption/émission sont reproduits aux figures III.5.1&2, et les principales données spectroscopiques rassemblées au tableau III.5.1.

Il y a deux sites pour l'yttrium dans l'YSO, et donc deux sites pour l'ytterbium. Mais il n'y a en revanche aucun site d'alcalino-terreux occupable par l'ytterbium, comme c'était le cas pour le GdCOB, le BOYS (et le CaBOYS), et le SYS. Par conséquent (voir encadré du § I.1.1) on ne sera pas étonné de constater que le spectre de l'YSO est moins large, et moins régulier, que ceux des cristaux précédemment cités. On distingue nettement quatre « raies » d'émission, centrées à 1003, 1042, 1058, et 1082 nm.

La raie à 1003 nm est inexploitable avec notre configuration de pompage (voir § II.1.2) en raison des traitements dichroïques sur les miroirs, qui ne permettent pas l'oscillation laser à des longueurs d'onde inférieures à 1020 nm. Mais en raison de l'intérêt que revêt cette longueur d'onde pour la métrologie¹⁰, c'est l'YSO que nous avons identifié comme le candidat le plus adapté pour réaliser ce type de source [Jacquemet 03].

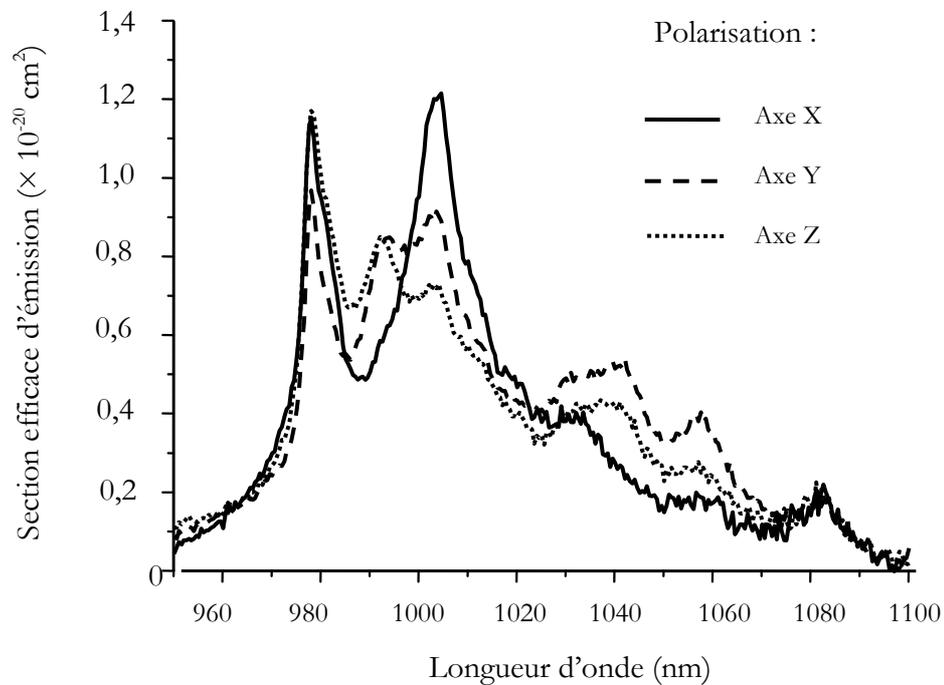
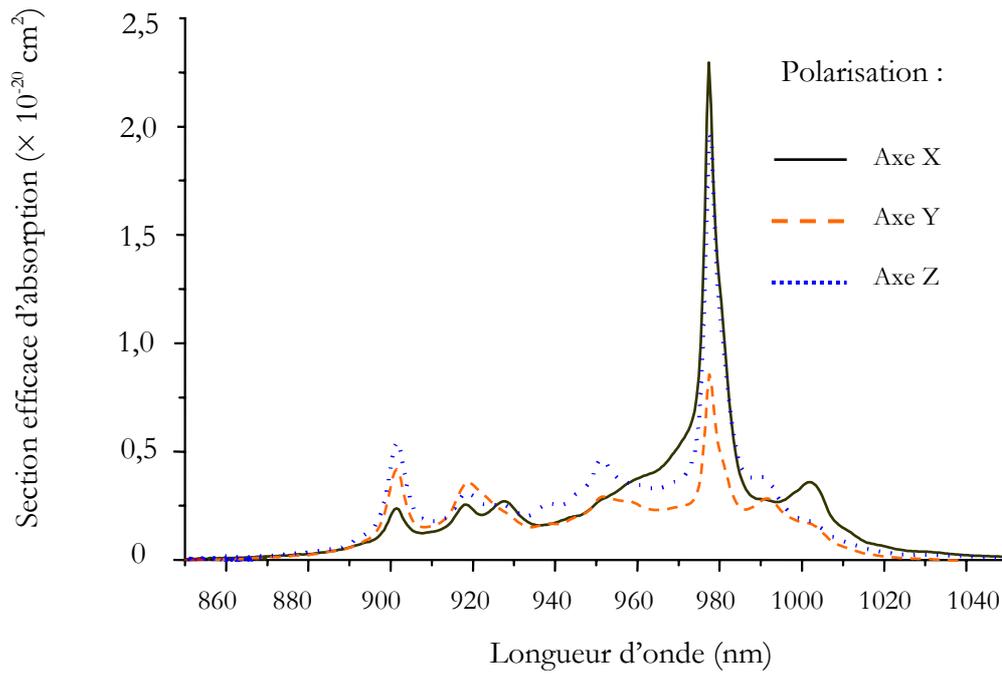
⁹ On trouve aussi quelquefois YOS, qui est un acronyme pour Yttrium OrthoSilicate.

¹⁰ Un laser émettant à 1003.4 nm, après doublement de sa fréquence (501.7 nm), permet d'exciter l'une des plus fines transitions de l'iode, et représente donc un intérêt pour la réalisation d'étalons de fréquence optique.

	Yb:YSO
Longueur d'onde d'absorption λ_{ZL} (« zero line »)	977.5 nm
Section efficace d'absorption à λ_{ZL} (cm ²)	2.3 10 ⁻²⁰ (E//X) 0.86 10 ⁻²⁰ (E//Y) 1.97 10 ⁻²⁰ (E//Z)
Largeur (à mi-hauteur) du spectre d'absorption $\Delta\lambda_{abs}$ à λ_{ZL}	3.5 nm (E//X) 3.2 nm (E// Y et E//Z)
Temps de vie radiatif (ms)	0.67
Section efficace d'émission (cm ²) pour E//Y	0.52 10 ⁻²⁰ (1042 nm) 0.40 10 ⁻²⁰ (1058 nm) 0.22 10 ⁻²⁰ (1082 nm)
Conductivité thermique (W.m ⁻¹ .K ⁻¹) moyenne du cristal non dopé [Payne 94-2]	4.4
dn/dT (°C ⁻¹) [Payne 94-2]	9.1 10 ⁻⁶ (E//X) 5.7 10 ⁻⁶ (E//Y) 6.7 10 ⁻⁶ (E//Z)
Indice de réfraction moyen à 1 μ m	1.79

Tableau III.5.1. : Propriétés de l'Yb:YSO

Si l'YSO présente un spectre moins régulier que les cristaux « à large bande » présentés jusqu'ici, il « gagne » en revanche sur un autre tableau : sa conductivité thermique est en effet élevée (4.4 W.m⁻¹.K⁻¹). C'est approximativement plus de deux fois la conductivité du GdCOB ou du SYS, et la moitié de celle du YAG ou du GGG. Ce cristal rappelle par bien des égards les caractéristiques des tungstates KGW et KYW [Kuleshov 97, Brunner 00], des cristaux au spectre également discontinu, mais à la conductivité thermique assez bonne (3.3 W.m⁻¹.K⁻¹).



III.5.2. Performances laser en régime continu

Nous avons utilisé un cristal dopé à 5 at.% en ions ytterbium (soit $9.2 \cdot 10^{20}$ ions/cm³), orienté k//X (pour tirer parti de la forte section efficace d'absorption selon Z et surtout de la grande section efficace d'émission selon Y), de 1.95 mm de longueur, et traité anti-reflet sur ses deux faces.

La diode de pompe est la diode LIMO, émettant ici 13.6 Watts à 977 nm. Les performances obtenues, en régime continu, avec un miroir de sortie de transmission 6 %, sont données à la figure III.5.3.

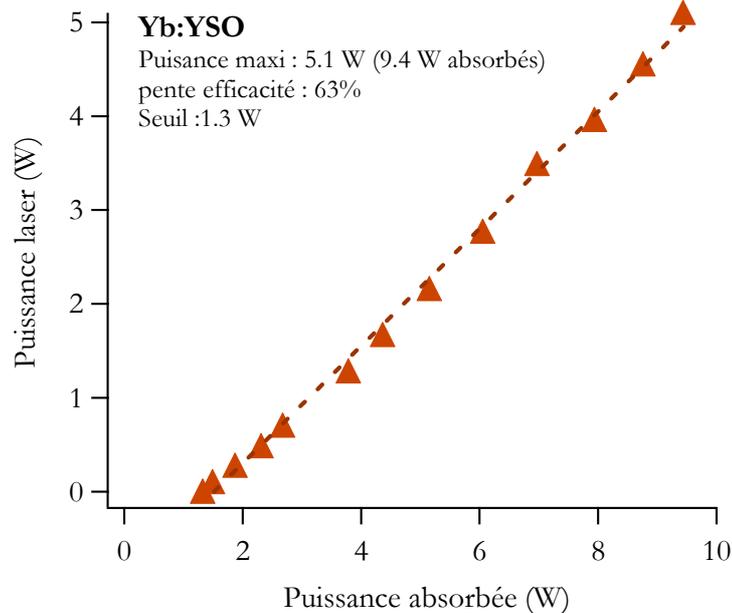


Figure III.5.3 : Performances de l'Yb:YSO en régime continu

On obtient une puissance de 5.1 Watts de rayonnement continu à 1042 nm, pour 9.4 W de puissance de pompe absorbés (soit 71 % de la puissance de pompe incidente). La pente d'efficacité est de 63 %, et le seuil de 1.3 Watts. Le rendement optique-optique du laser est donc de 37 %, et le rendement électrique/optique de l'ordre de 6.5 %.

Comme on peut s'y attendre, le faisceau est polarisé selon l'axe Y.

Le faisceau est de plus limité par diffraction : le profil est représenté à la figure III.5.4, superposé au profil d'une gaussienne parfaite. Cette excellente qualité spatiale est confirmée par une mesure de M^2 , qui est inférieur à 1.1 dans les deux directions.

L'accordabilité du laser a été mesurée en insérant un filtre de Lyot à deux lames dans le bras collimaté de la cavité. On obtient la courbe de la figure III.5.5, où l'on notera les pertes

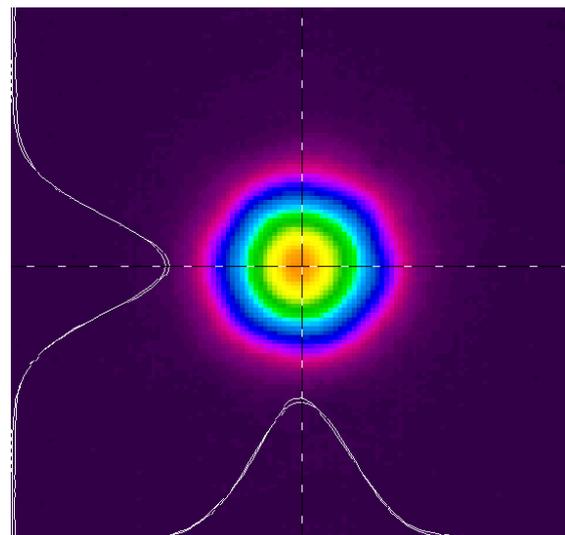


Figure III.5.4 : Profil spatial du faisceau obtenu en sortie du laser Yb:YSO ; Le profil réel est superposé à un profil gaussien. Image obtenue avec camera Spiricon® 10 bits.

extrêmement réduites qu'apporte le filtre de Lyot, puisqu'à 1042 nm on obtient encore 4.6 Watts. Le laser est continûment accordable de 1018 à 1086 nm, mais la courbe n'est absolument pas « lisse » comme l'étaient les courbes d'accordabilité du GdCOB, du BOYS ou du SYS. On retrouve d'ailleurs les caractéristiques particulières que nous avons notées dans le spectre d'émission de l'YSO, et en particulier les maxima qui se trouvent à 1042, 1058 et 1082 nm.

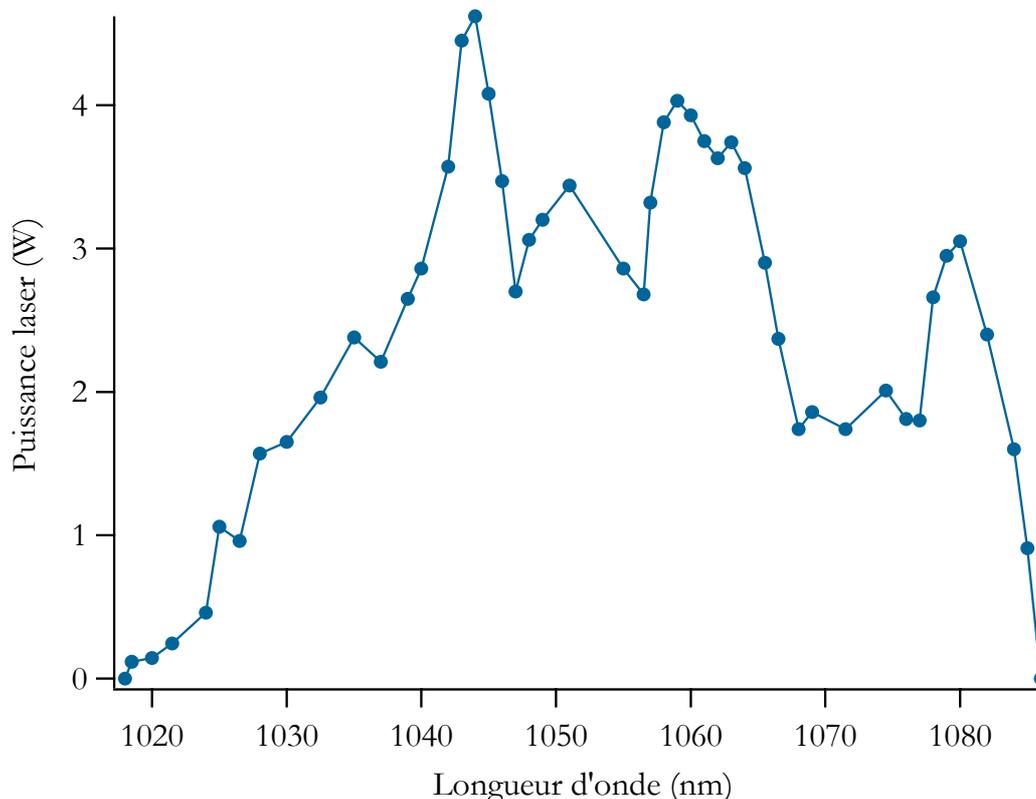


Figure III.5.5. : Accordabilité du laser Yb:YSO (en régime continu).

III.5. 3. Conclusion

Nous avons obtenu d'excellentes performances en régime continu avec l'Yb:YSO : jusqu'à 5.1 Watts de puissance laser, dans un faisceau limité par diffraction, pour 13.6 W de puissance de pompe incidente.

Les performances du YAG et du GGG (qui étaient semblables), sont également comparables à celles de l'YSO (même efficacité, seuil identique). Cela fait de l'YSO un cristal tout à fait intéressant, d'autant plus qu'il offre (peut-être) la possibilité de générer des impulsions ultracourtes, certainement plus longues que celles qu'on obtient dans le GCOB, le BOYS ou le SYS, mais qui pourraient suffire pour certaines applications.

De plus, même si la courbe d'accordabilité n'est pas régulière, ce peut être un inconvénient tout à fait mineur pour qui souhaiterait disposer d'une source capable d'émettre plusieurs watts de rayonnement continu à une longueur d'onde ajustable entre 1020 et 1090 nm. On pense à la spectroscopie en particulier.

III.6. Conclusion sur les nouveaux cristaux étudiés

Les principales performances obtenues sont résumées dans le tableau III.6.

<i>Cristal</i>	<i>Résumé des performances obtenues</i>	<i>Commentaires</i>
Yb:GGG	<ul style="list-style-type: none"> - 4.15 W (TEM₀₀) , efficacité 63 % - Performances identiques à celles du YAG dans les mêmes conditions de pompage. - Conductivité thermique supérieure à celle du YAG pour un dopage > 3.6 at.% (dans le YAG) 	<ul style="list-style-type: none"> * Très bon candidat pour des lasers de forte puissance moyenne * Cristal facile à croître en grandes dimensions. Pourrait avantageusement remplacer l'Yb:YAG dans des architectures nécessitant des cristaux fortement dopés et/ou de grande dimension.
Yb:GdCOB	<ul style="list-style-type: none"> - 3.2 W pour 5.3 W absorbés (11 % rendement électrique/optique) - accordabilité 30 nm à mi-hauteur - impulsions 90 fs sortie oscillateur 	<ul style="list-style-type: none"> Pas de limitations d'origine thermique constatées.
Yb:BOYS	<ul style="list-style-type: none"> - 4.1 W crête en régime quasi-continu pour 7.3 W de puissance absorbée - fracture en régime continu - très large accordabilité (50 nm à mi-hauteur) - oscillateur femtoseconde : 69 fs (plus courte durée obtenue avec un cristal) - comparaison BOYS/GdCOB/verre : le BOYS et le GdCOB sont supérieurs au verre en régime quasi-continu ; en régime continu : GdCOB > BOYS > Verre. 	<ul style="list-style-type: none"> Cristal au spectre plus large que celui d'un verre, le BOYS peut remplacer le verre très avantageusement (meilleur efficacité, meilleure tenue à la charge thermique). Les problèmes thermiques imposent de considérer de nouvelles architectures pour pleinement tirer parti de ce cristal.
Yb:CaBOYS	<ul style="list-style-type: none"> - Meilleures propriétés mécaniques que le BOYS (et croissance plus facile), et performances laser identiques. - Lentille thermique plus faible de 15 % dans le CaBOYS, malgré une conductivité thermique 25 % plus faible. 	<ul style="list-style-type: none"> Le choix BOYS/CaBOYS se fait avec des considérations liées à la croissance : le CaBOYS est alors favorable. Mais à des puissances de pompe élevées, la plus faible conductivité thermique du CaBOYS pourrait jouer en sa défaveur.
Yb:SYS	<ul style="list-style-type: none"> - Performances comparables à celles du BOYS. Spectre un peu moins large. - 4.3 W (TEM₀₀) continu, accordable sur 55 nm à mi-hauteur, avec cristal composite Yb:SYS YAG. 	<ul style="list-style-type: none"> Mêmes remarques que pour le BOYS. La possibilité de réaliser simplement des matériaux composites avec ce cristal a permis de résoudre les problèmes rencontrés avec le cristal simple.
Yb:YSO	<ul style="list-style-type: none"> - 5.1 W pour 9.4 W absorbés (TEM₀₀) - large accordabilité 1018 → 1086 nm 	<ul style="list-style-type: none"> Très bonnes performances laser sans aucun problème thermique. Application : lasers de puissance accordables ?

Tableau III.6 : résumé des performances obtenues.

Pour les lasers de puissance, on retiendra les excellentes performances du GGG et de l'YSO. Le GGG est un sérieux concurrent du YAG, et l'YSO offre de plus la possibilité de disposer d'une source efficace continûment accordable entre 1020 et 1090 nm.

Le GdCOB est également un cristal qui se comporte bien à des puissances de pompe de l'ordre de 10 Watts. Cela dit, sa plus faible conductivité thermique laisse présager des performances peut-être moins bonnes que l'YSO ou le GGG à des puissances de pompe supérieures.

Pour les lasers femtoseconde, on retiendra les bonnes performances du GdCOB, du BOYS (et du CaBOYS) ainsi que du SYS, et surtout les spectres extraordinairement larges de ces cristaux, qui ont permis la génération d'impulsions très courtes (90 fs avec le GdCOB, 69 fs avec le BOYS, 94 fs avec le SYS). Pour le BOYS et le SYS, les problèmes thermiques interviennent en revanche très vite, pour quelques Watts de puissance absorbée. La solution du matériau composite, expérimentée sur l'Yb:SYS, a donné des résultats probants. L'amélioration des systèmes de pompage est une autre voie à explorer.

L'étape suivante est le développement de chaînes laser femtoseconde de forte énergie (construites avec un oscillateur et un système d'amplification à dérive de fréquence) : ce travail est en cours au laboratoire.

On le voit, les problèmes thermiques sont centraux dans le développement des lasers ytterbium, et ils concernent tous les types de matériaux. Pour apporter des solutions efficaces à ces problèmes, il est important de bien connaître la nature des « effets thermiques ». Une étude théorique et expérimentale s'avère nécessaire pour tenter d'éclaircir les mécanismes créateurs de chaleur dans les matériaux dopés à l'ytterbium, mais aussi pour disposer de données utiles à l'optimisation des performances (distance focale de la lentille thermique, présence d'aberrations thermiques, etc.).

C'est une telle étude que nous nous proposons d'effectuer maintenant.

SECONDE PARTIE

Étude des effets
thermiques dans les lasers
à base de cristaux dopés à
l'ytterbium

Qu'est-ce que les effets thermiques ? Pourquoi est-ce important de les étudier ?

Le pompage longitudinal par diode laser a rapidement été reconnu comme étant le meilleur moyen d'obtenir à la fois de grandes efficacités laser et d'excellentes qualités de faisceau. C'est donc naturellement que des efforts importants ont été faits pour transposer cette configuration de pompage au domaine des « fortes puissances ».

Deux obstacles majeurs surviennent alors : le premier tient aux diodes de pompe elles-mêmes. Plus la puissance des diodes laser augmente et plus la qualité de leur faisceau se dégrade, autrement dit plus leur brillance diminue (voir première partie : § II.1.1). Cela dit, grâce à la disponibilité sur le marché de diodes fibrées sans cesse plus brillantes, on peut maintenant obtenir des efficacités remarquables même dans des milieux laser à faible gain. Ces avancées technologiques tiennent autant à l'amélioration des diodes elles-mêmes — la même puissance devenant disponible sur une surface active de plus en plus petite — qu'à celle des systèmes de remise en forme situés en aval.

Le second et principal problème est lié aux effets thermiques. Lorsque l'on s'intéresse au régime continu des lasers, c'est la seule véritable limite (puisque ne se pose pas alors le problème de tenue au flux des optiques).

Une compréhension approfondie des effets thermiques est donc indispensable.

En quoi consistent-ils ?

Pour en saisir l'origine, il faut examiner le schéma de niveaux du milieu laser : lorsqu'un photon de pompe est absorbé, une fraction de son énergie est inévitablement transformée en chaleur. Dans le cas le plus simple, c'est l'écart d'énergie entre le photon de pompe et le photon laser (le *défaut quantique*) qui est responsable de la charge thermique, mais nous serons amenés à voir que dans le cas général ce n'est pas la seule contribution. La distribution de température qui résulte de ce dépôt de chaleur à l'intérieur du cristal est fortement inhomogène, marquée par un gradient entre le centre de la zone pompée et le bord refroidi du cristal. Ce gradient fait naître des contraintes mécaniques au sein du matériau, contraintes qui peuvent conduire jusqu'à la fracture. Mais avant d'en arriver là, le cristal voit déjà certaines de ses propriétés physiques changer (en particulier ses indices et sa longueur) : le front d'onde du faisceau de cavité qui passe à travers est donc modifié. Nous verrons que ces déformations sont équivalentes à celles apportées par une lentille plus ou moins aberrante.

Mais avant d'aller plus loin, il faut nous poser la question suivante : quelles conséquences ces effets thermiques ont-ils ? Pourquoi est-il important de les connaître ? Nous pouvons donner plusieurs raisons :

1. Si la lentille thermique n'a pas d'aberrations (et nous verrons dans ce chapitre dans quels cas elles sont présentes), le cristal se comporte comme une lentille mince. Sa distance focale dépend de la puissance de pompe : par conséquent, la stabilité de la cavité, la taille et la divergence du faisceau laser disponible à la sortie en dépendent aussi. De même, pour sélectionner le mode transverse fondamental (TEM_{00}) il faut connaître la taille du faisceau de cavité dans le cristal, et donc connaître la lentille thermique.
2. Nous verrons que la lentille thermique peut être différente selon que l'oscillation laser est permise ou non. Il est très utile de connaître alors la lentille thermique dans ces deux cas de

figure. En effet, si le point de fonctionnement se situe en bordure de la zone de stabilité de la cavité, des phénomènes d'instabilités peuvent survenir.

3. Selon le caractère plus ou moins aberrant des distorsions de phase que subit le faisceau de cavité, les effets thermiques peuvent dégrader nettement la qualité du faisceau (c'est-à-dire augmenter le facteur M^2).
4. Si l'on souhaite une sortie polarisée et qu'on insère pour cela un élément polarisant dans la cavité, la biréfringence induite dans le cristal par les contraintes thermomécaniques modifie à chaque aller-retour la polarisation et crée donc des pertes.
5. Enfin, la détermination des effets thermiques par une méthode purement expérimentale, comme nous allons le faire, est en soi un moyen d'investigation des matériaux qui complète les caractérisations spectroscopiques et les tests laser.

À notre connaissance, il n'existe pas à l'heure actuelle de travaux publiés qui rapportent des mesures d'effets thermiques dans les matériaux dopés à l'ytterbium. Seules des investigations théoriques ont été menées, et elles concernent soit le YAG [Fan 93, Brown 97, Giesen 94] soit la silice [Brown 01] (à cause de l'intérêt croissant que suscitent les lasers à fibre double cœur dopés à l'ytterbium pour la forte puissance).

Plan du chapitre

Ce chapitre est divisé en quatre parties. La première est théorique et a pour but d'expliquer en quoi consistent les effets thermiques. L'ordre adopté est naturel : d'abord nous chercherons à savoir quelles sont les sources de chaleur dans un cristal dopé à l'ytterbium. Nous calculerons ensuite la distribution de température dans un cristal pompé longitudinalement, en tenant compte de la saturation de l'absorption et de la divergence de la pompe dans le cristal. Elle nous servira de point de départ pour évaluer ensuite les effets thermomécaniques. Nous aurons alors une idée des contraintes induites dans le cristal, et nous dirons quelques mots sur les phénomènes de fracture. Connaissant les distributions de température et de contraintes, nous aurons alors tout ce qu'il faut pour décrire les effets *thermo-optiques* (c'est-à-dire reliant les effets thermiques aux propriétés optiques). Nous en déduirons une expression de la lentille thermique sous certaines hypothèses.

Précisons d'emblée que cette partie introductive n'a pas pour vocation de dérouler un tapis théorique dense, mais simplement de montrer les tendances les plus significatives en recourant à des modèles analytiques. On ne trouvera pas ici de simulations numériques complexes des effets thermiques, et la raison en apparaîtra évidente : non seulement les paramètres rentrant en jeu sont fort nombreux dès lors qu'on inclut les effets thermomécaniques, mais surtout la plupart de ces paramètres, pour les matériaux « nouveaux » considérés, sont inconnus !

Ajoutons que même si dans ce domaine les simulations par éléments finis sont monnaie courante, une modélisation fine ne peut trouver sa justification que si elle met en lumière des tendances qu'un modèle analytique est impuissant à montrer. La partie théorique ayant ici deux buts : montrer des tendances générales et servir de base pour interpréter les résultats expérimentaux, nous verrons qu'une telle approche est suffisante.

Nous avons donc mis en place un banc de mesure de lentilles thermiques. Avant d'entrer dans le détail du travail effectué, nous ferons le point sur ce qui existe déjà en matière de techniques expérimentales de mesure de lentilles thermiques. C'est l'objet de la deuxième partie de ce chapitre :

nous y discuterons du type d'architectures de pompage auxquelles ces différentes techniques sont adaptées, des avantages et des inconvénients respectifs de chacune d'elles, et de leur précision.

Puis nous en viendrons, avec la troisième partie, à la description proprement dite du banc de mesure. Il permet une estimation simple et directe de la lentille et de ses aberrations dans des configurations de pompage longitudinal, et en présence d'effet laser. Ce sont ces deux derniers points qui font l'originalité de la méthode développée.

Enfin, la quatrième partie présente les résultats expérimentaux obtenus. Des mesures ont été effectuées avec les cristaux de YAG, GGG, GdCOB, YSO, BOYS et CaBOYS dont nous avons longuement parlé dans la première partie. A ceux-ci s'ajoutent le KGW, l'YCOB, ainsi qu'un matériau composite formé d'un cristal d'YCOB dopé soudé par diffusion sur un cristal d'YCOB non dopé.

Beaucoup de tendances, nous le verrons, se retrouvent dans tous les cristaux : nous avons donc opté pour une présentation thématique (tendance par tendance), plutôt que cristal par cristal. Nous verrons en particulier comment la mesure du front d'onde *avec* et *sans* effet laser permet de remonter à des paramètres du matériau comme le rendement quantique de fluorescence ou le coefficient thermo-optique.

Tous ces résultats seront, quand c'est possible, analysés et interprétés grâce aux modèles présentés dans la première partie de ce chapitre.

I. LES EFFETS THERMIQUES DANS LES LASERS SOLIDES POMPÉS PAR DIODE.

I.1. La charge thermique dans les matériaux dopés à l'ytterbium ;

I.2. Distribution de température dans un cristal pompé optiquement ;

I.3. Effets thermomécaniques : le phénomène de fracture ;

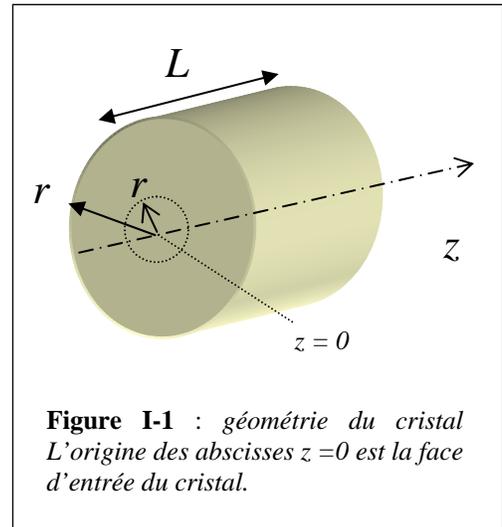
I.4. Effets thermo-optiques : la lentille thermique.

Les modélisations des effets thermiques et thermomécaniques dans les lasers solides ont fait l'objet de très nombreuses publications, quasiment dès l'invention du laser. Si l'on souhaite être exhaustif dans la présentation de ces travaux, il faudrait évoquer de très nombreuses études effectuées sur des architectures de pompage différentes, et essentiellement en pompage transverse. Il est bien sûr évident que cela est hors de propos ici. Nous nous intéresserons donc uniquement à ce qui constitue « nos » conditions expérimentales : le pompage longitudinal par diode fibrée. Commençons par définir quelques notations, et par poser dès maintenant quelques hypothèses sur le pompage, qui seront utilisées dans tout ce chapitre.

Notations et valeurs typiques adoptées pour les applications numériques.

Nous aurons à l'esprit la configuration de pompage déjà décrite dans la première partie. Lorsque nous effectuerons des applications numériques, ou lorsqu'il s'agira de montrer des tendances, nous aurons à fixer certains paramètres géométriques. Pour éviter de nous répéter, et de manière à unifier les résultats, nous adopterons les valeurs suivantes, que l'on peut considérer comme typiques :

- ◆ Puisque le pompage est à symétrie cylindrique, il est souvent plus commode de considérer que le cristal a une forme cylindrique plutôt que parallélépipédique (comme c'est le cas en réalité). On prendra pour la longueur et pour le rayon du cristal les valeurs typiques $L = 3 \text{ mm}$ et $r_0 = 2 \text{ mm}$, respectivement.
- ◆ Nous adopterons les caractéristiques de la diode fibrée LIMO de puissance nominale 15 W. Son rayon au *waist* est $w_{p_0} = 100 \mu\text{m}$ et son ouverture numérique vaut 0.22. L'encadré de la page suivante présente la caractérisation spatiale de la diode de pompe : elle montre que l'on peut considérer le profil comme « top hat »¹ dans tout le cristal, et que la divergence peut être modélisée par une loi de type « faisceau gaussien », ce qui permet de définir un facteur M^2 .



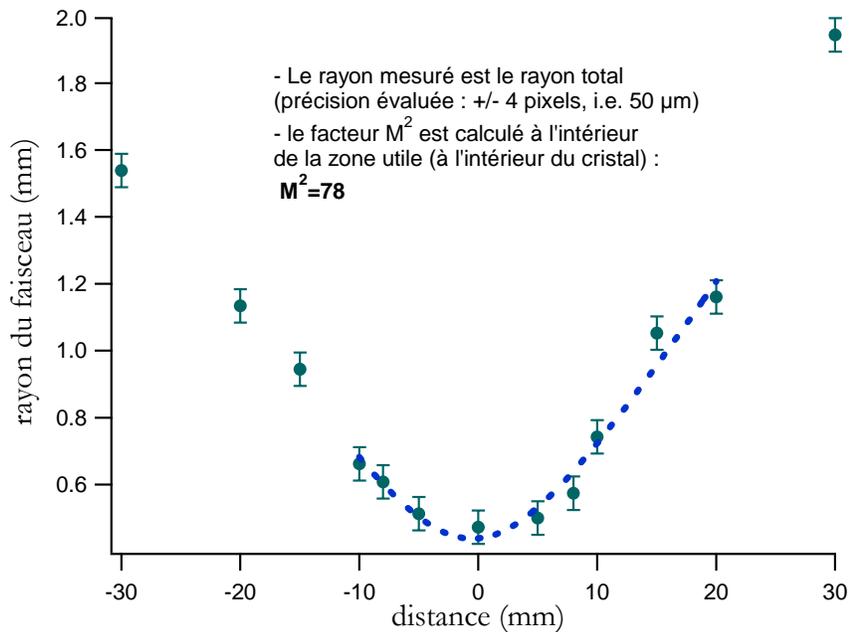
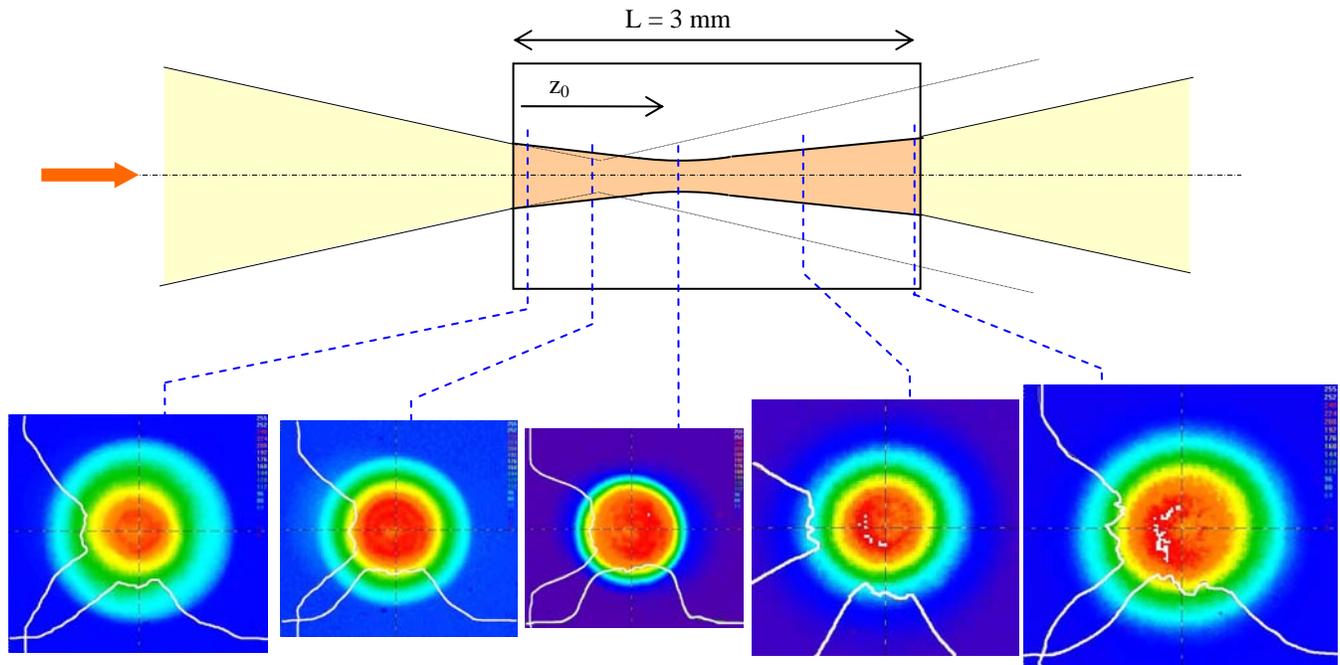
L'évolution du rayon $w_p(z)$ sera donc décrite par :

$$w_p(z) = w_{p_0} \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 \lambda (z - z_0)}{n \pi w_{p_0}^2} \right)^2} \quad (\text{I.1})$$

où λ est la longueur d'onde dans le vide et z_0 l'abscisse du *waist* par rapport à la face d'entrée du cristal. On prendra $z_0 = L/3$ (soit ici 1 mm), ce qui représente l'optimum de focalisation (comme on le justifiera au § I.4.2 de cette partie).

¹ Cette métaphore chapelière est sans rivale, mais elle est malheureusement intraduisible en français (un faisceau « haut-de-forme » ?). Les rares suggestions de traduction (faisceau plat, carré, uniforme, en créneau, etc.) sont très discutables et ne feraient, de toute façon, que rajouter un mot de jargon à un mémoire qui en contient déjà beaucoup...

Caractérisation du profil spatial de la diode LIMO utilisée



En haut : les profils sont mesurés dans différents plans autour d'un *waist* créé dans l'air. En mesurant la largeur *totale* sur les profils présentés, on en déduit un facteur $M^2 = 78$ (**en bas**). On peut ainsi, connaissant la position du *waist* dans le cristal, associer les profils mesurés à une position à l'intérieur du cristal, ce qui est fait sur la figure du haut (ici pour un cristal de longueur $L=3\text{mm}$). On constate que si le profil est très proche d'un profil « top hat » au niveau du *waist*, il s'en écarte davantage de part et d'autre (voir profils en fausses couleurs du faisceau). Cet écart peut s'expliquer par la simple diffraction, et aussi par une assez forte aberration sphérique qui a été mise en évidence sur les doublets que nous utilisons (qui sont corrigés pour une ouverture de $f/5$ alors que nous les utilisons à pleine ouverture, c'est-à-dire ici à $f/2$). Une simulation effectuée sur le logiciel de calcul optique OSLO a permis de retrouver les allures et les tailles de faisceau et de les associer à cette aberration sphérique (ces résultats sont trop anecdotiques pour être présentés ici).

Nous considérerons néanmoins dans tout ce chapitre que le profil est « top hat » dans tout le cristal, et nous verrons que l'erreur ainsi faite n'est pas très gênante pour les quelques modélisations simples que nous ferons.

I.1. La charge thermique dans les matériaux dopés à l'ytterbium

Nous débutons ce chapitre par l'étude des sources thermiques dans les matériaux dopés à l'ytterbium. Nous détaillons dans cette partie le formalisme qui sera utilisé pour interpréter les résultats expérimentaux, mais nous ne rentrons pas dans le détail des mécanismes physiques responsables par exemple des effets non radiatifs (déjà évoqués dans le § I.1. de la première partie).

Le formalisme utilisé est celui introduit par Tso Yee Fan en 1993 [Fan 93]. Une autre façon de calculer la charge thermique a été proposée ensuite par Patel *et al.* [Patel 01], qui tient compte de la réabsorption et de la migration de fluorescence. Cette dernière approche est donc plus réaliste, mais elle est aussi plus difficile à exploiter car elle fait intervenir plus de paramètres. Nous nous contenterons ici de l'approche de Fan, qui, comme on le verra dans la quatrième partie, permet de rendre compte très convenablement des résultats expérimentaux obtenus.

I.1.1. La fraction thermique η_b

Nous définissons la *fraction thermique* η_b (en anglais : *fractional thermal loading*) par le rapport entre la puissance thermique dissipée P_{th} et la puissance absorbée P_{abs} :

$$P_{th} = \eta_b P_{abs} \quad (I.1.1.)$$

Plusieurs termes contribuent à la fraction thermique. Pour les évaluer, « suivons » un photon de pompe au cours d'un cycle d'absorption/désexcitation d'un ion Yb^{3+} . Pour cette discussion, nous nous appuyerons sur les figures I.1.1 et I.1.2.

Nous appellerons *rendement quantique d'absorption*¹ η_p la fraction des photons absorbés qui contribuent au peuplement du niveau excité. Remarquons qu'il ne s'agit pas ici d'un facteur renseignant sur l'efficacité du pompage ou de l'absorption car seuls les photons déjà absorbés sont concernés. Un coefficient $\eta_p < 1$ signifie que certains photons se sont « perdus » dans des pièges appelés « sites non radiatifs » ou *dead sites*. Leur énergie $h\nu_p$ est transformée en chaleur.

Si l'ion franchit cette étape et parvient dans l'état excité, il a trois chemins possibles pour redescendre vers le niveau fondamental.

Nous appelons *rendement d'extraction laser* η_l la fraction des ions qui se désexcitent en émettant un photon laser. Il est naturellement nul en absence d'effet laser. L'énergie dissipée sous forme de chaleur vaut alors $h(\nu_p - \nu_l)$ par photon absorbé, pour un ion suivant ce chemin (ν_l est la fréquence d'oscillation laser). L'écart relatif d'énergie $\frac{\nu_p - \nu_l}{\nu_p} = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_l}$ est appelé *défaut quantique*².

Les atomes excités restants peuvent redescendre dans le niveau fondamental par deux chemins : soit de façon radiative, en émettant un photon de fluorescence, soit de manière totalement non radiative. La fraction des atomes excités (ne donnant pas de photon laser) qui se désexcitent en émettant un photon de fluorescence est appelée *rendement quantique de fluorescence*, ou simplement *rendement quantique* et sera notée η_r . La quantité de chaleur générée vaut alors $h(\nu_p - \bar{\nu}_F)$ où $\bar{\nu}_F$ désigne la fréquence moyenne de fluorescence, calculable à partir des spectres

¹ T.Y. Fan [Fan 93], et après lui tous les auteurs anglosaxons, le nomme *pump quantum efficiency*.

² Ce *défaut quantique*-là n'a bien évidemment rien à voir avec le défaut quantique utilisé en physique atomique. Les contextes me semblent suffisamment distincts pour ne pas devoir baptiser autrement cette quantité, dont le nom est de plus largement consacré.

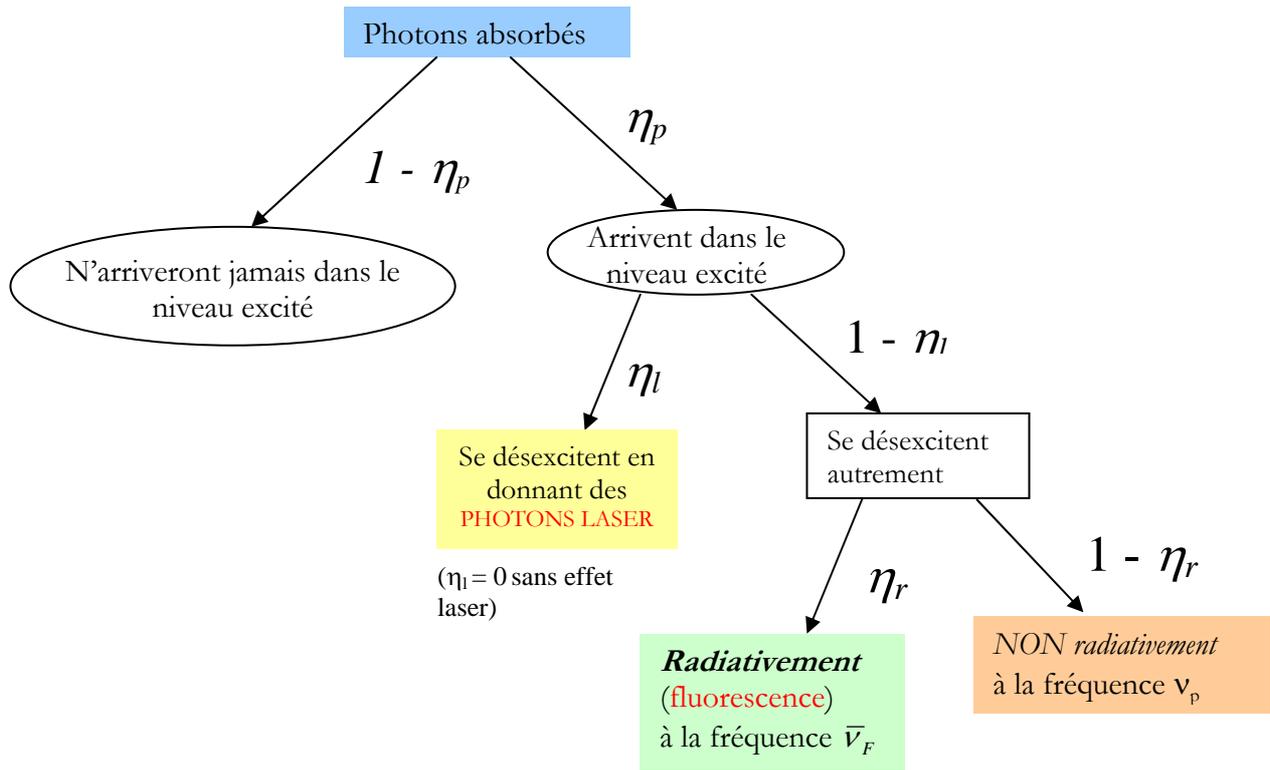


Figure I.1.1. : définition du rendement quantique d'absorption η_p , du rendement d'extraction laser η_l , et du rendement quantique de fluorescence η_r .

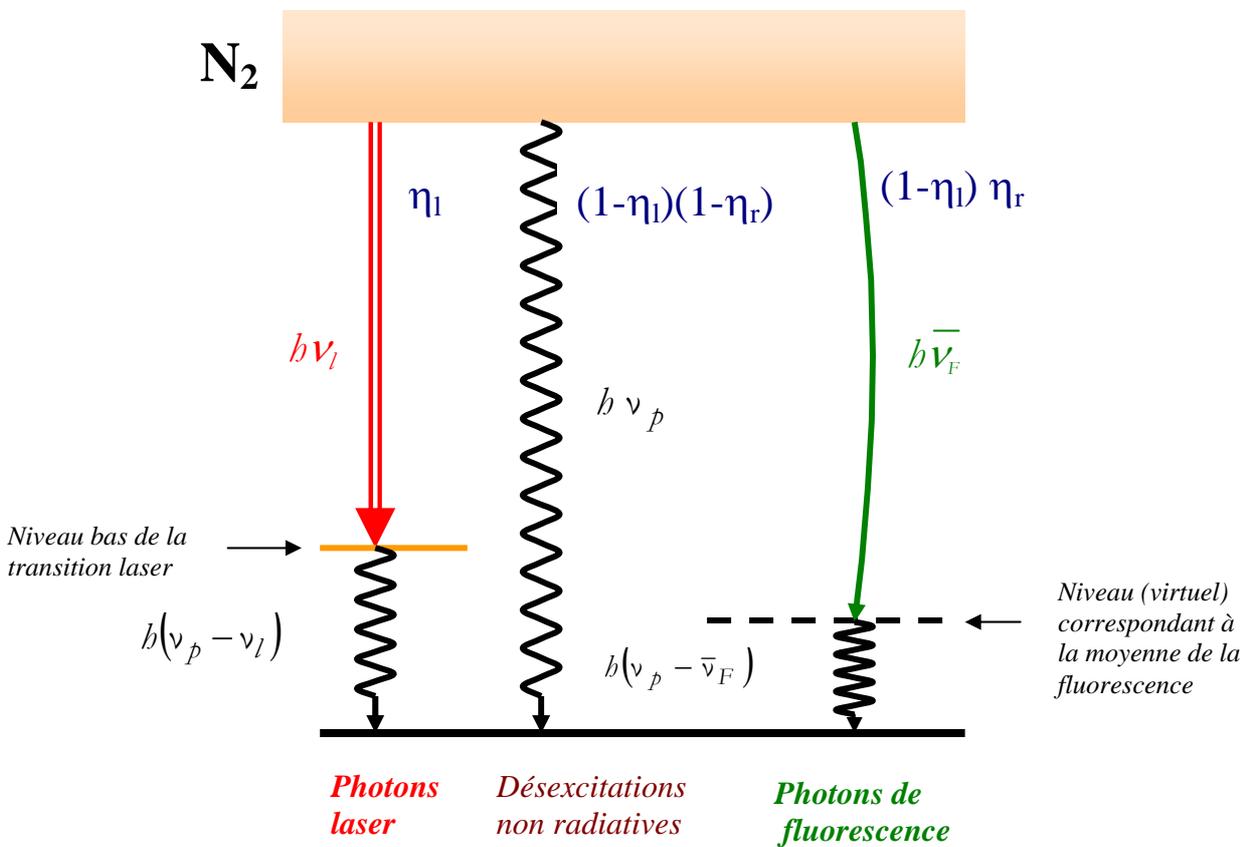


Figure I.1.2. : les trois désexcitations possibles pour un atome excité dans un matériau dopé à l'ytterbium : émission stimulée, émission spontanée, et désexcitation non radiative.

d'émission du matériau. La fraction complémentaire, $1 - \eta_r$, se désexcite alors de façon non radiative, en dissipant une quantité de chaleur $h\nu_p$. Nous avons vu dans la première partie (§ I. 1) que les seuls phénomènes susceptibles de générer des désexcitations non radiatives dans les matériaux dopés à l'ytterbium étaient la relaxation multiphonon et l'extinction de fluorescence par piégeage (« *concentration quenching* ») [Gaumé 02].

Nous pouvons donc écrire la fraction thermique globale, en fonction des trois rendements η_p , η_l , η_r et des trois longueurs d'onde de pompe λ_p , d'oscillation laser λ_l , et de fluorescence moyenne $\bar{\lambda}_F$:

$$\eta_h = 1 - \eta_p \left[(1 - \eta_l) \eta_r \frac{\lambda_p}{\bar{\lambda}_F} + \eta_l \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \right] \quad (\text{I.1.2.})$$

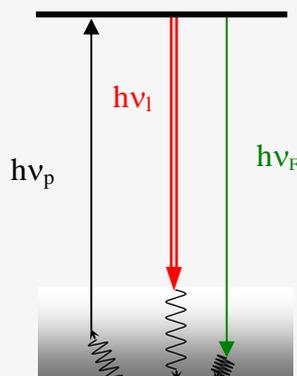
En absence d'effet laser, la fraction thermique vaut simplement :

$$\eta_h = 1 - \eta_p \eta_r \frac{\lambda_p}{\bar{\lambda}_F} \quad (\text{I.1.3.})$$

et dépend donc de façon critique du rendement quantique, qu'on ne peut pas ici dissocier du rendement quantique d'absorption.

LE REFROIDISSEMENT RADIATIF, ou comment fabriquer un réfrigérateur avec un cristal dopé à l'ytterbium.

Si la longueur d'onde de pompe vérifie $\lambda_p > \frac{\bar{\lambda}_F}{\eta_p \eta_r}$, la fraction thermique (d'après l'éq. I.3.) devient négative, ce qui signifie qu'au lieu de s'échauffer le matériau se refroidit : c'est le principe du **refroidissement radiatif** (ou refroidissement par effet antiStokes [Pringsheim 29]). Les matériaux dopés à l'ytterbium s'y prêtent bien car grâce au recouvrement important des spectres d'absorption et d'émission, il est possible de pomper à des longueurs d'onde élevées (supérieures à la longueur d'onde de la raie à zéro phonon) des matériaux qui, par ailleurs, présentent une faible longueur d'onde de fluorescence moyenne. En pratique il faut également que les matériaux aient des rendements η_p et η_r très proches de 1 pour que l'inégalité précédente puisse être vérifiée. Le refroidissement a été rapporté, jusqu'à présent, dans deux matériaux dopés à l'ytterbium : d'abord dans du verre ZBLANP en 1995 [Epstein 95], puis dans un cristal de KGW en 2002 [Bowman 02]. Le même auteur [Bowman 99] a par ailleurs proposé l'utilisation du refroidissement radiatif pour réaliser un *laser sans charge thermique* : l'idée est de choisir convenablement l'intensité laser pour que le débit d'émission spontanée, source de refroidissement, équilibre exactement le débit d'émission stimulée, qui lui est toujours créateur de chaleur.



← principe de base du laser sans charge thermique, selon [Bowman 99] : les longueurs d'onde doivent être dans l'ordre suivant : $\bar{\lambda}_F < \lambda_p < \lambda_l$ et l'intensité laser doit être choisie pour que toute la chaleur générée par les photons stimulés et spontanés soit entièrement réutilisée lors de l'absorption d'un photon de pompe.

En présence d'effet laser ($\eta_l \neq 0$), la fraction thermique est différente. On peut réécrire l'équation (I.1.2) sous la forme :

$$(\eta_h)_{avec\ laser} = (\eta_h)_{sans\ laser} + \eta_p \eta_l \left[\eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_F} - \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \right] \quad (I.1.4)$$

On constate que si le contenu du crochet est négatif, c'est-à-dire si $\eta_r < \frac{\lambda_F}{\lambda_l}$ (rapport toujours très proche de 1), la fraction thermique est plus faible avec effet laser que sans effet laser. Cela peut s'interpréter simplement : si un débit non radiatif existe ($\eta_r < 1$), il est proportionnel à la population du niveau excité ; or l'effet laser, en tendant à vider ce niveau, vient « court-circuiter » le débit non radiatif et, par la même occasion, le débit de fluorescence.

Notons encore que même si le rendement quantique vaut 1, il se peut que la fraction thermique soit différente avec ou sans effet laser. Tout dépend de la position de la longueur d'onde de fluorescence moyenne par rapport à la longueur d'onde laser, autrement dit de la chaleur dissipée par un photon spontané comparée à celle dissipée par un photon stimulé.

Dans le cas limite où le rendement d'extraction laser vaut 1, c'est-à-dire quand tous les atomes excités génèrent un photon laser, la fraction thermique est simplement donnée par :

$$\eta_h = 1 - \eta_p \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \quad (I.1.5)$$

Si en plus le coefficient $\eta_p = 1$, on retrouve l'approximation la plus couramment effectuée, qui consiste à considérer que la seule source d'échauffement du cristal est le défaut quantique.

I.1.2. Expression du rendement d'extraction laser

Nous désignons respectivement par Q_{stim} , Q_{spont} , et Q_{nr} , les débits stimulés, spontanés et non radiatifs. Ces débits représentent le nombre d'ions excités par m^3 et par seconde qui se désexcitent selon le processus en question.

Ces trois débits valent :

$$Q_{stim} = \sigma_{em}(\lambda_l) N_2 I - \sigma_{abs}(\lambda_l) N_1 I$$

$$Q_{spont} = \frac{N_2}{\tau_{rad}} \quad (I.1.6)$$

$$Q_{nr} = \frac{N_2}{\tau_{nr}}$$

où comme dans la première partie, $\sigma_{em}(\lambda_l)$ et $\sigma_{abs}(\lambda_l)$ sont les sections efficaces d'émission (resp. absorption) à la longueur d'onde laser λ_l ; N_1 et N_2 désignent respectivement les densités de population des multiplets $^2F_{7/2}$ (fondamental) et $^2F_{5/2}$ (excité) ; I est l'intensité laser intracavité (en nombre de photons par m^2 et par seconde) ; τ_{rad} est le temps de vie radiatif et τ_{nr} est un « temps de vie non radiatif » défini comme l'inverse de la probabilité de désexcitation non radiative.

Le rendement d'extraction laser et le rendement quantique ont alors pour expression :

$$\eta_l = \frac{Q_{stim}}{Q_{stim} + Q_{spont} + Q_{nr}} \quad (I.1.7.)$$

$$\eta_r = \frac{Q_{spont}}{Q_{spont} + Q_{nr}} = \frac{\tau_{nr}}{\tau_{nr} + \tau_{rad}}$$

Si l'on considère qu'à la longueur d'onde laser la réabsorption est négligeable (c'est-à-dire $\sigma_{em}(\lambda_l)N_2 \ll \sigma_{abs}(\lambda_l)N_1$), ce qui dans les matériaux dopés Yb est d'autant plus vrai que la longueur d'onde λ_l est élevée, on aboutit à une expression simplifiée de η_l :

$$\eta_l = \frac{\sigma_{em}(\lambda_l)I}{\sigma_{em}(\lambda_l)I + \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{nr}}} = \frac{\sigma_{em}(\lambda_l)I}{\sigma_{em}(\lambda_l)I + \frac{1}{\eta_r \tau_{rad}}} \quad (I.1.8.)$$

Remarque : Le rendement d'extraction est donc indépendant de la population du multiplet excité, puisque chacun des débits (spontané, stimulé, non radiatif) est proportionnel à cette population. Par conséquent, le débit stimulé qui est de surcroît proportionnel à l'intensité laser, tend vers 1 dès que l'intensité laser intracavité est suffisamment grande pour dépasser les autres débits.

En notant I_e l'intensité en unités énergétiques :

$$I_e = I \cdot h \cdot c / \lambda$$

Cela s'écrit :

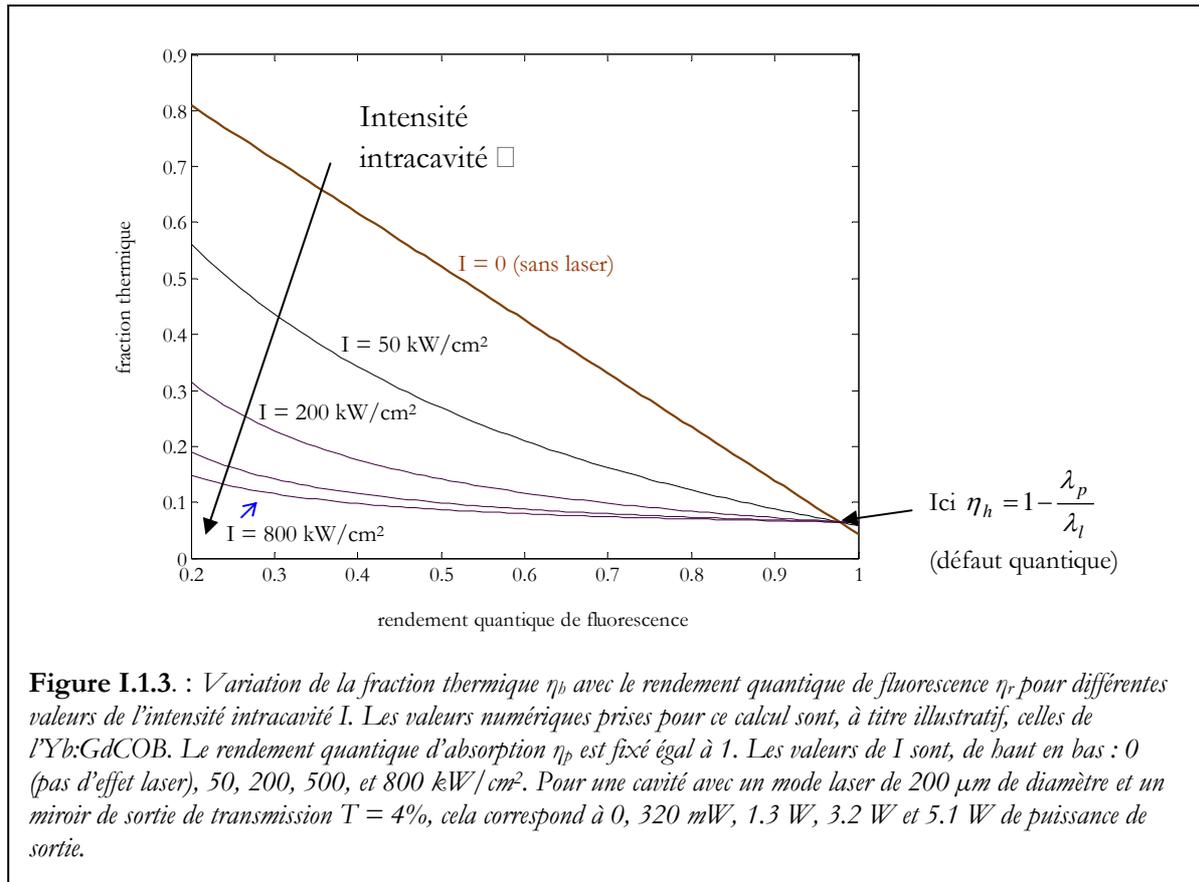
$$I_e \ll \frac{hc}{\lambda_l \cdot \sigma_{em}(\lambda_l) \cdot \tau_{rad} \cdot \eta_r} = \frac{I_{lsat}}{\eta_r} \quad (I.1.9.)$$

Ordre de grandeur : Prenons l'exemple du GdCOB pour fixer un ordre de grandeur : pour $\lambda_l = 1044 \text{ nm}$, $\sigma_{em}(\lambda_l) = 0.46 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, $\tau_{rad} = 2.7 \text{ ms}$, et comme nous le verrons par la suite pour le cristal que nous avons testé, $\eta_r \approx 0.7$: la condition (I.9) devient $I \ll 24 \text{ kW/cm}^2$. Dans une cavité laser caractérisée par un diamètre du mode laser de 200 microns et dont le coupleur de sortie a une transmission de 4%, cela correspond à une puissance de sortie de 155 mW : c'est faible par rapport aux puissances laser couramment obtenues (entre 2 et 5 Watts).

On voit donc que si le laser fonctionne dans un régime où l'intensité intracavité dépasse largement l'intensité laser de saturation (c'est-à-dire le gain est complètement saturé, et les pertes sont faibles), on arrive très facilement à une situation dans laquelle le rendement d'extraction laser est très proche de 1.

La fraction thermique devient alors pratiquement indépendante du rendement quantique, comme le montre la figure I.1.3. Cela s'explique par le fait que le débit laser « court-circuité » alors le débit non radiatif.

Autrement dit, un matériau ayant un mauvais rendement quantique de fluorescence ($\eta_r < 1$) ne chauffera pas beaucoup plus, en présence d'effet laser, qu'un matériau qui aurait un rendement quantique de fluorescence égal à 1.



Notons également que si le rendement quantique n'a pas tant d'influence que cela sur la fraction thermique pour des oscillateurs continus, il ne modifie pas non plus beaucoup les performances : un modèle simple montre que seul le seuil est affecté, pas la pente d'efficacité. Cela a été mis en évidence de façon très claire par Mougel et al. [Mougel 97] dans le Nd:GdCOB, un cristal qui présente un rendement quantique très faible (0.2) : les performances laser, comparées à celles du Nd:YAG (qui lui a un rendement quantique de l'ordre de 0.9 [Fan 93]) ont montré qu'effectivement la pente d'efficacité est la même dans les deux cas.

En revanche, un rendement quantique inférieur à 1 a des conséquences directes sur la population de l'état excité, car cela réduit l'énergie que l'on peut stocker dans le matériau. Un mauvais rendement quantique est donc surtout dommageable pour des lasers en régime déclenché ou pour des amplificateurs, et ce essentiellement à basse cadence.

I.2. Distribution de température dans un cristal pompé par une diode fibrée.

Toute étude des effets thermiques et thermomécaniques commence par le calcul de la température en tout point du cristal. Nous allons dans ce chapitre calculer cette distribution de température, dans le cas d'un cristal pompé par une diode fibrée.

Nous focaliserons en particulier notre attention sur l'influence qu'a la saturation de l'absorption sur le profil de température, car c'est un effet qui comme on l'a vu est essentiel dans les lasers Ytterbium.

Nous finirons par une discussion concernant le calcul de la température absolue (et non plus simplement du gradient à l'intérieur du cristal), et nous verrons sur quels paramètres on peut jouer pour réduire efficacement l'échauffement d'un cristal.

I.2.1. Équation de la chaleur en régime stationnaire

Pour connaître la distribution de température, il faut résoudre l'équation de la chaleur qui s'écrit, en un point de coordonnées (x, y, z) et à l'instant t [Farrukh 88] :

$$\rho c_p \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} - K_c \nabla^2 T(x, y, z, t) = Q_{th}(x, y, z, t) \quad (I.2.1.)$$

avec : - $T = T(x, y, z, t)$: température en K ;

- ρ : densité en kg.m^{-3} ;

- c_p : chaleur massique en $\text{J.kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$;

- K_c : conductivité thermique en $\text{W.m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$;

- Q_{th} : puissance thermique dissipée par unité de volume en W.m^{-3} . Nous l'appellerons aussi *charge thermique*.

En régime permanent, les termes dépendant du temps s'éliminent et l'équation de la chaleur devient :

$$\nabla^2 T(x, y, z) = -\frac{Q_{th}(x, y, z)}{K_c} \quad (I.2.2.)$$

de telle sorte que la chaleur massique n'est pas un paramètre qui intervient pour les lasers continus. Elle entre en revanche en ligne de compte pour déterminer l'évolution temporelle du profil de température. Dans la suite de cette étude seul le régime stationnaire est envisagé.

Pour obtenir des expressions analytiques, nous ferons l'hypothèse que la densité de flux de chaleur¹ est radiale, c'est-à-dire qu'elle ne dépend que des variables r et z .

Cela revient en fait à faire trois hypothèses :

- 1) le profil de la pompe (et donc de la charge thermique Q_{th}) est à symétrie radiale : dans la pratique la validité est donc limitée aux configurations de pompage transverse homogène

¹ La densité de flux thermique (ou de flux de chaleur) est définie par $\vec{j}_Q = -K_c \vec{\nabla} T$

d'un barreau cylindrique, ou, plus proche de ce qui nous concerne, au pompage longitudinal par laser et **par diode fibrée** ;

- 2) la conductivité thermique du cristal est un scalaire, c'est-à-dire qu'elle est la même quelle que soit la direction considérée dans le cristal. C'est une hypothèse forte car à part pour les matériaux optiquement isotropes (les verres et les cristaux cubiques comme le YAG et le GGG), ce n'est *a priori* pas le cas [Nye 85].
- 3) Le refroidissement est lui aussi radial *dans un plan d'abscisse z* ; c'est-à-dire que la monture du cristal ne privilégie pas le transport de la chaleur dans une direction particulière au sein de ce plan. La monture utilisée pour le refroidissement de nos cristaux (décrite au I.2.5 de ce chapitre) rend tout à fait valide cette hypothèse.

Avec les notations de la figure I.1 (voir tête de ce chapitre) , l'équation de la chaleur devient :

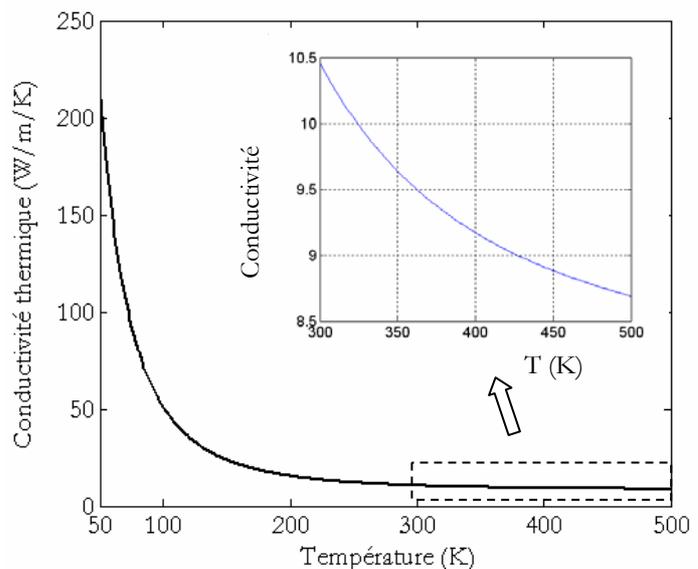
$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = - \frac{Q_{th}(r, z)}{K_c} \quad (I.2.3)$$

Remarque : la conductivité thermique dépend aussi de la température. Une étude effectuée sur une vingtaine de grenats [Slack 71] montre que la conductivité est maximale aux alentours de 30 K (où elle vaut $655 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ pour le YAG, c'est-à-dire plus que le cuivre à température ambiante !), puis décroît. Brown [Brown 97] a repris ces résultats et en a déduit par ajustement une loi empirique, valable pour $T > 50 \text{ K}$:

$$K_c(T) = \frac{a}{(\ln(bT))^c} - \frac{d}{T}$$

avec (pour le YAG) : $a=1.9 \cdot 10^8 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$,
 $b=5.33 \text{ K}^{-1}$, $c = 7.14$,

$d = 3.31 \times 10^4 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}$ (voir allure de la courbe ci-contre pour $T > 50 \text{ K}$). La conductivité chute de plus d'un ordre de grandeur (de 200 à $10.5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ici) lorsque la température passe de 50 à 300 K, alors qu'elle ne varie presque plus au-delà : quand la température passe de 300 à 400 K, la conductivité diminue de seulement 12 % (de 10.5 à $9.2 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$). Puisque nous refroidissons les cristaux à une température proche de la température ambiante (15°C), c'est un aspect que nous pouvons donc négliger.



Il faut donc connaître en tout point du cristal le dépôt de chaleur pour résoudre l'équation (I.2.3) : il y a donc *a priori* autant de solutions que d'architectures de pompage. Avant d'en venir au cas du pompage par diode fibrée qui nous intéresse, voyons quelle est la solution de cette équation dans un cas particulièrement simple.

I.2.2. Cas du pompage transverse homogène : le calcul de Koechner.

Koechner [Koechner 70] est le premier à s'être intéressé, dès 1970, aux problèmes thermiques dans des cristaux de Nd :YAG pompés par flash. Il considère qu'au sein d'un barreau cylindrique de longueur L et de rayon r_0 , la charge thermique est constante et vaut :

$$Q_{th} = \frac{P_{th}}{\pi r_0^2 L} \quad (I.2.4.)$$

où $P_{th} = \eta_b P_{abs}$ est la puissance thermique (en W) dissipée dans le barreau.

Si la température au bord du barreau $T(r_0)$ est supposée connue (nous reviendrons là-dessus au §I-2-5), alors le profil de température est de forme parabolique :

$$T(r) = T(r_0) + \frac{\eta_b P_{abs}}{4\pi r_0^2 L K_c} (r_0^2 - r^2) \quad (I.2.5.)$$

L'écart de température entre le bord et le centre du cristal s'écrit donc :

$$\Delta T = T(0) - T(r_0) = \frac{\eta_b P_{abs}}{4\pi L K_c} \quad (I.2.6.)$$

Il apparaît que ΔT est indépendant du rayon r_0 du cristal ; en revanche il varie comme l'inverse de la longueur : cela explique par exemple que les effets thermiques dans les fibres soient particulièrement faibles.

I.2.3 Cas du pompage longitudinal par diode fibrée (profil « top hat »).

Les hypothèses de Koechner (répartition uniforme de la charge thermique dans l'ensemble du barreau) ne sont pas compatibles avec le pompage longitudinal. En effet, la pompe est dans ce dernier cas concentrée sur une zone beaucoup plus petite que la section transverse du cristal. On trouvera dans les références [Farrukh 88] et [Innocenzi 90] le calcul du profil de température pour un faisceau de pompe ayant un profil *gaussien*, ce qui correspond typiquement au cas du pompage par laser.

Mais excepté pour les diodes monomodes transverses, l'hypothèse d'un profil gaussien pour une diode laser n'est pas réaliste. Les choses se simplifient dès qu'il s'agit de diodes fibrées, car comme on l'a vu en introduction, le profil spatial peut être assimilé à un profil « top hat ». On peut alors calculer la distribution de température.

Le calcul part des hypothèses suivantes :

☑ le coefficient d'absorption linéique est constant et égal au coefficient non saturé α_{NS} : la saturation de l'absorption n'est donc pas prise en compte. Cela signifie que la puissance de pompe $P_p(z)$ dans un plan d'abscisse z vaut $P_p(z) = P_{inc} e^{-\alpha_{NS} z}$; la puissance absorbée vaut alors simplement $P_{abs} = P_{inc} (1 - e^{-\alpha_{NS} l})$.

☑ le flux de chaleur axial (selon z) est négligé² : le calcul de la température est donc effectué séparément dans chaque tranche d'épaisseur infinitésimale dz comme si les tranches situées de part et d'autre n'existaient pas. Cela revient à dire que le flux thermique qui transite par les faces d'entrée et de sortie du cristal est négligeable devant le flux qui se dirige vers le radiateur, censé entourer tout le cristal. Nous reviendrons sur la validité de cette hypothèse à la section I.2.5.

² ce qui revient à négliger le terme $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$ dans l'équation (I.2.3).

⇒ Pour cette raison on peut tenir compte, sans compliquer le modèle, de la divergence de la pompe dans le cristal : il suffit de connaître la loi d'évolution $w_p(z)$, donnée dans notre cas par l'éq. I.1 (voir introduction au § I).

En considérant que la charge thermique est dans chaque tranche d'abscisse z un disque de rayon $w_p(z)$, l'écart de température par rapport au bord est alors donné par [Chen 97] :

$$T(r, z) - T(r_0, z) = \frac{\eta_h P_{abs} \alpha_{NS} e^{-\alpha_{NS} z}}{4\pi K_c (1 - e^{-\alpha_{NS} L})} \times \begin{cases} \ln\left(\frac{r_0^2}{w_p^2(z)}\right) + 1 - \frac{r^2}{w_p^2(z)} & r \leq w_p(z) \\ \ln\left(\frac{r_0^2}{r^2}\right) & r > w_p(z) \end{cases} \quad (1.2.7.)$$

le profil de température est donc parabolique à l'intérieur de la zone pompée, et logarithmique en dehors. L'allure de la courbe est représentée à la figure I.2.1, à z fixé.

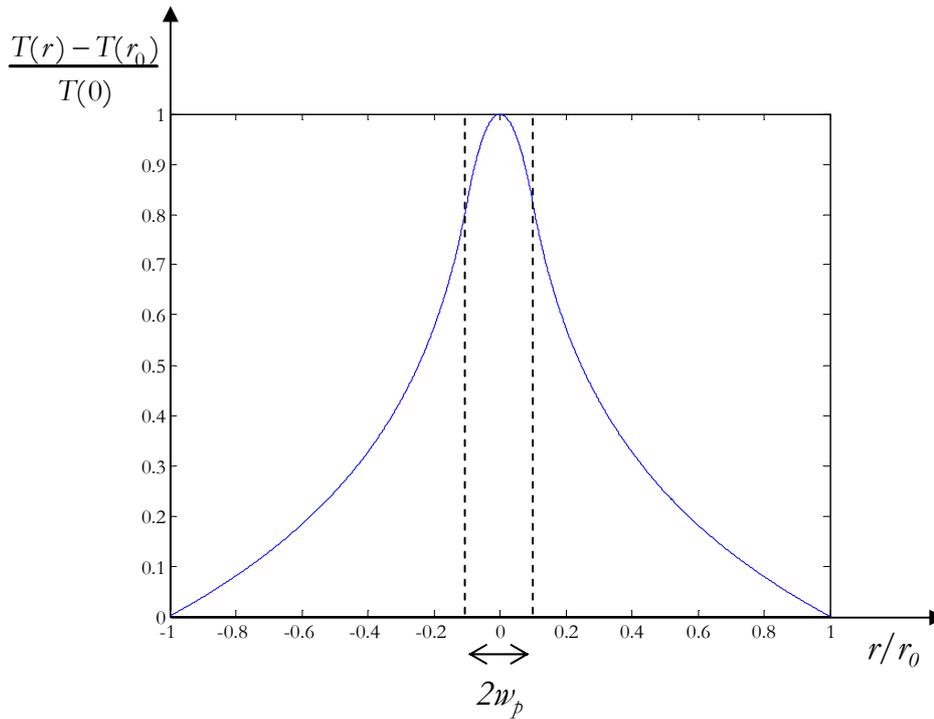


Figure I.2.1 : Distribution de température normalisée dans un cristal pompé par une diode fibrée au profil top hat (ici $w_p/r_0 = 0.1$), dans un plan d'abscisse z .

La figure I.2.2 représente une vue en 3 dimensions de la différence de température $T(r, z) - T(r_0, z)$ avec les valeurs correspondant au cristal de GdCOB ($\alpha_{NS} = \sigma_{abs}^p N_{Yb} = 7.4 \text{ cm}^{-1}$ et $K_c = 2.1 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$). La fraction thermique est prise pour simplifier égale au défaut quantique (soit $\eta_h = 0.065$ pour un effet laser à 1044 nm). L'élévation de température maximale (au niveau de la face d'entrée) atteint 165 °C. Notons que le waist de la

pompe, comme convenu dans l'introduction, est situé à l'intérieur du cristal (à la distance de 1 mm).

Le fait de prendre en compte la divergence de la pompe dans le cristal fait que l'évolution de la température au centre du cristal (en $r = 0$) n'est plus exponentielle.

Nous allons dans la suite nous intéresser à ce qui se passe à l'intérieur de la zone pompée, puisque le diamètre du faisceau de cavité est choisi égal ou légèrement inférieur au diamètre du faisceau de pompe. Ce qui compte alors, c'est le gradient de température exprimé en fonction de la température au centre du cristal, $T(r = 0)$.

Pour $r \leq w_p$ il vaut :

$$\Delta T(r, z) = T(r = 0, z) - T(r, z) = \frac{\eta_h P_{abs}}{4\pi K_c} \frac{\alpha_{NS} e^{-\alpha_{NS} z}}{1 - e^{-\alpha_{NS} L}} \frac{r^2}{w_p^2(z)} \quad (I.2.8.)$$

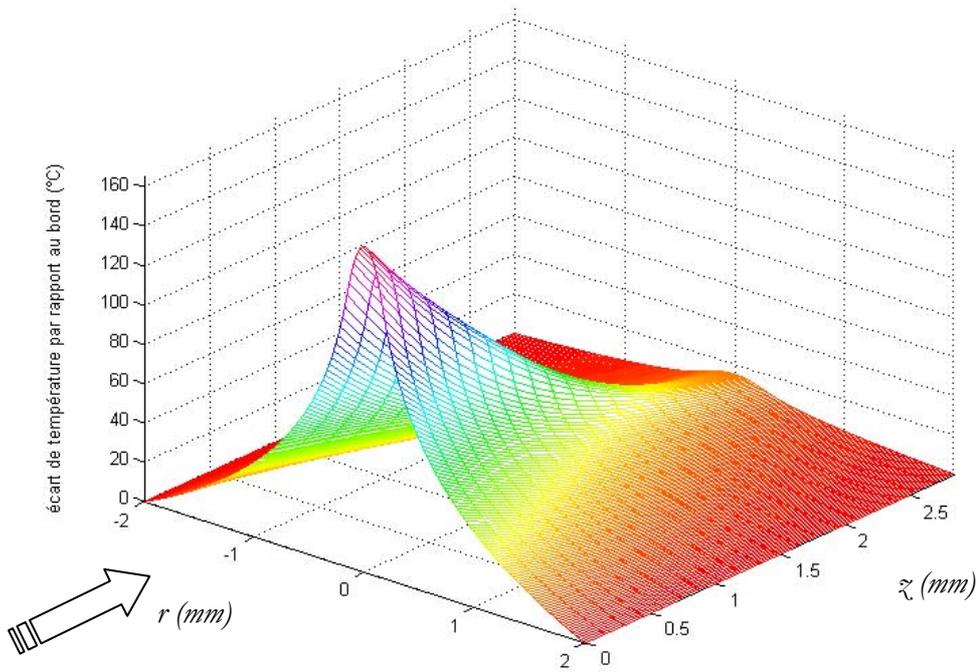


Figure I.2.2 : Distribution de température (dans un cristal de GdCOB) : la divergence de la pompe est prise en compte mais pas la saturation de l'absorption. La flèche indique le sens de propagation du faisceau de pompe.

Il apparaît que le gradient est indépendant de la taille du cristal ; non seulement il ne dépend pas de son rayon r_0 , mais il ne dépend pas non plus de sa longueur L , alors que c'était le cas dans le modèle simple de Koechner (éq. I.2.5). Ce qui compte ici, et c'est un résultat intuitif, c'est la longueur sur laquelle la pompe est absorbée (qui est de l'ordre de grandeur de $L_{abs} = 1/\alpha_{NS}$). Autre point important : le gradient est inversement proportionnel à la surface de la zone pompée.

I.2.4 Prise en compte de la saturation de l'absorption.

Nous avons soulevé dans la première partie l'importance que revêt le phénomène de saturation d'absorption dans les matériaux dopés à l'ytterbium. Nous avons vu que négliger ce phénomène amène une surestimation significative de la puissance absorbée, surtout quand l'effet laser est inhibé. De plus, lorsque la pompe diverge à l'intérieur du cristal la saturation est plus accentuée au voisinage du waist, ce qui laisse prévoir que la distribution de température va être modifiée.

On peut généraliser la formule (I.2.7) pour prendre en compte la saturation d'absorption. Si en effet la puissance de pompe suit une loi $P_p(z)$ à l'intérieur du cristal (qui n'est donc plus exponentielle comme dans le cas non saturé), la charge thermique générée dans un cylindre de rayon $w_p(z)$ et d'épaisseur dz vaut :

$$Q_{th}(z) = \frac{-\eta_h dP_p(z)}{\pi w_p^2(z) dz} \quad (I.2.9.)$$

où $-dP_p(z)$ représente la puissance absorbée dans la tranche d'épaisseur dz .

On obtient alors :

$$T(r, z) - T(r_0, z) = \frac{-\eta_h \frac{dP_p(z)}{dz}}{4\pi K_c} \times \begin{cases} \ln\left(\frac{r_0^2}{w_p^2(z)}\right) + 1 - \frac{r^2}{w_p^2(z)} & r \leq w_p(z) \\ \ln\left(\frac{r_0^2}{r^2}\right) & r > w_p(z) \end{cases} \quad (I.2.10.)$$

ou, de façon équivalente, à l'intérieur de la zone pompée :

$$T(0, z) - T(r, z) = \frac{-\eta_h \frac{dP_p(z)}{dz}}{4\pi K_c} \frac{r^2}{w_p^2(z)} \quad (I.2.11.)$$

Pour évaluer le terme $\frac{dP_p(z)}{dz}$, on écrit l'évolution de l'intensité de pompe dans le cristal en présence de saturation d'absorption *et en l'absence d'effet laser* :

$$\frac{dI_p}{dz} = \frac{-\alpha_{NS} I_p}{1 + \frac{I_p}{I_{p,sat}}} \quad (I.2.12.)$$

où α_{NS} désigne toujours le coefficient d'absorption en régime *non saturé*. Puisque le profil de la pompe est considéré comme *top hat*, l'intensité I_p est simplement reliée à la puissance à l'abscisse z par :

$$I_p(z) = \frac{P_p(z)}{\pi w_p^2(z)} \quad (I.2.13.)$$

$I_{p_{sat}}$ est quant à lui donné par la spectroscopie du matériau (voir première partie, § I.2.2) :

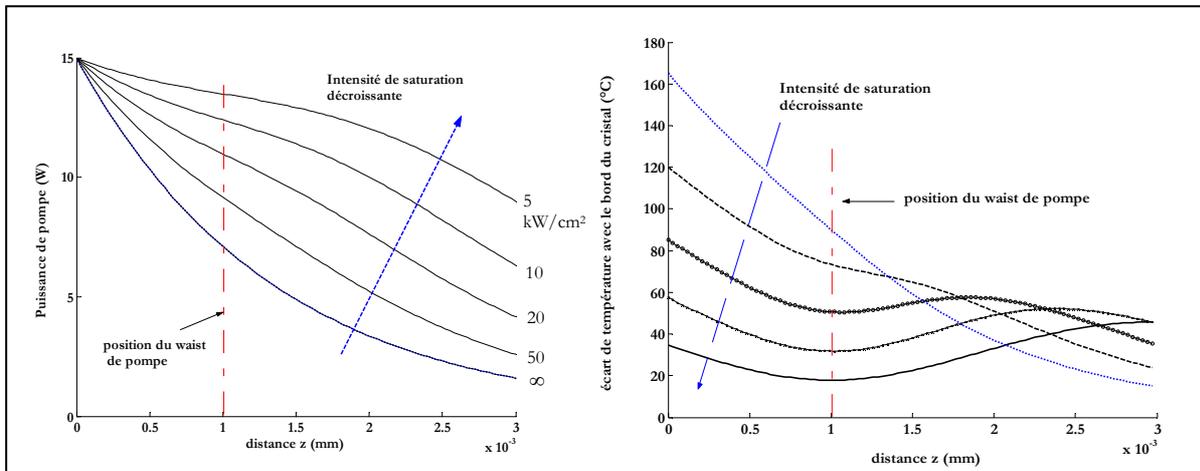


Figure I.2.3 : Évolution de la puissance de pompe (à gauche) et de l'écart maximal de température entre le centre et le bord du cristal $T(0) - T(r_0)$ (à droite) en fonction de l'abscisse z dans le cristal. Les 5 valeurs d'intensité de saturation sont : $I_{p_{sat}} = \infty - 50 - 20 - 10 - 5 \text{ kW/cm}^2$. (on a pris pour tracer ces courbes $\eta_b = 0.065$ et $K_c = 2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)

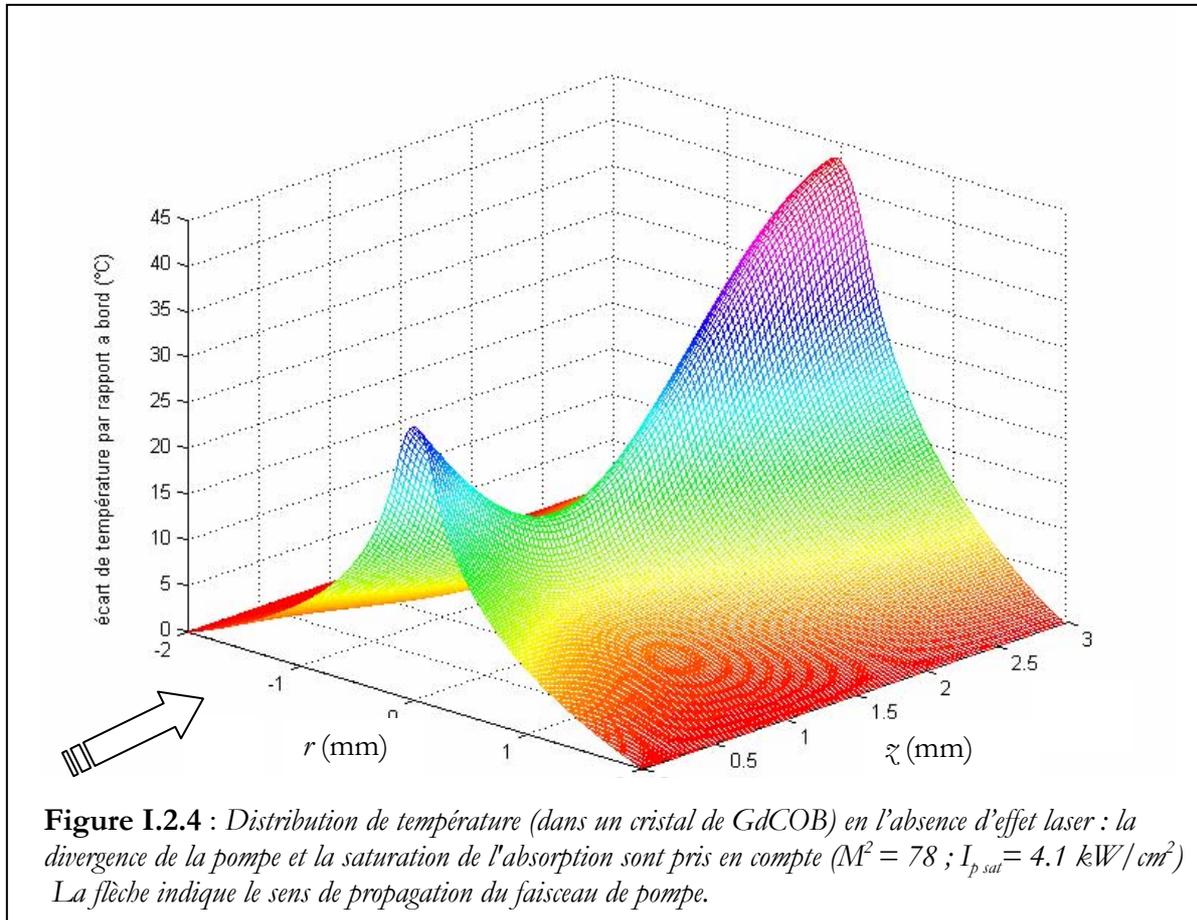


Figure I.2.4 : Distribution de température (dans un cristal de GdCOB) en l'absence d'effet laser : la divergence de la pompe et la saturation de l'absorption sont pris en compte ($M^2 = 78$; $I_{p_{sat}} = 4.1 \text{ kW/cm}^2$) La flèche indique le sens de propagation du faisceau de pompe.

$$I_{p_{sat}} = \frac{hc}{\lambda_p (\sigma_{abs}^p + \sigma_{em}^p) \tau} \quad (I.2.14.)$$

L'évolution de la puissance de pompe dans le cristal est donc gouvernée par la loi suivante³ :

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = \frac{-\alpha_{NS} P_p(z) I_{p_{sat}} \pi w_p^2(z)}{P_p(z) + I_{p_{sat}} \pi w_p^2(z)} \quad (I.2.15.)$$

On peut résoudre cette équation numériquement et l'injectée dans (I.2.11.) pour évaluer la distribution de température.

La validité de cette hypothèse a été vérifiée grâce à une expérience d'imagerie de la fluorescence du cristal à travers une face externe polie du cristal. Ces expériences et la comparaison avec un modèle théorique sont présentées dans l'encadré de la page suivante. Elles montrent que la prise en compte de la saturation de l'absorption en considérant que le faisceau est parfaitement « top hat » est tout à fait justifiée. Incidemment, elles montrent aussi que lorsque la puissance laser est optimisée (et c'était le cas pour ces expériences), le waist du faisceau de pompe se situe à 1/3 de la longueur du cristal : voici pourquoi nous avons adopté cette valeur.

Pour mieux illustrer l'importance de la saturation de l'absorption, on a représenté à la figure I-2-3, l'évolution conjointe de la puissance de pompe $P_p(z)$ et de la différence de température $T(0) - T(r_0)$ entre le centre et le bord du cristal, en fonction de l'abscisse z , pour différentes valeurs de l'intensité de saturation $I_{p_{sat}}$. Nous faisons varier ce paramètre pour mieux appréhender l'effet de la saturation de l'absorption sur le profil de température, même s'il va de soi que c'est une constante pour un matériau donné.

À puissance incidente égale (15 Watts), la puissance absorbée est naturellement plus faible en présence de saturation d'absorption, ce qui explique que l'échauffement global diminue nettement lorsque l'intensité de saturation diminue. Sur la figure **I-2-3** on voit également nettement que la divergence de la pompe dans le cristal joue un rôle important : à partir d'une certaine intensité de saturation (ou, pour être plus réaliste, à partir d'une certaine puissance de pompe dans un matériau donné), la température passe par un minimum au niveau du waist du faisceau de pompe. Si l'on imagine une tranche de cristal au voisinage du waist, c'est à cet endroit que l'effet de saturation est le plus fort, c'est donc là que les photons de pompe seront le moins absorbés : c'est donc logiquement l'endroit où l'échauffement sera le plus faible. Évidemment si la saturation n'est pas trop forte, l'essentiel des photons peut avoir été absorbé passée une certaine abscisse dans le cristal : la température se remet alors à chuter après ce point comme dans le cas non saturé. C'est exactement ce qui se passe sur la fig. I.2.3 pour $I_{p_{sat}} = 20 \text{ kW/cm}^2$ par exemple.

³ On trouvera l'expression équivalente démontrée dans le cas où le profil de pompe est gaussien dans [Sanchez 98].

Imagerie de la fluorescence dans le cristal : mise en évidence de la saturation de l'absorption et validation des hypothèses du modèle.

Expérience : Avec une caméra CCD (Spiricon 10 bits) on fait l'image de la fluorescence à travers la face supérieure, polie, du cristal. Pour éviter la réabsorption on sélectionne, grâce à un filtre interférentiel, la fluorescence émise autour d'une longueur d'onde élevée (ici 1064 nm). Le système d'imagerie est très peu ouvert ($\sim f/50$).

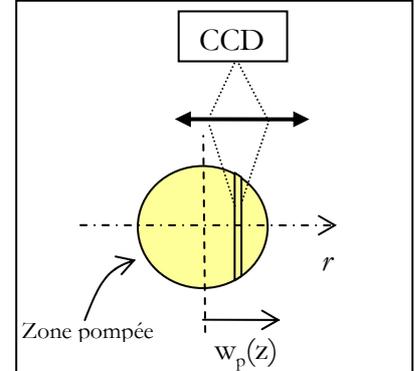
Modèle : Le profil de pompe est supposé *top hat*. Puisque le système optique d'imagerie est très peu ouvert, on considère que l'éclairement mesuré est proportionnel au nombre d'atomes excités situés sur une ligne verticale, comme représenté sur la figure ci-contre.

D'autre part la densité d'ions excités en fonction de l'intensité de pompe est donnée par :

$$N_2 = \frac{\sigma_{abs}^p N_{yb} I_p \tau}{(\sigma_{em}^p + \sigma_{abs}^p) I_p \tau + 1} \quad (\text{voir défs. dans le texte}), \text{ ce qui prend bien en compte la}$$

saturation de l'absorption. D'où l'on déduit l'expression littérale pour l'intensité de

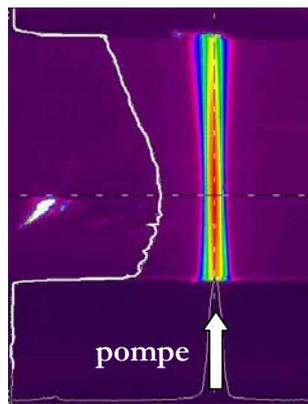
$$I_{fluo}(r, z) = 2\sqrt{w_p^2(z) - r^2} \frac{N_2(r, z)}{\tau}.$$



Résultats : obtenus avec un cristal de GdCOB (dopé 15 %). La première figure montre les images obtenues en régime non saturé (la longueur d'onde est fortement décalée du maximum d'absorption : il n'y a pas de saturation et la puissance absorbée est faible). La courbe du bas montre la fluorescence à puissance maximale (13.7 W à 976 nm). Le faisceau de pompe se propage de bas en haut pour toutes les figures.

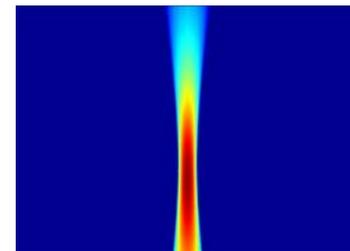
SANS saturation de l'absorption :

($P_{inc} = 1 \text{ W}$
 $P_{abs} = 200 \text{ mW}$)



expérience

Coupe expérimentale du profil d'intensité au centre (en $r = 0$)

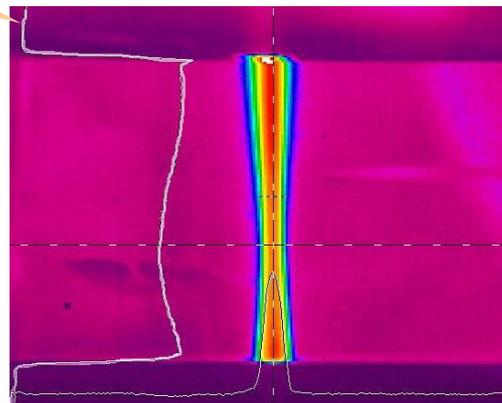


modèle

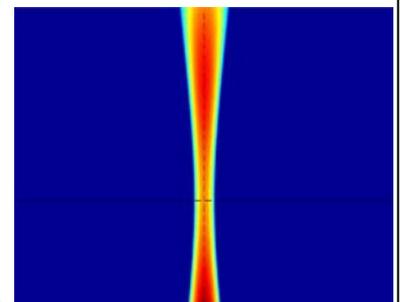
Coupe théorique du profil d'intensité au centre (en $r = 0$)

AVEC saturation de l'absorption :

($P_{inc} = 13.7 \text{ W}$
 $P_{abs} = 6 \text{ W}$
 $I_{psat} = 4.1 \text{ kW/cm}^2$)



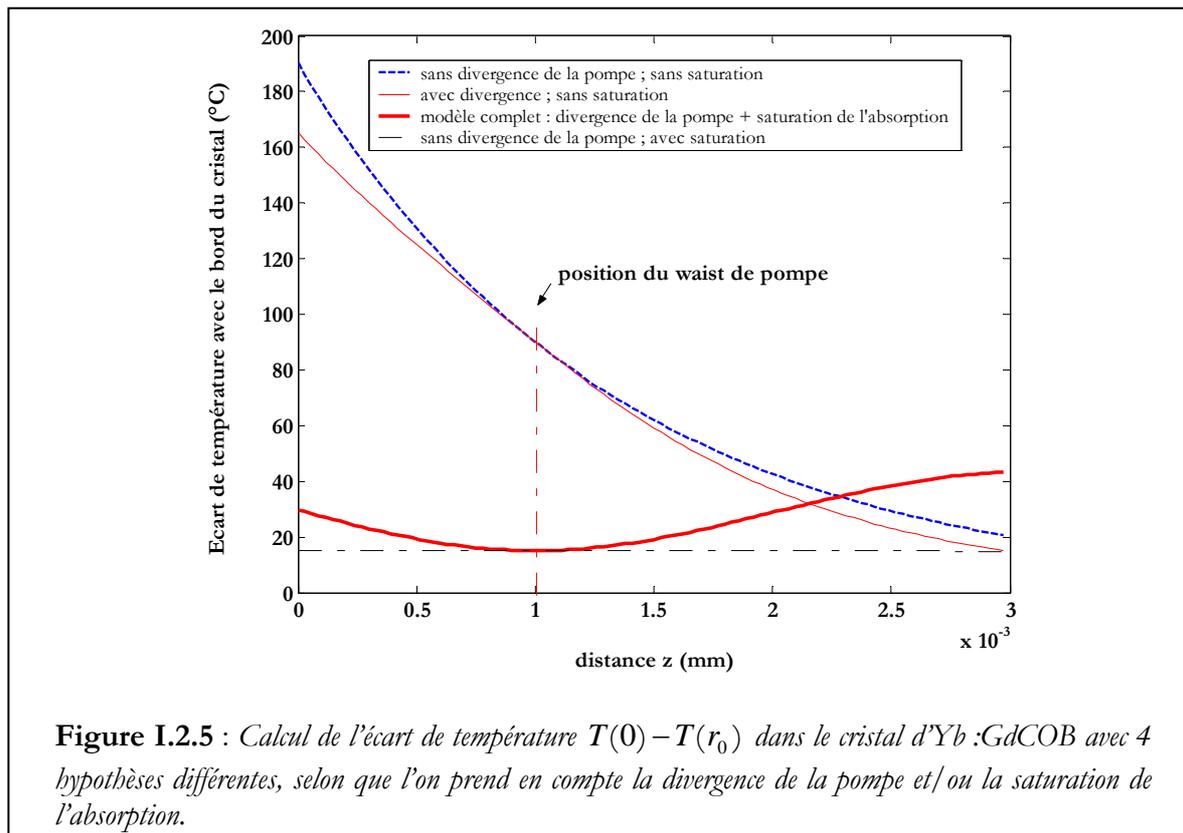
expérience



modèle

Conclusion : on constate un très bon accord qualitatif entre l'expérience et la théorie. Les différences les plus visibles se situent au voisinage de la face de sortie du cristal, et peuvent s'expliquer par le fait que le profil de pompe s'écarte d'un profil « top hat » idéal quand on s'éloigne du waist, comme on l'a vu dans l'introduction de ce chapitre.

Ces expériences mettent en évidence de façon très visuelle la saturation de l'absorption et valident le fait qu'on peut la prendre en compte en considérant un simple profil « top hat » pour la pompe.



On trouvera à la figure I.2.4 la distribution de température dans le cas où l'on prend en compte la saturation de l'absorption *et* la divergence de la pompe dans le cristal d'Yb:GdCOB, puis à la figure I.2.5 une comparaison des profils de température calculés au centre du cristal avec différentes hypothèses.

On voit donc que ne pas prendre en compte la saturation de l'absorption dans un matériau comme le GdCOB dopé à 15 %, qui possède à la fois un fort coefficient d'absorption non saturée (7.4 cm^{-1}) et une faible intensité de saturation (4.1 kW/cm^2), conduit à surestimer la puissance absorbée (13.4 W au lieu de 5.3 W avec ce modèle) mais également à faire une erreur conséquente sur le profil de température.

Bien sûr il faut nuancer ces propos en se rappelant que ces derniers résultats représentent ce qui se passe *en l'absence d'effet laser*, et que la situation réelle lorsque l'oscillation laser est présente est intermédiaire entre le cas « non saturé » et le cas saturé. Mais nous aurons l'occasion d'y revenir amplement quand il s'agira d'interpréter les résultats expérimentaux.

I.2.5 Détermination de la température absolue : le problème des conditions aux limites

Nous allons, pour finir cette partie consacrée à la distribution de température, évoquer un aspect qui ne concerne pas directement le calcul de la lentille thermique : c'est le problème de la détermination de la température absolue dans le cristal.

En effet, notre objectif étant de montrer comment les effets thermiques jouent sur la propagation du faisceau laser, seul compte le gradient de température « vu » par le faisceau de cavité à l'intérieur du cristal. Et le gradient ne dépend pas de la température, comme l'atteste l'équation

I.2.11, avec les hypothèses simplificatrices que nous avons exposées au § I.2.1 (voir la « remarque »).

Cependant, la température absolue est une donnée fondamentale pour les lasers de type quasi-trois niveaux, puisqu'elle a un impact sur le fonctionnement laser ; il est donc indispensable d'évoquer ici comment on la calcule et quelles tendances on peut en tirer.

Connaître la température absolue, c'est être capable d'évaluer les conditions aux limites dans l'équation de la chaleur, ce qui revient ici à estimer la température $T(r_0)$ au bord du cristal.

I.2.5.1. Dispositif de refroidissement

Le refroidissement du cristal s'effectue comme représenté à la figure I.2.6 : les faces d'entrée et de sortie sont en contact direct avec l'air, et les quatre autres faces sont entourées d'indium, puis serrées contre trois surfaces de cuivre. Pour simplifier nous considérons que la face supérieure est elle aussi en contact indirect avec du cuivre. L'indium est un métal mou dont la forme s'adapte aux éventuelles aspérités du cuivre ou du cristal, ce qui permet d'assurer un bon contact thermique.

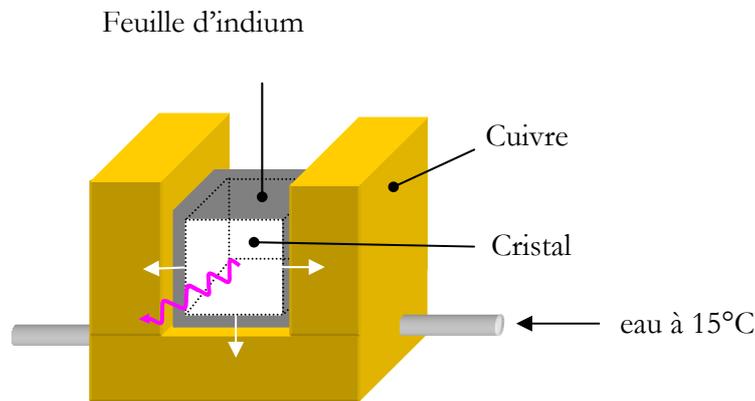


Figure I.2.6 : Schéma de la monture du cristal. Une feuille d'indium (épaisseur inférieure au millimètre) entoure le cristal qui est en contact (par trois de ses faces) avec un bloc de cuivre maintenu à la température $T_c=15^\circ\text{C}$ grâce à une circulation d'eau en circuit fermé. La chaleur diffuse vers le cuivre, via l'indium, par conduction (flèches droites), mais aussi a priori par les faces d'entrée et de sortie par convection et rayonnement (flèche en zig-zag).

I.2.5.2. Conditions aux limites

L'équation de la chaleur étant une équation du second ordre, il faut deux conditions aux limites : la première consiste à écrire qu'il y a continuité du flux de chaleur à travers la surface, c'est-à-dire (en supposant pour simplifier que le cristal est en contact direct avec le cuivre) :

$$K_{\text{cristal}} \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{\text{dans le cristal}} = K_{\text{cuivre}} \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{\text{dans le cuivre}} \quad (\text{I.2.16.})$$

où \mathbf{n} est la normale à la surface, et donc $\partial/\partial n$ la dérivée normale.

Le cuivre et l'indium sont tous deux d'excellents conducteurs de la chaleur : leurs conductivités thermiques valent $K_{\text{cuivre}} \approx 400 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $K_{\text{indium}} \approx 820 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et sont donc en moyenne

supérieures de deux ordres de grandeur aux conductivités des matériaux laser. Cela revient donc à dire qu'il n'y a pas de gradient de température à l'intérieur du cuivre et que sa température vaut en tout point T_c .

Passons à la seconde condition aux limites.

Si le contact thermique est parfait, il y a simplement continuité de la température au bord du cristal :

$$T(r_0) = T_c \quad (\text{I.2.17.})$$

Malheureusement cette condition très simple n'est, en pratique, valide que pour un contact très intime entre les deux matériaux [Carslaw 86]. Même pour des surfaces planes pressées l'une contre l'autre, elle est généralement fautive. La condition aux limites la plus réaliste est alors la loi de Newton, qui établit que le flux de chaleur à travers la surface est proportionnel à la différence de température entre le bord du cristal et le radiateur :

$$\mathbf{j}_q \cdot \mathbf{n} = -K_c \frac{\partial T}{\partial n} = H(T(r_0) - T_c) \quad (\text{I.2.18.})$$

où \mathbf{j}_q est la densité de flux thermique. H est le *coefficient surfacique de transfert de chaleur* ou *conductance de surface* (exprimée en $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$) et caractérise donc le contact thermique. Il est infini si ce dernier est parfait (on retrouve alors l'équation I.2.17).

La condition (I.2.18.) s'applique ordinairement aux cas du refroidissement par convection (quand le cristal est en contact direct avec un fluide en mouvement à la température T_c), ou bien au cas du refroidissement par rayonnement⁴. Mais elle est également utilisable lorsque l'on considère un contact entre deux solides de conductivités thermiques différentes, car entre deux surfaces *a priori* en contact se trouve généralement [Carslaw 86] une couche très mince d'oxyde ou de graisse, ou même simplement d'air, qui possède une conductivité thermique déplorable, et qui joue ainsi le rôle d'une résistance thermique élevée. Il existe alors une différence de température entre les deux surfaces, ce qui donne lieu à une condition aux limites du type (I.2.18)⁵.

L'indium étant mou en plus d'être très bon conducteur de chaleur, il est censé rendre ce contact thermique très bon, sans que l'on puisse néanmoins le caractériser de façon simple.

Il va de soi que la détermination du coefficient de transfert H n'est pas quelque chose de trivial, ce qui pose la limite d'une connaissance théorique précise de la température absolue dans un cristal.

I.2.5.3. Ordre de grandeur des conditions aux limites dans notre géométrie de pompage

De nombreux travaux ont été faits en vue de prévoir théoriquement la valeur de la conductance H quand le refroidissement se fait (essentiellement par convection) grâce à un liquide circulant autour du cristal : ce fut longtemps en effet la seule technique de refroidissement adaptée aux lasers de puissance, qui étaient construits à base de barreaux cylindriques pompés transversalement sur toute leur périphérie. Ce n'est finalement que depuis peu, avec l'avènement d'architectures de type « slab » [Eggleston 84] ou « disque mince » [Giesen 94], dans lesquelles le

⁴ Dans ce cas H est déduite de la loi du corps noir et se retrouve donc proportionnelle au cube de la température absolue de la surface : $H_{\text{radiatif}} = 4\varepsilon\sigma T_{\text{air}}^3$ (ε = émissivité, σ = constante de Stefan-Boltzmann) [Farrukh 88].

⁵ Des mesures du coefficient H [Jacobs 41] entre deux surfaces d'argent polies avec une « qualité optique » selon les auteurs, pressées l'une contre l'autre dans le vide, montrent que H ne vaut que 0.07 lorsque la pression exercée est de 2 kg/cm^2 , au lieu d'être très supérieur à 1 comme on pourrait s'y attendre si le contact thermique était parfait.

pompage et l'évacuation de la chaleur se font dans des directions différentes, que le refroidissement par conduction a pu être adopté.

Les données sur les valeurs de conductance pour le refroidissement par conduction sont de fait pratiquement inexistantes dans la littérature. Quelques résultats isolés permettent néanmoins de fixer un ordre de grandeur : il est de l'ordre de $1 \text{ W.cm}^{-2}.\text{K}^{-1}$ [Koechner 99, Peng 01], ce qui est à peu près comparable à ce qu'on obtient typiquement avec un refroidissement par eau (H compris entre 1 et $5 \text{ W.cm}^{-2}.\text{K}^{-1}$ selon la nature du fluide, son débit, et la géométrie du système [Farrukh 88])

Par contre, il est facile (en comparaison) d'évaluer le coefficient H pour les faces qui sont en contact direct avec l'air (dans notre cas, les faces d'entrée et de sortie). Dans la référence [Cousins 92] il est montré que la conductance liée à la convection libre et celle liée au rayonnement dans l'air sont toutes les deux de l'ordre de $10^{-3} \text{ W.cm}^{-2}.\text{K}^{-1}$. C'est donc approximativement trois ordres de grandeur de moins que le coefficient H de conduction vers le cuivre. Cela revient à dire que les faces en contact avec l'air sont quasiment isolées thermiquement, **ce qui valide l'hypothèse du flux purement radial faite au § I.2.3.**

Il reste à voir si dans « notre » configuration de pompage, la différence de température est significative. En utilisant les relations (I.2.7.) et (I.2.18.) on en déduit l'écart :

$$T(r_0) - T_c = \frac{K_c}{H} \left| \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{(r_0)} = \frac{K_c}{H} \frac{2(T(0) - T(r_0))}{r_0 \left(1 + 2 \ln \frac{r_0}{w_p} \right)} \quad (\text{I.2.19.})$$

où $T(0) - T(r_0)$ est l'écart maximal entre le centre et le bord qui a été calculé dans les paragraphes précédents.

Avec $H = 1 \text{ W.cm}^{-2}.\text{K}^{-1}$ et en reprenant les résultats du § I.2.4 (avec prise en compte de la saturation de l'absorption et de la divergence de la pompe), toujours dans le cristal de GdCOB, on aboutit à $T(r_0) - T_c \approx 1^\circ\text{C}$, ce qui est négligeable. Si l'on ne prend pas en compte la saturation, l'écart n'est toujours au maximum que de 6°C . On pourra donc considérer que dans notre géométrie de pompage une condition aux limites de type (I.2.17) est justifiée. Ce faible écart est compréhensible lorsque l'on regarde le profil de la distribution de température de la figure I.2.1. Le fait de concentrer l'énergie de la pompe sur une surface bien plus petite que la section transverse du cristal rend le gradient de température *au bord* (en $r=r_0$) très faible, et donc le flux de chaleur vers le radiateur faible également, comparé à ce qu'il vaut au voisinage du centre. Ce n'est bien sûr pas le cas en pompage transverse, lorsqu'on a des profils de températures paraboliques (voir § I.2.2) : la différence de température peut alors devenir significative et la qualité du contact thermique est alors plus critique.

I.2.5.4. Conclusion : sur quels paramètres peut-on jouer pour diminuer la température ?

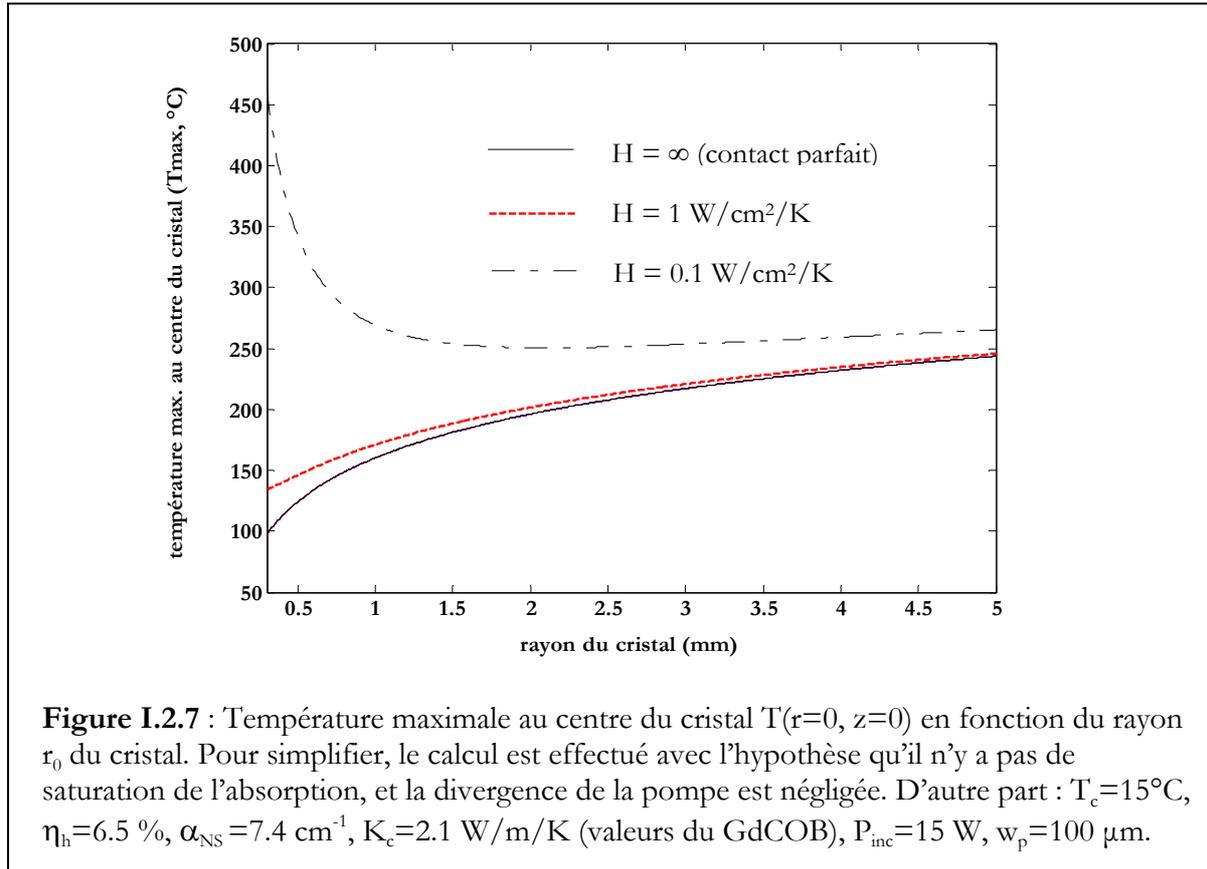
Pour conclure, résumons quelle est l'influence des différents paramètres sur la température. Pour cela écrivons une relation simplifiée, en supposant qu'il n'y a pas de saturation ni de divergence de la pompe dans le cristal. Avec une condition aux limites de type (18.), la température maximale T_{\max} , obtenue au centre du cristal, vaut :

$$T_{\max} = T_c + \frac{\eta_h P_{\text{inc}} \alpha}{2\pi} \left[\frac{1}{H.r_0} + \frac{1}{2K_c} \left(1 + 2 \ln \frac{r_0}{w_p} \right) \right] \quad (\text{I.2.20.})$$

Pour réduire T_{max} on peut alors :

- *Augmenter le diamètre de la zone pompée w_p* : c'est évidemment la méthode la plus directe, mais en diminuant l'intensité de pompe on diminue le taux d'inversion et du même coup l'efficacité laser.
- *Augmenter le coefficient de transfert surfacique H* . Il est intéressant de noter que l'amélioration du contact thermique entre le cristal et la monture froide ne peut avoir pour conséquence que de diminuer la température dans tout le cristal de façon uniforme. **En aucun cas cela ne peut diminuer le gradient à l'intérieur du cristal, donc la lentille thermique.** Les effets d'une augmentation de H pourraient néanmoins être sensibles sur les performances d'un laser ytterbium. L'amélioration du contact thermique pourrait passer par exemple par l'application d'une pression ou par la réalisation de matériaux composites transverses. Pour savoir si des travaux méritent d'être menés dans cette direction, il faudrait pouvoir évaluer dans la configuration actuelle le coefficient de transfert surfacique H . Nous avons vu dans le paragraphe précédent que l'effet ne sera significatif que si H est très inférieur à $1 \text{ W.cm}^{-2}.\text{K}^{-1}$, ce qui s'avère en fait peu probable. Une façon de le faire serait de mesurer directement la température dans un cristal pompé. Ce travail est en projet au laboratoire, grâce à une méthode de thermographie infrarouge (par imagerie directe de la zone pompée avec une caméra thermique).
- *Diminuer T_c* : si la température du radiateur est abaissée mais reste toujours de l'ordre de grandeur de la température ambiante (en utilisant donc une technique de refroidissement classique : par circulation d'eau ou par effet thermoélectrique), on ne fait que diminuer la température uniformément dans le cristal, sans réduire la lentille thermique. En revanche si on refroidit bien en dessous de l'ambiante (grâce à un cryostat par exemple), la courbe exposée dans la « remarque » du § I.2.1 montre que la conductivité thermique augmente significativement, ce qui permet en plus une baisse du gradient thermique. Cette démarche a été appliquée avec succès pour réduire le gradient de température dans un barreau de saphir dopé au titane, au sein d'une chaîne laser femtoseconde de forte énergie [Ferré 02].
- *Diminuer la taille du cristal ?* Nous avons déjà remarqué que la taille du cristal ne jouait pas sur le gradient thermique. Pour étudier son influence sur la température absolue, traçons T_{max} en fonction de r_0 pour différentes valeurs de H (figure I.2.7). Dès lors que le rayon du cristal dépasse à peu près 10 fois le rayon de la zone pompée, c'est-à-dire ici 1 mm, la température varie très lentement avec le rayon. En pratique, on peut réduire la température en utilisant de petits cristaux, mais à condition qu'ils soient vraiment petits (voir par exemple [Kopf 97]). Avec les moyens dont nous disposons pour polir nos cristaux, il n'est pas facile d'obtenir des cristaux dont la section transverse est inférieure à 2 mm de côté : on peut donc considérer que **la section transverse du cristal n'est pas un paramètre sur lequel on peut jouer efficacement.** D'autre part, comme on peut s'y attendre, l'effet d'un mauvais contact thermique se fait essentiellement sentir pour des cristaux dont la dimension serait comparable à celle de la zone pompée. Avec des cristaux de dimensions tout juste supérieures à la taille de la zone pompée, il faut alors apporter un soin tout particulier au contact thermique. Pour fixer les idées, comme l'illustre la figure I.2.7, un petit cristal mal refroidi (par exemple $r_0 = 0.5 \text{ mm}$ et $H = 0.1 \text{ W.cm}^{-2}.\text{K}^{-1}$) est beaucoup moins bon qu'un cristal de taille « standard » correctement refroidi ($r_0 = 2 \text{ mm}$; $H = 1 \text{ W.cm}^{-2}.\text{K}^{-1}$) puisque la différence de température entre les deux cas avoisine les 200 °C.

- *Rajouter une composante axiale au flux de chaleur* : cela n'apparaît pas dans l'équation car elle a été établie en faisant l'hypothèse d'un flux radial, mais on peut ajouter un flux de chaleur axial en apposant sur la face d'entrée du cristal un « radiateur transparent », en pratique un morceau de cristal non dopé : c'est le principe du matériau composite, dont nous étudierons un exemple. Le contact thermique est alors proche de la perfection puisqu'il s'agit d'un soudage par diffusion (voir [Gaumé 02]).



I.3. Effets thermomécaniques : contraintes et phénomènes de fracture.

Commençons par préciser un petit point de vocabulaire : les effets *thermomécaniques* relient les contraintes et les déformations qui apparaissent à l'intérieur d'un cristal à un échauffement : c'est par leur étude que l'on peut par exemple appréhender le phénomène de fracture, l'effet thermique le plus dévastateur. Les effets *thermo-optiques*, quant à eux, relient la modification des indices de réfraction (linéaires) à l'échauffement, et nécessitent pour leur calcul la connaissance des effets thermomécaniques. Ils seront traités dans la section suivante.

Le but de ce chapitre et du suivant est donc de présenter une sorte de synthèse théorique sur ces deux effets, dans les lasers pompés par diode. Comme pour la partie précédente, on se contentera de quelques formules analytiques qui expriment les tendances générales. Mais pour comprendre ces effets, il est nécessaire d'avoir des connaissances de base en élasticité. Or ces connaissances ne font traditionnellement pas partie de la formation initiale de l'« opticien ordinaire », dont je suis un exemple. Il m'a donc semblé utile, bien que très en dehors du sujet de cette thèse, d'exposer les quelques notions indispensables pour comprendre ce qui va suivre. Pour ne pas surcharger la discussion, on les trouvera réunies dans l'annexe A (définition des contraintes et des déformations, des axes principaux, du tenseur des coefficients élastiques, du module d'Young et du coefficient de Poisson).

D'autre part, qui dit solution analytique pour ce genre de problème dit forcément approximations. Et on ne peut raisonnablement pas donner les équations des contraintes dans un cristal sans préciser dans quel cas elles sont valides : cela explique la relative longueur de ce chapitre, et son caractère un peu plus didactique. Pour une lecture rapide, on peut cependant directement passer au § I.3.2.4.

I.3.1. Les contraintes thermiques : la loi de Hooke en présence de dilatation.

Le tenseur élastique permet de relier les contraintes dans un corps solides aux déformations (voir annexe A). Tant que l'on ne considère pas les effets thermiques, l'étude de l'élasticité consiste généralement à calculer les déformations subies par un solide lorsqu'il est soumis à un certain nombre de contraintes extérieures bien connues. La situation se complique quand viennent s'ajouter des effets thermiques.

Lorsque le solide est libre de se déformer sans aucune contrainte, l'effet d'expansion thermique, relie les déformations ε_{ij} à l'élévation de température ΔT [Nye] :

$$\varepsilon_{ij} = \alpha_{Tij} \Delta T \quad (\text{I.3.1.})$$

Les coefficients d'expansion thermique, ou de dilatation, α_{Tij} sont *a priori* aussi nombreux que les ε_{ij} mais leur nombre peut se réduire à trois, à condition de se placer dans le système des axes principaux de la déformation. Ici, aucune contrainte extérieure ne vient imposer une direction particulière à ces axes, qui se retrouvent donc fixés par la seule symétrie du cristal. Cela veut dire qu'un cristal optiquement isotrope comme le YAG ou le GGG a un seul coefficient d'expansion thermique α_T ; un cristal uniaxe (BOYS, SYS) en a deux, et un cristal biaxe (GdCOB, YCOB, YSO, KGW...) en a trois, qui seront notés $\alpha_{T_x}, \alpha_{T_y}, \alpha_{T_z}$. Notons que le coefficient d'expansion thermique dépend aussi de la température [Wynne 99].

L'équation (I.3.1.) représenterait bien ce qui se passe si le cristal était chauffé uniformément et, de surcroît, s'il était totalement libre de se déformer. Mais pour un cristal pompé, l'échauffement n'est pas uniforme comme on vient de le voir dans la partie I.2, et la monture nécessaire au refroidissement empêche le cristal de se déformer librement. Par conséquent, *il apparaît des contraintes au sein du cristal.*

Ces contraintes induites thermiquement sont reliées aux déformations et à l'élévation de température par la loi de Hooke généralisée :

$$\varepsilon_{ij} = S_{ijkl} \sigma_{kl} + \alpha_{Tij} \Delta T \quad (\text{I.3.2.})$$

où (S_{ijkl}) est le tenseur des coefficients élastiques, et (σ_{kl}) le tenseur des contraintes. L'équation exprime que la déformation en un point est la somme d'un terme de contraintes et d'un terme de dilatation, le premier ayant pour origine le second. Notons qu'il règne une certaine confusion à propos de cette loi Hooke dite généralisée : beaucoup d'auteurs utilisent, pour traiter les problèmes thermomécaniques dans les matériaux laser, la loi de Hooke « simple », c'est-à-dire sans le deuxième terme dans (I.3.2.). C'est évidemment très curieux puisque sans ce terme, on ne tient tout simplement pas compte des contraintes d'origine thermique, alors que ce sont précisément ici les seules qui nous intéressent. Cette « erreur » a été signalée par plusieurs auteurs, parmi les plus prestigieux (Rutherford et Byer [Eggleston 84], Tidwell et Cousins [Cousins 92]) mais se trouve encore dans de nombreux papiers.

La résolution du problème complet est, on s'en doute, très compliquée, et elle l'est encore davantage si le cristal n'a pas d'éléments de symétrie.

Il s'avère que tous les calculs de contraintes publiés jusqu'à aujourd'hui dans les matériaux laser, à notre connaissance, font l'hypothèse que le matériau est isotrope. Cela tient au fait que les matériaux concernés par ces études sont le verre et le YAG, et que le premier est naturellement isotrope, alors que le second est cubique. Et par un hasard heureux, les propriétés élastiques du YAG sont très faiblement anisotropes [Handbook of Optics], de sorte qu'il peut être considéré comme isotrope avec une excellente approximation¹. Cela signifie que les propriétés élastiques peuvent être décrites par deux paramètres seulement : le module d'Young et le coefficient de Poisson (définis dans l'annexe A).

Tout problème thermomécanique plus complexe requiert pour sa résolution des techniques numériques d'analyse par éléments finis. Même si une telle approche est maintenant relativement accessible grâce à des logiciels commerciaux², la méthode analytique reste la seule qui permette d'illustrer les tendances et de dimensionner grossièrement les systèmes.

Mais la raison fondamentale qui fait qu'une analyse numérique est ici impossible, c'est que les paramètres élastiques ne sont connus que pour un nombre réduit de matériaux : si l'on s'en tient aux cristaux qui peuvent donner un effet laser dans le visible ou le très proche infrarouge, les données existent (à notre connaissance) seulement pour le YAG, le saphir (Al_2O_3), l'YLF (YLiF_4), et l' Y_2O_3 (d'après [Handbook of Optics]).

¹ Notons que d'autres cristaux cubiques utilisés en optique, comme le ZnSe, le silicium, ou le GaAs par exemple, n'ont pas cette propriété, et que dans ces cas-là l'approximation est moins valide.

² Sans faire de publicité, CASTEM et ANSYS sont, à notre connaissance, les deux principaux logiciels disponibles sur le marché pour le calcul thermomécanique par éléments finis. Il faut bien avouer qu'ils sont difficiles d'accès à l'opticien peu au fait de problèmes de mécanique ; cela dit certains logiciels plus conviviaux (comme LASCAD, qui fait appel à ANSYS en interne) sont depuis peu commercialisés et offrent la possibilité de calculer directement les contraintes et les déformations dans des configurations qui sont celles du pompage optique de barreaux laser.

I.3.2 Distribution des contraintes dans un matériau isotrope

I.3.2.1. Quels sont les axes principaux ?

Il est très important, dès qu'il est possible de le faire, de déterminer quels sont les axes principaux de contrainte (ou de déformation, qui ne sont pas forcément les mêmes, voir l'annexe A). Cela permet de réduire le nombre de paramètres à calculer. Si l'on identifie ces trois axes en chaque point du cristal, on passe ainsi de 6 coefficients à 3. Cela n'est donc pas équivalent à un simple changement de repère, c'est une réelle simplification et une avancée dans la compréhension physique du problème. Pour déterminer quels vont être ces axes en présence de contraintes, on applique le principe de Neumann-Curie que Nye [Nye 85] énonce comme suit : « *un cristal soumis à une influence extérieure aura comme seuls éléments de symétrie ceux qui sont communs au cristal sans l'influence et à l'influence sans le cristal* ».

Dès que le matériau est isotrope, c'est-à-dire quand il n'a pas d'élément de symétrie, les axes principaux de contrainte vont être imposés par la géométrie de la pompe. Dans le cas d'un pompage longitudinal par diode fibrée, cette symétrie est radiale.

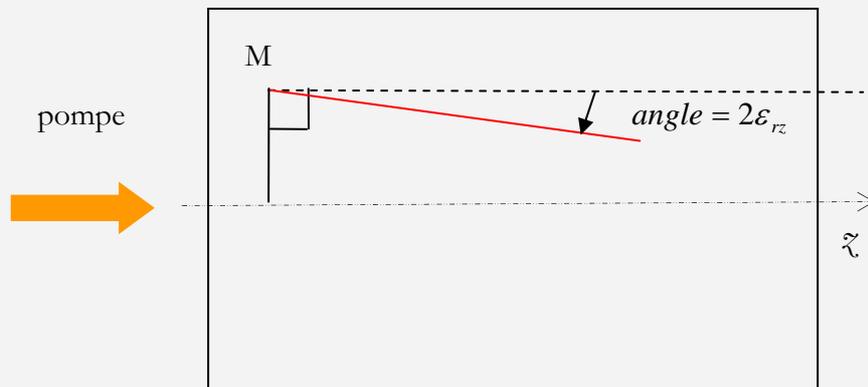
Si le cristal est infiniment fin et se résume à un disque mince, il est clair que les axes principaux vont être portés par les directions radiales et tangentielles (les vecteurs \vec{e}_r et \vec{e}_θ de la figure I.3.1).

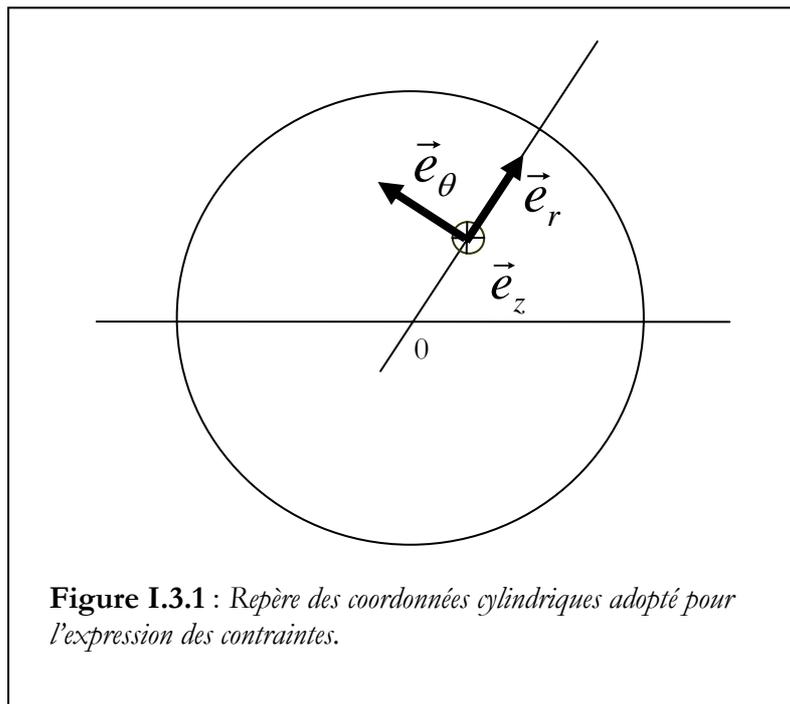
Les axes principaux de contrainte dans un cristal pompé colinéairement.

Dans le cas d'un cristal pompé par diode fibrée, la symétrie du problème n'est pas cylindrique (c'est-à-dire radiale et invariante par translation), elle est simplement radiale. Par conséquent il n'y a aucune raison particulière pour que les axes principaux de contrainte soient exactement les axes \vec{e}_r , \vec{e}_θ et \vec{e}_z . D'ailleurs ce n'est pas le cas.

On peut montrer [Timoshenko 70], dans le cas où la distribution de température n'est pas homogène suivant z , qu'il subsiste une contrainte de cisaillement σ_{rz} (pour la déf. d'une contrainte de cisaillement, voir annexe A). On peut comprendre sa signification physique en prenant l'image suivante : traçons deux lignes imaginaires dans le cristal, l'une partant d'un point M situé hors de l'axe et orientée selon r et l'autre partant du même point mais orientée selon z : le fait que la température diminue dans le cristal quand z augmente induit une déformation dont l'effet est de réduire l'angle entre ces deux lignes et de le rendre inférieur à 90° . L'angle de rotation vaut $2\varepsilon_{rz}$ [Nye 85], où ε_{rz} est la composante de déformation reliée à la contrainte σ_{rz} par l'équation (I.3.3).

Par contre si la température ne varie pas avec z , comme c'est le cas dans un barreau pompé transversalement (voir § I.2.2), la symétrie devient cylindrique, cette déformation n'existe donc pas, et les axes principaux sont simplement \vec{e}_r , \vec{e}_θ et \vec{e}_z . Cette subtilité disparaît, on le verra, dès que l'on fait l'approximation des contraintes planes.





Mais il est en revanche faux, pour un cristal de longueur quelconque pompé longitudinalement, de dire que ces axes sont portés par \vec{e}_r , \vec{e}_θ et \vec{e}_z (voir l'encadré de la page précédente). Nous retiendrons simplement que pour définir complètement les contraintes et les déformations, il suffit de connaître les paramètres qui seront baptisés σ_r , σ_θ , σ_z et σ_{rz} pour les contraintes, et ε_r , ε_θ , ε_z et ε_{rz} pour les déformations.

Notons également que pour les cristaux biréfringents, on exprime les contraintes dans le repère cristallographique (X,Y,Z), même quand la pompe est à symétrie radiale. Cela nécessite, rien que pour les contraintes, les 6 composantes indépendantes σ_{XX} , σ_{XY} , σ_{XZ} , σ_{YY} , σ_{YZ} , σ_{ZZ} . C'est ce qui est fait dans les logiciels de calcul par éléments finis.

I.3.2.2. Équations du problème

Pour déterminer les contraintes, il faut trois systèmes d'équations. Tout d'abord nous devons écrire la loi de Hooke généralisée. Elle prend la forme suivante [Cousins 92] :

$$\begin{cases} \varepsilon_r = \frac{1}{E} [\sigma_r - \nu(\sigma_\theta + \sigma_z)] + \alpha_T (T - T_c) \\ \varepsilon_\theta = \frac{1}{E} [\sigma_\theta - \nu(\sigma_r + \sigma_z)] + \alpha_T (T - T_c) \\ \varepsilon_z = \frac{1}{E} [\sigma_z - \nu(\sigma_\theta + \sigma_r)] + \alpha_T (T - T_c) \\ \varepsilon_{rz} = \frac{2(1+\nu)}{E} \sigma_{rz} \end{cases} \quad (I.3.3.)$$

où T est la température absolue au point considéré et T_c la température en l'absence de pompage, qui est donc égale à la température du radiateur. E est le module d'Young, ν est le coefficient de Poisson (cf. annexe A).

Les trois premières équations sont commentées dans l'annexe A, et le sens physique du terme de cisaillement qui apparaît dans la quatrième équation est expliqué dans l'encadré « Les axes principaux de contrainte dans un cristal pompé colinéairement ».

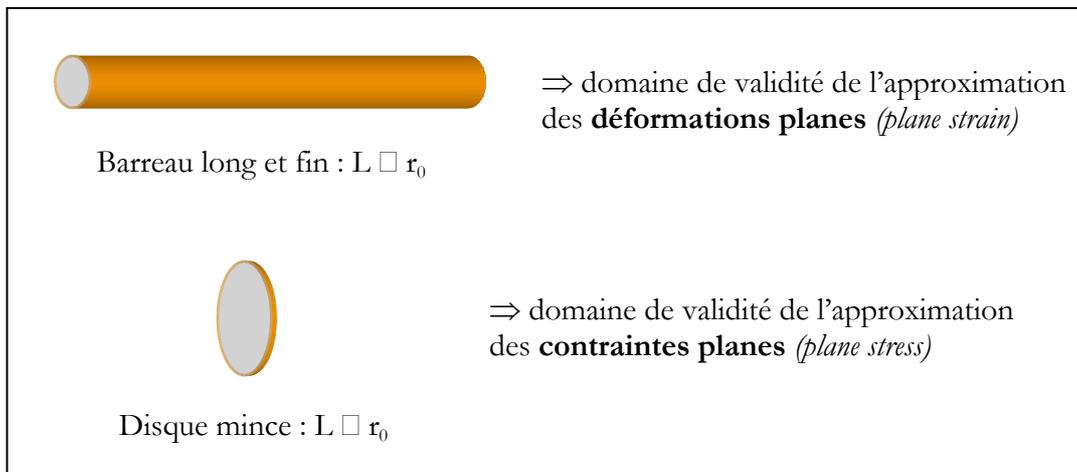
Pour résoudre complètement le problème, il faut encore écrire les équations d'équilibre (B1) et un certain nombre de conditions aux limites, qui sont adaptées à chaque surface (voir [Cousins 92]). En particulier on écrira que la contrainte radiale σ_r est nulle en $r = r_0$, ce qui signifie que le cristal ne subit pas de force extérieure, force qui serait exercée par la monture dans laquelle il est enchâssé. Cela est très raisonnable quand on sait que l'indium présent entre le cristal et le bloc de cuivre rend le cristal à peu près libre de se déformer. Même s'il paraît assez délicat de vérifier soigneusement la validité de cette hypothèse, force est de constater qu'elle a toujours été utilisée, et surtout jamais mise en défaut.

Voilà donc les équations posées. En fait, tel qu'on vient de l'exposer, le problème peut être résolu numériquement, mais pas encore analytiquement.

I.3.2.3. L'approximation des « contraintes planes »

Pour trouver une solution analytique, il faut faire une approximation, courante en élasticité, qui consiste à ramener le problème à 2 dimensions.

C'est (encore !) Koechner qui le premier a résolu le problème, en traitant le cas de barreaux de YAG adaptés pour le pompage par flash, c'est-à-dire beaucoup plus longs que larges (tels que $L \gg r_0$). Dans ce cas-là, on peut considérer que les déformations axiales ε_x sont nulles partout (c'est un résultat général issu de la théorie de l'élasticité). C'est l'hypothèse dite des « déformations



planes » (*plane strain*). C'est en fait l'approximation qui est la plus souvent utilisée, parce qu'elle est adaptée à tous les cas de pompage transverse.

Mais lorsque le rapport L/r_0 est au contraire très inférieur à 1 (cas des disques minces), non seulement l'approximation précédente ne s'applique plus, mais on peut montrer que ce ne sont plus les déformations, mais les contraintes axiales σ_x qui peuvent être négligées partout dans le cristal. C'est l'approximation dite des « contraintes planes » (*plane stress*).

Lorsque le rapport L/r_0 avoisine 1, comme c'est souvent le cas pour les cristaux adaptés au pompage par diode — et c'est aussi le cas qui nous intéresse pour cette étude — comment faire ?

Ananda Cousins [Cousins 92] a publié en 1992 une étude exemplaire qui traite le problème de manière la plus générale possible, en recourant à des paramètres sans dimension : nous nous référerons abondamment à ce travail dans la suite. Cousins a en particulier comparé les résultats fournis par le modèle analytique (basé sur l'approximation des contraintes planes) avec des résul-

tats de simulation par éléments finis. Sa conclusion est que l'approximation des contraintes planes reste valide avec un écart inférieur à 10 % seulement, pour des rapports $L/2r_0$ allant jusqu'à 1,5. C'est donc cette hypothèse que nous allons adopter pour calculer les contraintes.

Quelques remarques :

- Si cette approximation fonctionne bien même pour des cristaux qui ne sont pas des disques minces, elle a en revanche tendance à *surevaluer* la composante axiale ε_z de la déformation. Cela a une conséquence importante pour nous car c'est ce terme qui est responsable de la courbure des faces, et qui va donc contribuer en partie à la lentille thermique. Notons d'ailleurs à ce propos que l'hypothèse des déformations planes ne prend pas du tout en compte ce phénomène de bombement des faces.
- La contrainte de cisaillement σ_{rz} est nulle aussi avec cette hypothèse : les axes principaux de la contrainte, et des déplacements, sont simplement \vec{e}_r , \vec{e}_θ et \vec{e}_z .
- Puisqu'on a ramené le problème à deux dimensions, on doit raisonner avec des grandeurs moyennées sur l'axe z : **on ne peut pas ici, comme on l'a fait pour le calcul de la température, découper le cristal en plaques infiniment fines** et calculer les contraintes dans une tranche en faisant comme si les tranches adjacentes n'existaient pas. Ce qui nous avait permis de le faire avec la distribution de température, c'était que le flux de chaleur axial s'avérait négligeable. Ici, dès que le cristal n'est pas réellement fin, les contraintes axiales ne sont pas nulles, même si les contraintes radiales et tangentielles moyennes sont effectivement très proches de celles obtenues avec un disque mince [Cousins 92].

\Rightarrow Par conséquent on ne va pas pouvoir, aussi simplement que pour la température, inclure l'effet de divergence de la pompe.

I.3.2.4. Expression des contraintes

Pour une grandeur A on notera la valeur intégrée $\langle A(r) \rangle = \int_0^L A(r, z) dz$.

Avec l'hypothèse des contraintes planes, la solution est connue depuis une époque bien antérieure à celle du laser (1838 !) et est donnée par [Timoshenko 70] :

$$\langle \sigma_r(r) \rangle = \alpha_T E \left[\frac{1}{r_0^2} \int_0^{r_0} \langle T(r) - T_c \rangle r dr - \frac{1}{r^2} \int_0^r \langle T(r) - T_c \rangle r dr \right] \quad (I.3.4)$$

$$\langle \sigma_\theta(r) \rangle = \alpha_T E \left[\langle T_c - T(r) \rangle + \frac{1}{r_0^2} \int_0^{r_0} \langle T(r) - T_c \rangle r dr + \frac{1}{r^2} \int_0^r \langle T(r) - T_c \rangle r dr \right] \quad (I.3.5)$$

où $\langle T(r) \rangle$ est la température (intégrée) absolue dans le cristal, calculée au § I.2.

En réinjectant dans ces équations l'expression de la température (I.2.11), on obtient une expression littérale plus facile à manipuler [Cousins 92] :

$$\langle \sigma_r(r) \rangle = \alpha_T E \left(\frac{-\eta_h P_{abs}}{4\pi K_c} \right) \times \begin{cases} \ln\left(\frac{w_p}{r_0}\right) + \frac{1}{4}\left(\frac{r}{w_p}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{w_p}{r_0}\right)^2 & \text{si } r \leq w_p \\ \ln\left(\frac{r}{r_0}\right) + \frac{1}{4}\left(\frac{w_p}{r}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{w_p}{r_0}\right)^2 & \text{si } r > w_p \end{cases} \quad (I.3.6)$$

$$\langle \sigma_{\theta}(r) \rangle = \alpha_T E \left(\frac{-\eta_h P_{abs}}{4\pi K_c} \right) \times \begin{cases} \ln\left(\frac{w_p}{r_0}\right) + \frac{3}{4}\left(\frac{r}{w_p}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{w_p}{r_0}\right)^2 & \text{si } r \leq w_p \\ 1 + \ln\left(\frac{r}{r_0}\right) - \frac{1}{4}\left(\frac{w_p}{r}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{w_p}{r_0}\right)^2 & \text{si } r > w_p \end{cases} \quad (I.3.7.)$$

Paramètres mécaniques du YAG

<i>Module d'Young E (GPa³)</i>	284	[Brown 97]
<i>Coefficient de Poisson ν</i>	0.25 - 0.3	[Brown 97 - Cousins 92]
<i>Expansion thermique α_T (K⁻¹)</i>	7×10 ⁻⁶ (à 300K)	[Wynne 99]

Nous avons représenté à la figure I.3.2. l'allure des contraintes radiales et tangentielles moyennes. Le cristal qui sert d'illustration est ici le YAG, le seul pour lequel nous disposons des paramètres thermomécaniques. Les paramètres-clé apparaissent dans le tableau de la page précédente. Les autres paramètres utiles sont : $K_c = 7 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ (valeur pour le cristal dopé à 8 % en ions [Gaumé 02]) ; $\lambda_p = 968 \text{ nm}$; $\eta_h = 6 \%$ (on suppose que le défaut quantique est la seule source d'échauffement, pour un effet laser à 1030 nm) ; les autres données spectroscopiques apparaissent dans la première partie (§ III.2). On en déduit en particulier $I_{p_{sat}} = 15.6 \text{ kW/cm}^2$.

Il apparaît que les contraintes, qu'elles soient radiales ou tangentielles, suivent le même genre de loi que la température dans le cristal : elles sont paraboliques à l'intérieur de la zone pompée, et sont décrites par une loi logarithmique en dehors. Si l'on fait tendre w_p vers r_0 , on retrouve le cas du pompage homogène transverse : dans ce cas les contraintes varient de façon parabolique, comme la température.

De plus, la seule contrainte qui subsiste au bord du cristal est tangentielle.

La figure I.3.2. montre que le **centre du cristal est en compression (contraintes négatives) alors que le bord est en tension**. Pour donner une image de ce qui se passe dans le cristal, la figure I.3.3. représente l'état des contraintes en différents points du cristal.

³ 1 GPa = 10⁴ kg/cm²

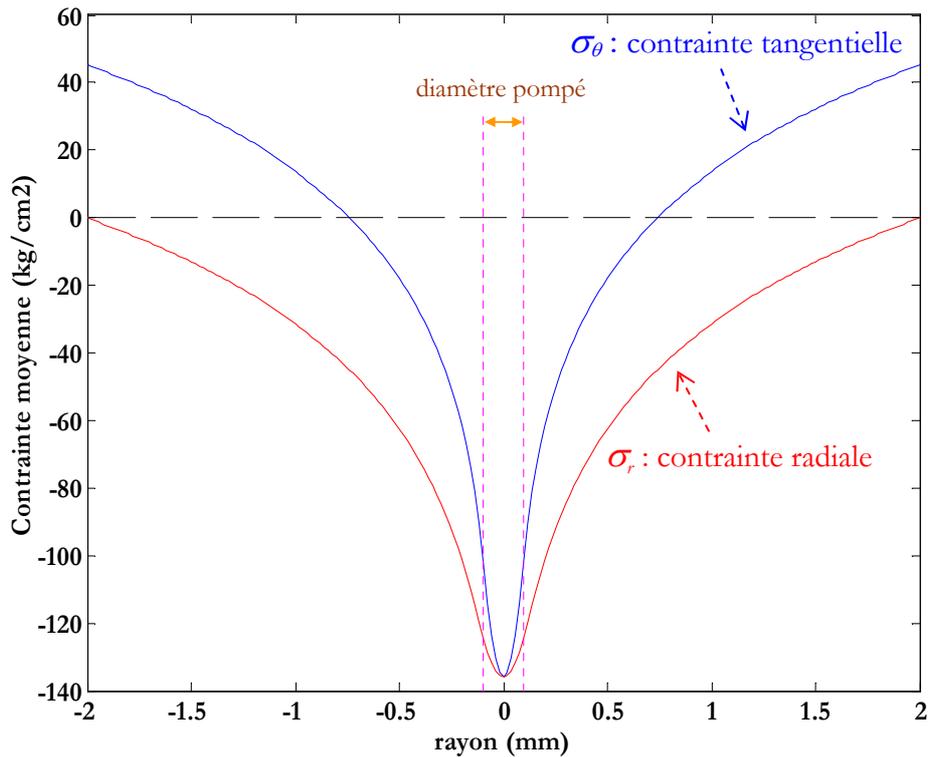


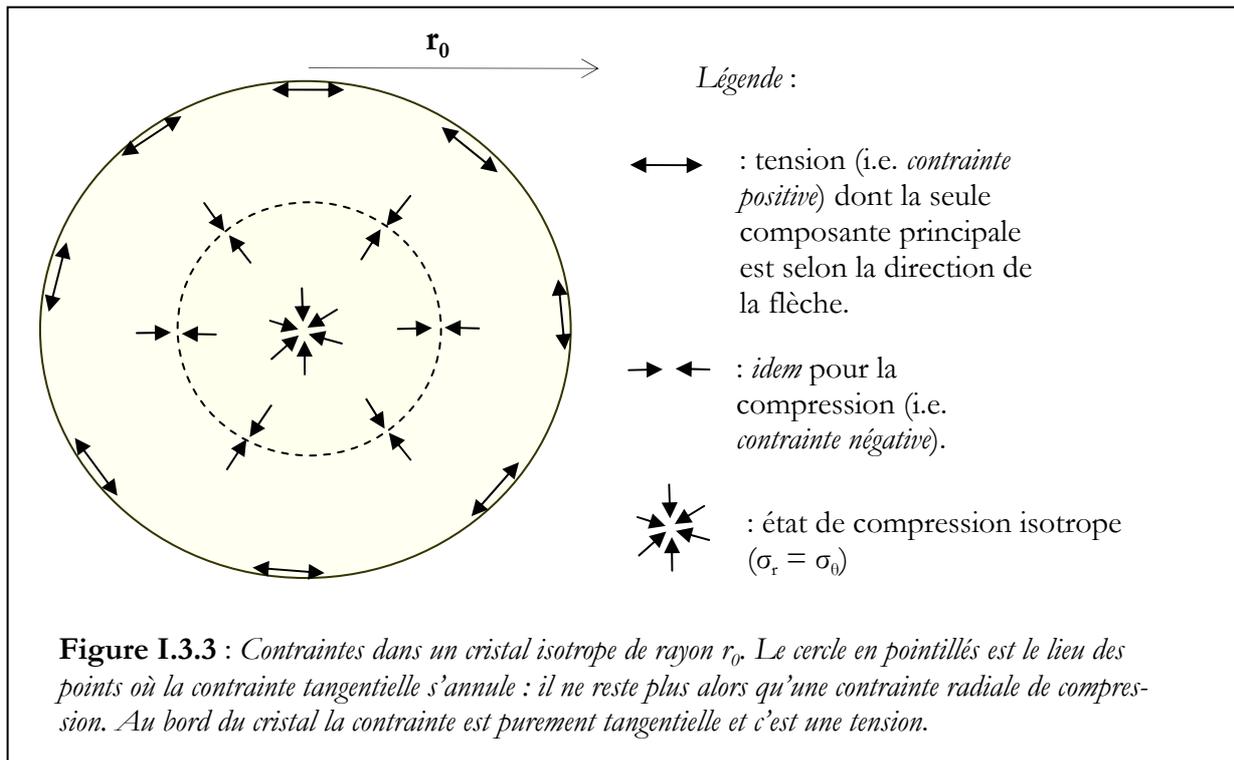
Figure I.3.2 : Contraintes radiales et tangentielles moyennes dans un barreau de YAG, sans saturation de l'absorption. Pour évaluer la moyenne des contraintes, les valeurs intégrées données par les équations (I.3.6) et (I.3.7) ont été divisées par la longueur du cristal. On a pris ici $P_{abs} = 10 \text{ W}$; $w_p = 100 \mu\text{m}$; $r_0 = 2 \text{ mm}$.

Ce résultat peut paraître paradoxal puisque c'est au centre que le cristal est le plus chaud, donc c'est là où l'on pourrait s'attendre à une dilatation maximale. En fait, en regardant par exemple la loi de Hooke généralisée (I.3.2.), on constate qu'un élément de volume situé au centre de la zone pompée subit deux influences : d'un côté il a « envie » de se dilater en raison de l'élévation de température (c'est le deuxième terme dans l'éq. I.3.2), et d'un autre côté il subit des contraintes de la part de tous les éléments de volume qui l'entourent, et qui eux aussi ont envie de se dilater, et qui de fait « appuient » sur l'élément considéré en l'empêchant de se dilater librement. C'est donc finalement l'effet de compression qui l'emporte. Autrement dit, le centre se retrouve comprimé parce que la périphérie froide du cristal l'empêche de se dilater librement. Ce résultat, démontré ici dans le cas du pompage longitudinal par diode, est en fait général et se retrouve dans toutes les géométries de pompage.

Puisque le centre est comprimé, il s'ensuit une dilatation axiale du cristal : les faces ont alors tendance à se bomber. Cela est décrit par la composante axiale de la déformation ε_z .

Elle est égale à [Cousins 92]:

$$\langle \varepsilon_{\tilde{z}} - \varepsilon_{\tilde{z}}(r_0) \rangle = (1 + \nu) \alpha_T \langle T(r, \tilde{z}) - T_c \rangle \quad (\text{I.3.8.})$$



Les faces du cristal se déforment donc en adoptant la forme du profil de température (voir figure I.2.1). Sans parler encore des effets d'indice, on voit que le cristal prend la forme d'une lentille convergente : ce sera une contribution à la lentille thermique.

I.3.3. La fracture des cristaux

Comme cela a été montré dans la première partie, avec notamment le BOYS et le SYS, les effets thermiques peuvent se manifester de la façon la plus violente qui soit : par la fracture du cristal. Nous devons donc examiner en détail quels sont les paramètres qui rentrent en compte dans le phénomène de fracture. Nous illustrerons cette discussion par quelques faits expérimentaux.

I.3.3.1. Expression de la plus grande contrainte de tension

Tous les matériaux sont beaucoup plus résistants à la compression qu'à la tension [Le Boiteux 60]. Lorsqu'il y a fracture d'un cristal, c'est parce que la contrainte de tension en un endroit donné a dépassé la valeur limite appelée **résistance à la traction** (*tensile strength*), que l'on notera σ_{TS} . La fracture est donc initiée depuis la périphérie du cristal, car c'est là que la tension est maximale. Pour les matériaux dits *fragiles* (par opposition à ductiles⁴) la fracture se propage perpendiculairement à la direction de la plus grande tension [Le Boiteux 60].

La rupture est donc initiée d'un point de la surface et commence sa propagation perpendiculairement à la surface, puisque la tension à cet endroit est purement tangentielle. Ces quelques considérations sont illustrées par la photo de la figure I.3.4., montrant l'exemple d'une fracture dans un cristal de BOYS. À partir de l'équation (I.3.7.), on peut obtenir une expression approchée de la contrainte maximale. Elle ne peut être qu'approchée puisque le calcul, en toute rigueur,

⁴ Un matériau ductile (au sens commun du terme, c'est-à-dire susceptible de façonnage) ne casse pas immédiatement après franchissement de la limite élastique : il devient *plastique* et les déformations qu'il subit alors sont irréversibles. C'est le cas des métaux et des aciers. On sort alors du domaine de l'élasticité, où les contraintes sont proportionnelles aux déformations (valable pour des déformations < 0.005). Par contre les matériaux fragiles (verres, cristaux...) subissent une rupture presque aussitôt après dépassement de la limite élastique.

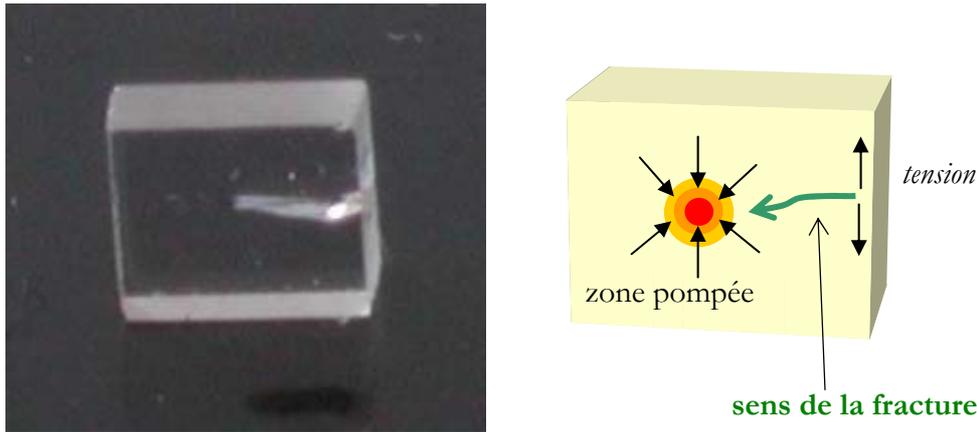


Figure I.3.4 : fracture dans un cristal pompé. À gauche : photo d'un cristal d'Yb :BOYS après rupture (le faisceau de pompe était focalisé au centre).

n'est capable que de donner la valeur intégrée des contraintes selon z . On fait donc l'hypothèse que les contraintes, tout comme la température, diminuent exponentiellement dans le cristal en suivant la même loi en $e^{-\alpha_{NS} z}$ (cf.⁵). Dans ces conditions on a :

$$\sigma_{max} \approx \alpha_T E \frac{\eta_h \alpha_{NS} P_{abs}}{4\pi K_c} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{w_p^2}{r_0^2} \right] \quad (I.3.9.)$$

On constate que dès que le rayon du cristal est supérieur au rayon de la zone pompée de quelques unités, σ_{max} devient :

$$\sigma_{max} = \alpha_T E \frac{\eta_h \alpha_{NS} P_{abs}}{4\pi K_c} \quad (I.3.10.)$$

Elle est donc indépendante du rayon du cristal, mais également – et là c'est moins intuitif – **indépendante de la taille de la zone pompée**. Autrement dit, si l'on focalise la pompe sur une surface plus petite, on augmente le gradient de température dans le cristal, on augmente également le gradient de contraintes, mais on ne change rien à la contrainte de tension maximale à la périphérie du cristal, celle qui gère la résistance à la fracture. On ne peut donc pas définir un seuil de fracture pour un matériau en termes d'intensité incidente ou absorbée comme on le fait couramment pour exprimer les seuils de dommage en régime impulsionnel⁶.

⁵ Nous avons comparé cette formule simplifiée avec les résultats de simulations numériques présentés dans [Cousins 92] qui donnent, dans un cristal isotrope, la contrainte maximale sur la périphérie du cristal. Les différences sont négligeables pour les rapports $L/2r_0$ supérieurs à 1 (assez curieusement) : pour des rapports inférieurs la formule analytique simplifiée *suresstime* la contrainte maximale.

⁶ Cela dit c'est un résultat qui (bien que jamais remis en cause) contredit l'expérience quotidienne du lasériste. En effet, on arrange généralement les choses en focalisant la pompe sur une plus grande surface, tout en gardant la même puissance absorbée (et en conservant le même coefficient d'absorption non saturé, ce qui est typiquement le cas avec des lasers néodyme). Bien sûr, cette tendance est très empirique et ne s'appuie sur aucune base solide, mais elle est suffisamment récurrente pour qu'on se pose la question de la validité de la théorie présentée ici. À notre connaissance, aucune étude systématique visant à étudier le phénomène de fracture dans des cristaux n'a été menée dans les conditions réelles de pompage (en faisant varier le diamètre de la pompe, la taille du cristal, par exemple...). Les investigations très poussées de John Marion sur le sujet ([Marion 85], [Marion 86], [Marion 87]) ont toutes été effectuées grâce à des techniques qui servent habituellement à étudier la résistance des matériaux : le cristal testé se retrouve alors dans des situations qui ne sont pas du tout celles du pompage optique (traction uniforme, ...). Evi-

Et on ne peut pas non plus définir pour un matériau de puissance absorbée limite. Ce qui compte en effet, ce n'est pas seulement combien de puissance a été absorbée, mais comment elle l'a été, autrement dit avec quel coefficient d'absorption. Un cristal fortement dopé peut très bien casser pour une faible puissance de pompe absorbée, alors qu'il restera entier, tout en absorbant plus de puissance, s'il est moins dopé.

La saturation de l'absorption jouant elle aussi sur la valeur du coefficient d'absorption, nous allons maintenant dire quelques mots de son influence.

I.3.3.2. Influence de la saturation de l'absorption sur le seuil de fracture

Nous avons dit que le modèle prenant en compte la saturation de l'absorption et la divergence de la pompe, utilisé dans le chapitre précédent pour calculer la distribution de température, n'est pas applicable directement ici. On peut néanmoins reprendre l'équation (I.3.10) précédente et considérer que la saturation d'absorption réduit le coefficient d'absorption α à une valeur inférieure à α_{NS} .

$$\sigma_{max} = \alpha_T E \frac{\eta_h \alpha P_{abs}}{4\pi K_c} \quad (I.3.11.)$$

Il est donc logique de s'attendre à deux seuils de fracture différents selon que l'effet laser est permis ou pas : non seulement la fraction thermique (cf. §I.1) peut être différente (en général $(\eta_h)_{avec\ laser} < (\eta_h)_{sans\ laser}$), le coefficient d'absorption est différent ($\alpha_{avec\ laser} (\approx \alpha_{NS}) > \alpha_{sans\ laser}$), et par conséquent la puissance absorbée est elle aussi différente ($(P_{abs})_{avec\ laser} > (P_{abs})_{sans\ laser}$). La tendance imprimée par la fraction thermique va donc à contresens par rapport aux autres.

Généralement, de façon très dégrossie, les puissances absorbées sont dans un rapport qui peut aller jusqu'à 2, il en est de même pour les coefficients d'absorption, alors que le rapport entre les fractions thermiques dépend beaucoup des phénomènes non radiatifs qui peuvent exister dans les cristaux (nous y reviendrons dans la partie IV): le rapport entre les fractions thermiques va de moins de 1 à plus de 10 pour les cristaux que nous avons étudiés. Difficile donc de prévoir quoi que ce soit.

Bien qu'aucun de ces rapports ne soient connus pour le BOYS et le CaBOYS (et pour cause), ces différences expliquent vraisemblablement ce que nous avons observé à propos de ces cristaux : ils ne cassent pas tant que l'oscillation laser est interdite, et ils cassent dès que l'on « ouvre » la cavité. Les mesures de lentille thermique n'ont donc pu être faites qu'en l'absence d'effet laser.

Une autre conséquence de la saturation de l'absorption est la suivante, et elle est plutôt inverse à l'intuition : **plus on focalise la pompe sur une petite surface dans le cristal, et moins les risques de fracture sont grands**, puisque alors l'effet de saturation est plus fort. Pour une diode fibrée donnée (caractérisée par sa divergence, ou son facteur M^2), cet effet est à pondérer par le fait que plus le *waist* sera petit, et plus la divergence de la pompe sera élevée.

C'est cette tendance que nous pensons être à l'origine d'un résultat observé avec un cristal d'Yb:SYS : l'échantillon de SYS dont nous disposions au moment où nous avons débuté l'étude de ce matériau était trop long (5 mm), de sorte que le recouvrement spatial avec notre faisceau de pompe focalisé sur une tâche de 100 microns de rayon était mauvais. Les performances étaient cela dit honnêtes (3 Watts de puissance laser continue pour 7 W de puissance de pompe absor-

demment, faire une étude dans des conditions « réelles » est délicat (voir § I.3.3.3), nécessite la définition d'un protocole extrêmement rigoureux, et s'avère de plus financièrement – et moralement – assez difficile, puisqu'il faut bien se résoudre à accepter l'issue fatale pour tous les cristaux. Mais elle pourrait permettre rien de moins que de valider ou d'infirmer le modèle.

bée) mais pas encore optimales. Nous avons donc tenté d'améliorer ce recouvrement en focalisant la pompe sur un rayon de 170 microns. Avec cette nouvelle configuration le cristal a cassé. En focalisant à nouveau la pompe sur un rayon de 100 microns, dans une zone indemne du cristal, les performances antérieures ont été retrouvées et aucune nouvelle fracture n'a été constatée, malgré la fragilisation du matériau consécutive à cette première fracture.

Signalons une autre conséquence, qui a une importance pratique : lorsque le cristal a une taille et un dopage adéquats, et que l'absorption est maximisée (c'est-à-dire que la longueur d'onde de la diode a été calée sur le pic de la courbe d'absorption), l'absorption est normalement saturée. Si dans ces conditions une fracture survient, on va chercher, en toute logique, à focaliser le faisceau de pompe dans une partie indemne du cristal en réduisant le courant d'alimentation de la diode. Ce faisant, si l'on ne réajuste pas immédiatement la température de la diode, la longueur d'onde centrale d'émission va se décaler : il est alors courant d'observer que la puissance absorbée reste à peu près la même alors que la puissance incidente diminue, simplement parce que l'effet de saturation est moins fort en dehors du pic d'absorption. On s'est donc placé à un point de fonctionnement où le risque de fracture est plus grand, car la puissance absorbée est restée la même, alors que le coefficient d'absorption a augmenté (voir éq. I.3.11.).

Les quelques considérations qui viennent d'être évoquées illustrent l'importance de la saturation de l'absorption lorsque l'on est confronté à des problèmes de fracture. Elles montrent notamment que pour redimensionner un système laser dans lequel des problèmes de fracture surviennent à répétition, **la solution la plus judicieuse n'est pas toujours de réduire la puissance de pompe** : il peut être envisagé de mieux répartir la charge thermique en augmentant la saturation (donc en focalisant sur une plus petite surface), même si cela réduit finalement la puissance absorbée totale.

Notons pour finir que c'est aussi pour la même raison (mieux répartir la charge thermique) que le pompage par les deux faces, à puissance incidente globale identique, est favorable par rapport au pompage par une seule face. Ces aspects sont discutés dans [Cousins 92].

Dans le cas des matériaux dopés à l'ytterbium, qui ne doivent pas absorber 100 % de la puissance pour éviter les pertes par réabsorption, cela signifie que le recyclage de la pompe non absorbée (en la renvoyant dans le cristal par l'autre côté) est favorable : on peut ainsi saturer l'absorption de façon plus homogène.

Cela reste évidemment très empirique, parce qu'il est difficile de prévoir ce qui se passera en présence d'effet laser. D'autre part, la prévision théorique (avant de faire l'expérience) du seuil de fracture est extrêmement délicate : nous allons terminer ce chapitre en évoquant brièvement cet aspect.

I.3.3.3 La résistance à la traction : l'importance de l'état de surface

Comme nous venons de le voir, il est généralement admis que la fracture survient si la tension maximale σ_{max} dépasse une valeur limite appelée « résistance à la traction » σ_{TS} . En fait, en regardant l'équation (I.3.10), on constate que les paramètres qui ne dépendent que du matériau sont la conductivité thermique, le coefficient de dilatation thermique, le module d'Young et bien sûr σ_{TS} . S'il est relativement aisé de connaître les trois premiers, il n'en est pas de même pour la résistance à la traction, car l'état de surface joue un rôle critique.

Il s'avère en effet que la résistance interne des cristaux à la fracture (liée à la force des liaisons ioniques et covalentes) est toujours très grande et donne des contraintes σ_{TS} théoriques énormes, de l'ordre de E/10, c'est-à-dire près de 10 GPa pour tous les matériaux « fragiles » courants [Marion 87]. Or les valeurs de σ_{TS} que l'on parvient à mesurer ne dépassent pas un millième de cette

valeur ! Cette différence est due à la très faible **ténacité**⁷ (*fracture toughness*) K_d de ces matériaux, qui est une mesure de la résistance dudit matériau à la propagation d'une fracture initiée depuis un défaut à la surface. Elle s'exprime en $\text{MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$. Il existe une relation simple entre σ_{TS} et la ténacité [Marion 85]:

$$\sigma_{TS} = Y \frac{K_d}{\sqrt{a}} \quad (\text{I.3.12.})$$

où Y est une constante proche de 1 dépendant de la géométrie du défaut, et a la profondeur du défaut de surface.

Les méthodes employées pour la mesurer sont décrites en détail dans la référence [Marion 87].

Par conséquent un bon facteur de mérite (intrinsèque au matériau) indiquant sa propension à la fracture est :

$$R'_T = \frac{K_c K_d}{\alpha_T E} \quad (\text{I.3.13.})$$

(ce coefficient est distinct du « paramètre de choc thermique » R_T [Koechner 99] qui lui n'est pas intrinsèque au matériau car il fait intervenir la résistance à la traction σ_{TS}). Le tableau I.3.2 rapporte les valeurs de ténacité et du facteur R'_T pour quelques matériaux laser usuels. On constate que l'YSO a de remarquables propriétés mécaniques (deux fois moins bonnes que celles du YAG, mais meilleures que tous les autres matériaux cités). Les verres comptent parmi les moins bons, et, comme c'est souvent le cas, le saphir est hors compétition.

Matériau	Ténacité moyenne K_d ($\text{MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$)	R'_T ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1/2}$)
YAG	1.4	7.6
YLF (LiYF_4)	0.27	2.2
FAP ($\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$)	0.48	0.8
LiCAF (LiCaAlF_6)	0.31	1.3
Verre phosphate (LG-750)	0.45	0.5
YSO (Y_2SiO_5)	0.5	3.25
Saphir (Al_2O_3)	5	82

Tableau I.3.2. : Ténacité et facteur de mérite R'_T pour quelques matériaux (d'après [Payne 94], [Woods 91], [Handbook of Optics] et [Marion 87]). Les valeurs de coefficient d'expansion, de module d'Young et de conductivité utilisées pour le calcul de R'_T sont des valeurs moyennes sur les trois axes, et sont prises à 300 K. Les conductivités thermiques sont celles des matériaux non dopés.

⁷ Un lexique complet des termes de mécanique (avec leur traduction anglaise officielle) peut être trouvé sur le site de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electrochimie et d'Electrometallurgie de Grenoble (ENSEEG) à l'adresse suivante : <http://www.enseeg.inpg.fr/presentation/PresChoc/lexique.html>

L'équation (I.3.12) illustre aussi le fait que **la résistance à la traction peut être augmentée si la rugosité de la surface est diminuée**. Une surface polie optiquement est donc favorable par rapport à une surface dépolie. Le même Marion [Marion 85] a étudié en détail l'influence de différents types de polissage sur le seuil de fracture dans des cristaux de YAG, de GGG et de GSGG. Il y a une très légère amélioration entre une surface dépolie et une surface polie avec une qualité « laser » : ainsi, la résistance à la traction dans le YAG passe de 1340 kg/cm² dans le premier cas à 1750 kg/cm² dans le second cas, soit une amélioration de 30 %⁸.

Mais la même manipulation avec un cristal de GSGG ne conduit qu'à une amélioration de... 3 %. Il n'est donc pas clair que le polissage de toutes les faces d'un cristal, qui est une opération coûteuse en temps, soit forcément bénéfique sur le seuil de fracture. Quelle en est la raison ? Marion a une fois de plus la réponse : c'est que la diminution de rugosité obtenue avec ce polissage « standard » n'est pas encore suffisante. En effet, une amélioration très significative cette fois, d'un facteur 15, est rapportée lorsque le cristal est soumis à une gravure chimique dans un bain d'acide à 200°C.

En conclusion, il est très délicat de définir intrinsèquement un seuil de fracture pour un matériau, même lorsqu'il est aussi connu que le YAG car il dépend de la rugosité des surfaces qui sont en contact avec le radiateur.

I.3.3.4. Conclusion : sur quels paramètres peut-on jouer pour réduire les contraintes (et donc limiter les risques de fracture) ?

L'influence de différents paramètres sur le SEUIL de FRACTURE		
Paramètres <i>physiques</i> du matériau ayant une influence	Autres paramètres ayant une influence	Paramètres ayant pas, ou peu, d'influence
<ul style="list-style-type: none"> - Conductivité thermique (↑) - Coefficient d'expansion thermique (↓) - Module d'Young (↓) - Ténacité (↑) 	<ul style="list-style-type: none"> - Coefficient d'absorption (↓) <i>(Taux de dopage en ions actifs, importance de la saturation de l'absorption)</i> - Charge thermique η_h - État de surface - Température (↓) - Pression appliquée sur le cristal (↑) 	<ul style="list-style-type: none"> - Taille du cristal - Surface de la zone pompée <i>(en l'absence de saturation d'absorption)</i>

Tableau I.3.3 : résumé. ↑ = grand coefficient souhaité.

Pour conclure, les différents paramètres influant sur le seuil de fracture sont répertoriés dans le tableau I.3.3. Ajoutons que les paramètres physiques du matériau listés dans la première colonne dépendent de la température (surtout la conductivité thermique et le coefficient d'expansion thermique), de sorte qu'à basse température le seuil de fracture peut être largement accru. Ces aspects sont décrits en détail dans [Brown 98]. Enfin, puisque la contrainte en périphérie du cristal est une tension, on peut essayer de la compenser en appliquant une pression sur le cristal. Cette idée a été appliquée avec succès sur un laser de type « disque mince » à base de Nd:YVO₄ et a permis une réduction significative des effets thermiques [Liao 99].

⁸ Notons au passage que ces valeurs sont supérieures de plus d'un ordre de grandeur aux valeurs des contraintes moyennées que nous avons calculées au § I.3.2.4, montrant bien qu'avec nos conditions expérimentales et pour le cristal de YAG nous sommes encore loin du seuil de fracture.

I.4. Effets thermo-optiques : la lentille thermique

Nous allons désormais étudier comment les effets thermiques et thermomécaniques décrits précédemment altèrent la phase du faisceau laser. Nous allons tout d'abord, dans la continuité du paragraphe précédent, établir le lien entre les contraintes et la modification de l'indice (c'est l'effet photoélastique). Puis nous ferons le bilan des effets qui concourent à modifier la phase d'un faisceau traversant un cristal pompé, pour enfin aboutir à une expression de la lentille thermique.

I.4.1. Effet photoélastique : la biréfringence induite par contraintes

I.4.1.1. Présentation de l'effet photoélastique

Rappel : Les propriétés optiques linéaires d'un cristal quelconque sont décrites par la donnée de son ellipsoïde des indices¹. Son équation est, dans un repère orthonormal (x_1, x_2, x_3) quelconque :

$$B_{ij} x_i x_j = 1 \quad (\text{I.4.1.})$$

(B_{ij}) est un tenseur de rang 2 symétrique, il est diagonalisable : il existe donc trois axes particuliers, les *axes cristallographiques* X, Y, Z, définissant un repère dans lequel l'équation de l'ellipsoïde devient :

$$\frac{X^2}{n_x^2} + \frac{Y^2}{n_y^2} + \frac{Z^2}{n_z^2} = 1 \quad (\text{I.4.2.})$$

où n_x, n_y, n_z sont les indices principaux. Selon qu'il faut 1, 2 ou 3 indices différents pour décrire un cristal, ce dernier est dit *optiquement isotrope* (c'est le cas des cristaux cubiques : l'ellipsoïde est alors une sphère), *uniaxe* (c'est le cas des cristaux rhomboédriques, quadratiques, et hexagonaux), ou *biaxe* (cristaux orthorhombiques, monocliniques, et tricliniques).

Les axes cristallographiques ainsi définis sont forcément orthogonaux, et ne sont donc pas dans le cas général confondus avec les axes cristallographiques a, b et c.

L'application d'une contrainte sur un cristal modifie l'orientation, la taille, et la forme de l'ellipsoïde des indices. C'est l'effet *photoélastique*, que l'on peut très simplement visualiser, avec n'importe quel matériau transparent soumis à des contraintes, en le regardant entre polariseurs croisés. C'est également l'effet responsable de l'interaction acousto-optique.

La modification des coefficients B_{ij} s'écrit, au premier ordre, et en négligeant l'effet piézoélectrique [Nye 85] :

$$\Delta B_{ij} = p_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (\text{I.4.3.})$$

¹ À ne pas confondre avec la *surface* des indices. L'ellipsoïde des indices contient une seule nappe (à l'inverse de la surface des indices qui en contient deux) et suffit, à lui seul, à déterminer complètement les propriétés optiques linéaires d'un cristal à une longueur d'onde donnée. Il est décrit par l'extrémité du vecteur déplacement électrique \mathbf{D} dans le cristal. Si l'on coupe l'ellipsoïde par un plan passant par son centre, on obtient une ellipse : le petit et le grand axe de cette ellipse définissent alors les lignes neutres pour une direction de propagation normale au plan. La longueur des axes en question est directement égale aux indices vus par ces deux polarisations propres.

où (p_{ijkl}) est un tenseur de rang 4 appelé tenseur *élasto-optique*. (ϵ_{kl}) est le tenseur des déformations, relié au tenseur des contraintes par la loi de Hooke généralisée (voir § I.3.1)

En chaque point du cristal, le nouvel ellipsoïde des indices calculé à l'aide de la relation (I.4.3) est caractérisé par de nouvelles valeurs d'indice et par une nouvelle orientation de ses axes principaux. Il apparaît donc une *biréfringence induite par les contraintes thermiques*, qui se rajoute le cas échéant à la biréfringence naturelle du cristal. Il apparaît difficile de prévoir quels vont être les nouveaux axes neutres en un point du cristal.

En effet, comme pour le tenseur élastique reliant les contraintes aux déformations, le nombre de coefficients élasto-optiques indépendants est très variable selon le système cristallin, et peut varier à l'intérieur d'un même système selon les groupes d'espace considérés. Le tableau I.4.1 (établi d'après [Nye 85]) répertorie le nombre de coefficients élasto-optiques indépendants nécessaires pour décrire les propriétés photoélastiques de plusieurs cristaux, dont ceux qui font l'objet d'une étude dans cette thèse.

Système cristallin	Classes (groupes d'espace)	Nombre de coefficients élastiques indépendants	Nombre de coefficients élasto-optiques indépendants	Exemple de cristal
Triclinique	toutes	21	36	
Monoclinique	toutes	13	20	GdCOB, YCOB, KGW, YSO
Orthorhombique	toutes	9	12	YAP (YALO), LiNbO ₃
Quadratique (tetragonal)	$4, \bar{4}, 4/m$	7	10	YVO ₄ , YLF
	$4mm, \bar{4}2m, 422, 4/mmm$	6	7	
Rhomboédrique (trigonal)	$3, \bar{3}$	7	12	BOYS, CaBOYS
	$32, \bar{3}m, 3m$	6	8	saphir
Hexagonal	$6, \bar{6}, 6/m$	5	8	SYS, S-FAP
	$6mm, \bar{6}m2, 622, 6/mmm$	5	6	
Cubique	$23, m\bar{3}$	3	4	
	$\bar{4}3m, 432, m\bar{3}m$	3	3	YAG, GGG
<i>Amorphe</i> ²		2 (module d'Young + coefficient de Poisson)	2	verres

Tableau I.4.1 : Nombre de coefficients élastiques et élasto-optiques indépendants selon le système cristallin.

Nous voyons que pour un cristal monoclinique comme le GdCOB, l'YCOB, le KGW ou l'YSO, il ne faut pas moins de 20 coefficients élasto-optiques différents pour complètement décrire la

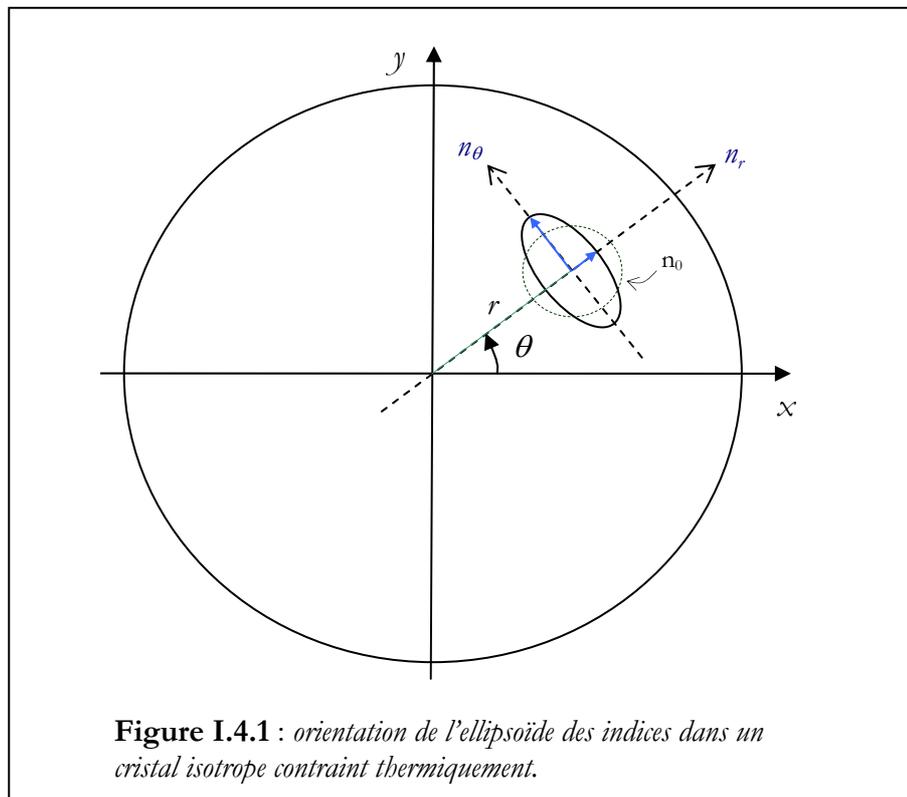
² Le terme « amorphe » ne désigne pas un système cristallin.

déformation de l'ellipsoïde des indices après application d'une contrainte. De plus, pour calculer les contraintes connaissant la distribution de température, il faut la donnée des 13 coefficients élastiques et des 3 coefficients de dilatation thermique (*a priori* différents puisque le cristal est biaxe) : cela signifie qu'il faut connaître 36 coefficients avant de pouvoir dessiner, en un point donné du cristal, le nouvel ellipsoïde des indices !

Bien sûr une étude si poussée est souvent inutile, et de toute façon irréalisable : ces coefficients ne sont en effet tabulés pour aucun cristal monoclinique connu (à notre connaissance), et on comprend pourquoi. **Cela signifie qu'à l'heure actuelle une simulation numérique complète des effets thermiques dans ces cristaux n'est pas possible.** De façon générale, à part quelques exceptions (le saphir en est une [Handbook of lasers]), on ne trouve ces coefficients nulle part, alors qu'en comparaison les coefficients élastiques — plus faciles il est vrai à mesurer [Woods 91] — sont disponibles pour un grand nombre de matériaux.

Comme nous l'avons fait pour le calcul des contraintes, nous allons donner les résultats pour le YAG, dont les coefficients élasto-optiques (qui sont seulement au nombre de 3) sont connus. Ce calcul simplifié nous servira de base pour la suite.

I.4.1.2. Effet photoélastique dans les cristaux isotropes



Nous avons vu au § I.3.2.1 que dans les cristaux isotropes les axes principaux de contrainte et de déformation (dans le cadre de l'approximation des contraintes planes qui ramène le problème à deux dimensions) sont portés par les directions radiales et tangentielles en chaque point du cristal. Ce résultat découle du principe de Neumann-Curie (voir § I.3.2.1). On peut appliquer le même principe ici : puisque l'ellipsoïde des indices du YAG, en l'absence de contraintes, est simplement une sphère de rayon n_0 (il est optiquement isotrope), les axes principaux du nouvel ellipsoïde des indices sont donc eux aussi portés par les directions radiales et tangentielles (voir figure I.4.1)

Le YAG pompé se comporte donc comme une lame biréfringente qui aurait la particularité d'avoir des lignes neutres distinctes en chacun de ses points.

Les indices principaux n_r et n_θ sont reliés aux coefficients B_i par la simple relation :

$$\Delta B_{r,\theta} = \Delta \left(\frac{1}{n_{r,\theta}^2} \right) = \frac{-2\Delta n_{r,\theta}}{n_0^3} \quad (I.4.4)$$

Les indices sont alors reliés aux déformations par :

$$\Delta n_r = -\frac{1}{2} n_0^3 \Delta B_r = \frac{\partial n_r}{\partial \varepsilon_r} \varepsilon_r + \frac{\partial n_r}{\partial \varepsilon_\theta} \varepsilon_\theta + \frac{\partial n_r}{\partial \varepsilon_z} \varepsilon_z \quad (I.4.5)$$

$$\Delta n_\theta = -\frac{1}{2} n_0^3 \Delta B_\theta = \frac{\partial n_\theta}{\partial \varepsilon_r} \varepsilon_r + \frac{\partial n_\theta}{\partial \varepsilon_\theta} \varepsilon_\theta + \frac{\partial n_\theta}{\partial \varepsilon_z} \varepsilon_z \quad (I.4.6)$$

Les six coefficients $\frac{\partial n_i}{\partial \varepsilon_j}$ se déduisent des coefficients élasto-optiques p_{ijkl} par changement de

repère. De même, les composantes des déformations ε_r , ε_θ et ε_z se déduisent des contraintes calculées au § I.3.2.4. en appliquant la loi de Hooke généralisée (voir § I.3.2.2).

Remarquons que les termes apparaissant dans les équations (4.) et (5.) s'expriment tous comme des combinaisons linéaires des contraintes ou de la température. Et nous avons montré, respectivement dans les parties I.2 et I.3, que toutes ces fonctions avaient la même allure.

On va considérer ce qui se passe seulement à l'intérieur de la zone pompée, puisque le faisceau de cavité a un diamètre généralement inférieur à celui de la pompe. Les contraintes, les déformations, et la température ont toutes alors une forme parabolique. Il va donc en être de même pour la variation d'indice.

Nous pouvons donc, en reprenant les expressions pour la température et les contraintes (équations (I.2.11) et (I.3.6 et 7)) établies en l'absence de divergence de la pompe³, écrire Δn_r et Δn_θ sous la forme :

$$\Delta n_{r,\theta} = \sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{ij}} \int_0^L \varepsilon_{ij}(r,z) dz = \Delta n_{r,\theta}(r=0) - \frac{\eta_h P_{abs}}{2 \pi K_c} n_0^3 \alpha_T C_{r,\theta} \frac{r^2}{w_p^2} \quad (I.4.7)$$

où C_r et C_θ sont des constantes que l'on appellera les constantes photoélastiques⁴. Leur calcul est reporté dans l'annexe B⁵ : on trouve pour le YAG, en utilisant l'*approximation des contraintes planes*⁶ : $C_r = 0.0032$ et $C_\theta = -0.011$.

³ C'est le seul cas où, en toute rigueur, on peut faire apparaître le même dénominateur commun devant l'expression de la température et celle des contraintes.

⁴ Nous sommes obligés d'introduire de laborieuses distinctions sémantiques entre les *coefficients élasto-optiques* (les p_{ijkl}), les *constantes photoélastiques* C_r et C_θ , et le *coefficient thermo-optique* χ qui sera défini plus loin... Evidemment, à part pour les coefficients élasto-optiques, chaque auteur adopte plus ou moins librement la terminologie qu'il souhaite : nous avons repris ici celle qui semble être la plus largement répandue.

⁵ La présence de ce calcul dans cette thèse peut paraître légèrement hors sujet. Elle est justifiée par le fait que les seules valeurs publiées de ces coefficients (dans [Koechner 99]), et que l'on retrouve citées dans beaucoup d'autres publications, n'ont été calculées que pour des barreaux longs et fins adaptés au pompage transverse, c'est-à-dire en utilisant l'approximation des déformations planes. Or une expression de ces coefficients adaptée au pompage par diode (c'est-à-dire en utilisant l'approximation des contraintes planes) n'a jamais été, à notre connaissance, publiée.

Notons toutefois qu'il n'y a pas besoin pour écrire cette relation de faire l'hypothèse d'un régime d'absorption particulier : par conséquent, l'équation (I.4.7) est également valable en présence de saturation d'absorption, et qu'il y ait ou non un effet laser.

Nous n'avons pas précisé la valeur de l'écart d'indice au centre car il ne représente qu'un déphasage global subi par tout le faisceau et n'apporte donc aucune modification sur le profil de phase. L'éq. (I.4.7) peut se réécrire :

$$\Delta n_{r,\theta} - \Delta n_{r,\theta}(r=0) = 2n_0^3 \alpha_T C_{r,\theta} \langle T(r) - T(0) \rangle \quad (\text{I.4.8.})$$

avec $\langle T(r) \rangle = \int_0^L T(r, z) dz$

I.4.1.3. Une conséquence de la biréfringence induite par contraintes : les pertes par dépolarisation

La biréfringence du cristal est donc modifiée par les contraintes thermiques : par conséquent, comme tout cristal biréfringent « ordinaire », il va modifier la phase et la polarisation d'un faisceau qui le traverse. Nous traiterons le cas de la phase en détail au paragraphe suivant ; examinons maintenant brièvement l'effet sur la polarisation.

Considérons d'abord le cas du matériau isotrope. Le raisonnement s'applique également aux cristaux uniaxes, si leur axe optique est confondu avec la direction de propagation. Dans ces deux cas, si aucun élément polarisant n'est rajouté dans la cavité (un dioptre à l'incidence de Brewster par exemple), alors le faisceau en sortie du laser n'est pas polarisé. Dans ce cas, la biréfringence induite par contraintes n'a pas d'effet sur le faisceau, qui reste non polarisé.

En revanche, dès qu'un élément polarisant existe, et c'est bien souvent le cas en pratique (car c'est nécessaire pour un très grand nombre d'applications), la polarisation va être altérée. Si l'on regarde la figure I.4.1 qui montre la direction des lignes neutres, on constate qu'un faisceau incident sur le cristal polarisé selon x par exemple, verra sa polarisation modifiée, et pas de la même façon suivant le rayon que l'on considère à l'intérieur du faisceau. Si l'on prend un rayon tombant sur l'axe x ou y la polarisation sera inchangée ; partout ailleurs la polarisation deviendra elliptique. Cela est illustré à la figure I.4.2.

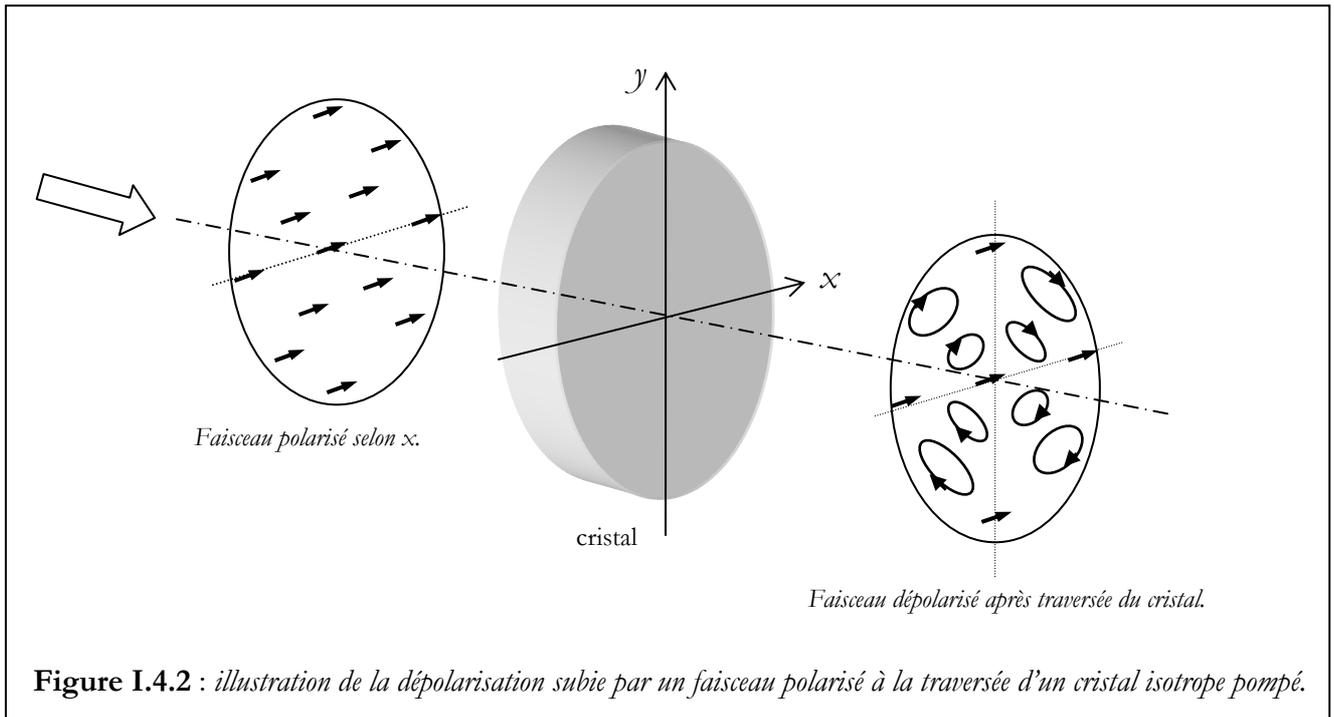
Dans une cavité avec un polariseur, la composante de polarisation orthogonale à la direction du polariseur est rejetée à chaque aller-retour : cela crée des pertes, appelées assez logiquement les « pertes par dépolarisation ».

Un autre effet, qui résulte du précédent, est une modification du profil spatial du faisceau, car là où la polarisation est inchangée (selon les axes x ou y) il n'y a pas de pertes, alors qu'elles sont maximales à 45° de ces axes. Le faisceau a donc tendance à prendre la forme d'une croix [Koechner 99].

Dans le cas de cristaux biaxes maintenant, ou uniaxes tels que l'axe optique soit contenu dans le plan des faces, la sortie est naturellement polarisée selon un des axes cristallographiques. Dans ce cas la biréfringence induite par contraintes ne modifie pas assez l'orientation de l'ellipsoïde localement pour dépolariser de façon significative le faisceau laser⁷.

⁶ Elles ne sont donc valides en théorie que pour des disques minces ($L \ll r_0$) ; ces expressions sont de signe opposé par rapport aux valeurs publiées par Koechner [Koechner 99] : voir annexe B.

⁷ La biréfringence naturelle $n_e - n_o$ (d'un cristal utilisé pour des applications laser) est typiquement supérieure à 10^{-2} (cas du YVO₄, YLF, GdCOB...). En revanche la biréfringence induite, en prenant des valeurs typiques ($\Delta T \sim 10$ K, $\alpha_T \sim 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, $n_0 \sim 1.7$, et les valeurs de $C_{r,\theta}$ du YAG), est de l'ordre de $n_r - n_\theta = 2n_0^3 \alpha_T \Delta T (C_r - C_\theta) \sim 10^{-5}$. La biréfringence naturelle l'emporte donc généralement sur la biréfringence induite par contraintes.



Notons que des solutions ingénieuses ont été imaginées pour compenser la dépolarisation dans les cristaux isotropes. La plus efficace est l'utilisation de deux barreaux, entre lesquels est disposé un rotateur de Faraday qui tourne la polarisation de 90° . Mais il y a encore plus ingénieux : Clarkson [Clarkson 01] a montré que le simple ajout d'une lame quart d'onde dans la cavité (avec un seul barreau) permettait d'annuler les effets à chaque aller-retour. La technique reste quand même limitée à certaines configurations [Fluck 00].

Dans la majorité des lasers que nous avons caractérisés, ou bien la sortie était naturellement polarisée, ou bien il n'y avait pas d'élément polarisant dans la cavité. Nous n'avons donc pas été directement confrontés à ce problème, et il n'a pas fait l'objet d'une étude détaillée.

I.4.2. Distorsions optiques liées aux effets thermiques

I.4.2.1. Expression du chemin optique

Nous allons maintenant détailler les contributions des effets thermiques sur la phase, autrement dit exprimer le chemin optique dans le cristal pompé.

Considérons un cristal de longueur L et d'indice n_0 (nous nous limitons pour cette discussion au cristal isotrope pour simplifier, mais la généralisation est évidente). Le chemin optique entre le plan d'abscisse $z = 0$ et un plan d'abscisse $z = L+d$ quelconque (voir figure I.4.3) vaut, en l'absence de pompage :

$$\delta_1 = n_0(T_c) \times L + d \quad (\text{I.4.9.})$$

où T_c est la température du cristal, égale à la température du radiateur.

En présence de pompage le trajet optique devient :

$$\delta_2(r) = \int_0^{L+\Delta L} n(T, \varepsilon_{ij}) dz + d - \Delta L(r) \quad (\text{I.4.10.})$$

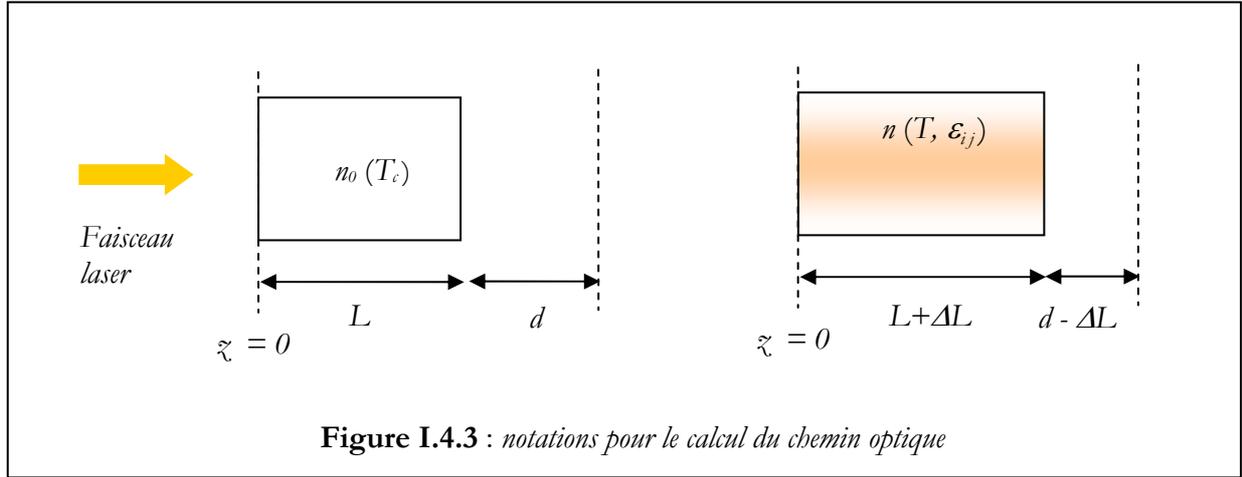


Figure I.4.3 : notations pour le calcul du chemin optique

où $\Delta L(r)$ est l'allongement du barreau.

Nous développons ensuite $n(T, \varepsilon_{ij})$ en ne gardant que les termes du premier ordre (puisque l'allongement du barreau ainsi que les variations relatives d'indice sont très inférieures à 1) :

$$\delta_2(r) = \int_0^{L+\Delta L} \left[n_0(T_c) + \frac{\partial n}{\partial T} (T(r, z) - T_c) + \sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{ij}} \varepsilon_{ij}(r, z) \right] dz + d - \Delta L(r) \quad (\text{I.4.11.})$$

où nous avons fait apparaître le coefficient dn/dT exprimant la variation d'indice avec la température.

L'allongement du cristal ΔL s'exprime en fonction de la composante axiale de la déformation ε_z calculée au § I.3, et vaut, d'après l'équation (I.3.8) :

$$\Delta L(r) = \int_0^L \varepsilon_z(r, z) dz = \langle \varepsilon_z(r) \rangle \quad (\text{I.4.12.})$$

Les termes du premier ordre dans (I.4.11.) étant supposé petits devant $n_0(T_c)$, et puisque $\Delta L \ll L$

on considère que pour ces termes-là $\int_0^{L+\Delta L} (...) \approx \int_0^L (...)$

On peut donc écrire l'écart de phase sous la forme :

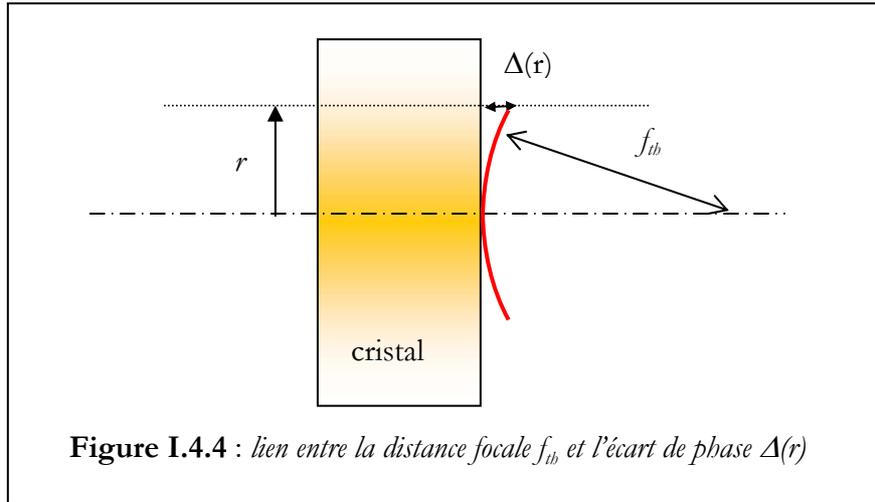
$$\begin{aligned} \delta(r) = \delta_2(r) - \delta_1 &= \frac{dn}{dT} \int_0^L (T(r, z) - T_c) dz + \sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{ij}} \langle \varepsilon_{ij}(r) \rangle + (n_0 - 1) \langle \varepsilon_z(r) \rangle \\ &= \left\langle \frac{dn}{dT} [T(r) - T_c] + (n_0 - 1) \varepsilon_z(r) + \sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{ij}} \varepsilon_{ij}(r) \right\rangle \end{aligned} \quad (\text{I.4.13.})$$

I.4.2.2. La lentille thermique

Nous nous intéresserons à l'écart de chemin optique entre le rayon qui passe au centre de la zone pompée (en $r=0$) et un rayon quelconque caractérisé par sa position r dans le cristal (voir figure I.4.4.). L'expression de la lentille thermique démontrée dans cette partie est valable :

- à l'intérieur de la zone pompée ($r < w_p$)
- pour un faisceau de pompe qui ne diverge pas.

Nous définissons l'écart par :



$$\Delta(r) = \delta(0) - \delta(r) \quad (I.4.14.)$$

qui vaut donc, dans le cas le plus général :

$$\Delta(r) = \int_0^L \left(\frac{dn}{dT} [T(0, z) - T(r, z)] + \sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{ij}} [\varepsilon_{ij}(0, z) - \varepsilon_{ij}(r, z)] + (n_0 - 1) [\varepsilon_z(0, z) - \varepsilon_z(r, z)] \right) dz \quad (I.4.15.)$$

Considérons un matériau isotrope et examinons ce que vaut l'écart de phase à l'intérieur de la zone pompée, c'est-à-dire pour $r < w_p$.

Grâce aux éq. (I.4.8) et (I.3.8) on constate que chacun des termes dans (I.4.15) est proportionnel à la température intégrée le long du cristal, ce qui permet d'écrire :

$$\begin{aligned} \Delta(r) &= \left[\frac{dn}{dT} + (n_0 - 1)(1 + \nu)\alpha_T + 2n_0^3\alpha_T C_{r,\theta} \right] \int_0^L (T(0, z) - T(r, z)) dz \\ &= \chi \langle T(0) - T(r) \rangle \end{aligned} \quad (I.4.16.)$$

où $\chi = \frac{dn}{dT} + (n_0 - 1)(1 + \nu)\alpha_T + 2n_0^3\alpha_T C_{r,\theta}$ est le **coefficient thermo-optique**⁸.

D'après (éq. I.2.8) on a :

$$\langle T(0) - T(r) \rangle = \frac{\eta_h P_{abs}}{4\pi K_c} \frac{r^2}{w_p^2} \quad (I.4.17.)$$

⁸ Dans certaines publications on ne trouve pas le terme 2 devant $n_0^3\alpha_T C_{r,\theta}$: nous l'avons fait figurer ici pour être cohérent avec les expressions « de Koechner » valables en pompage transverse [Koechner 99].

L'écart de phase suit donc une loi quadratique en r , ce qui signifie que dans l'approximation paraxiale, le cristal est équivalent à une **lentille mince** dont la focale est donnée par la relation :

$$f_{th} = \frac{r^2}{2\Delta(r)} \quad (I.4.18.)$$

Dans la suite nous ne considérerons pas directement la distance focale de la lentille thermique mais plutôt son inverse, la puissance dioptrique. Elle s'exprime en m^{-1} ou en dioptries.

Et elle vaut :

$$D_{th} = \frac{1}{f_{th}} = \frac{\eta_h P_{abs}}{2\pi w_p^2 K_c} \left[\frac{dn}{dT} + (n_0 - 1)(1 + \nu)\alpha_T + 2n_0^3 \alpha_T C_{r,\theta} \right] = \frac{\eta_h P_{abs} \chi}{2\pi w_p^2 K_c} \quad (I.4.19.)$$

La puissance dioptrique est donc proportionnelle à la puissance absorbée dans le barreau, *même lorsque l'absorption est saturée*. Rappelons en effet que jamais dans ce calcul nous n'avons eu besoin de faire une hypothèse particulière sur l'évolution de la puissance de pompe à l'intérieur du cristal ; nous avons juste supposé que la divergence de la pompe était négligeable.

Notons au passage que si la pompe a un profil gaussien (cas du pompage par laser), le facteur $1/2$ dans l'expression (I.4.19) disparaît [Clarkson 01] : autrement dit, la lentille thermique est deux fois plus forte si la même puissance de pompe est répartie sur un profil gaussien plutôt qu'uniformément (sur un profil « *top hat* »), comme nous l'avons considéré.

Pour démontrer cette formule, nous avons utilisé l'approximation paraxiale (qui nous a permis d'effectuer l'intégration (I.4.10) et les suivantes). La condition pour qu'elle soit valide peut très simplement s'exprimer, maintenant que nous avons défini la focale thermique : il faut simplement que

$$f_{th} \gg L \quad (I.4.20.)$$

En prenant quelques valeurs typiques, à savoir $\eta_h \sim 0.1$, $\chi \sim 10^{-5}$, $K_c \sim 2 \text{ W/m/K}$ (valeur la plus pessimiste, celle du BOYS), $w_p = 100 \text{ }\mu\text{m}$, et $L=3 \text{ mm}$, il vient $P_{abs} \ll 40 \text{ W}$. Dans nos conditions expérimentales, les puissance absorbées ne dépassaient jamais 10 W, et les focales mesurées étaient toutes, effectivement, supérieures au moins d'un ordre de grandeur à la longueur du cristal.

I.4.2.3. Commentaires sur les trois contributions à la lentille thermique

Nous allons revenir sur les trois termes qui apparaissent dans l'expression du coefficient thermo-optique χ , et discuter de leur importance relative.

Rappelons l'expression de χ :

$$\chi_{r,\theta} = \frac{dn}{dT} + (n_0 - 1)(1 + \nu)\alpha_T + 2n_0^3 \alpha_T C_{r,\theta} \quad (I.4.21.)$$

- Le terme $(n_0 - 1)(1 + \nu)\alpha_T$ représente la courbure (le bombement) des faces du cristal liée à la dilatation axiale. Rappelons ce qui a été dit à propos de ce terme au § I.3.2.4 : cette expression, calculée avec l'approximation des contraintes planes, est surestimée pour un cristal qui

n'est pas assimilable à un disque mince. Ainsi, d'après [Cousins 92], pour un cristal caractérisé par un rapport longueur/diamètre de 1.5, la déformation axiale est surestimée d'à peu près 35 % par rapport à la valeur donnée par un code de simulation par éléments finis.

- Le terme $2n_0^3\alpha_T C_{r,\theta}$ représente la contribution des contraintes à la lentille thermique. Nous avons déjà parlé des effets de dépolarisation, conséquence de la biréfringence. Cette biréfringence peut être évaluée par la différence des coefficients $C_r - C_\theta$. Pour évaluer les effets sur la lentille, c'est naturellement la moyenne de ces deux coefficients qui compte. La biréfringence est également responsable d'un autre effet : la double focalisation (*bifocusing*). En effet, si C_r et C_θ sont différents, la composante polarisée radialement va se focaliser en un point différent de la composante polarisée tangentiellement.
- Le coefficient dn/dT cache en fait la combinaison de deux effets [Tsay 73] : d'après l'équation de Lorentz-Lorenz l'indice est lié à la densité d'atomes d'une part, et à la polarisabilité électronique d'autre part, et ces deux quantités varient avec la température. La variation de densité avec la température, qui rejaillit sur l'indice, est donc typiquement un effet photoélastique, qui fait intervenir le coefficient d'expansion thermique α_T . Si α_e est la polarisabilité électronique, on peut écrire d'après [Woods 91] :

$$\frac{dn}{dT} = \frac{(n^2 + 2)(n^2 - 1)}{6n} \left(\frac{1}{\alpha_e} \frac{d\alpha_e}{dT} - 3\alpha_T \right) \quad (\text{I.4.22.})$$

Il apparaît que le signe du dn/dT est fixé par la compétition, quand la température augmente, entre deux phénomènes : la diminution de la densité d'une part et l'augmentation de la polarisabilité d'autre part. Le terme de densité domine dans les fluorures comme le YLF par exemple, ce qui explique le dn/dT négatif dans ces matériaux. La contribution de la polarisabilité est par contre toujours positive [Tsay 73]. Dans les cristaux que nous avons étudiés le dn/dT est toujours positif, ce qui signifie que cette dernière contribution l'emporte.

Il est intéressant de faire le constat suivant : lorsque l'on mesure le dn/dT , le cristal ne se trouve pas dans les conditions dans lesquelles il se trouve lorsqu'il est pompé. En effet, l'élévation de température imposée au cristal, lequel est généralement un prisme placé dans une enceinte thermostatée [Woods 91], est uniforme : on peut donc supposer qu'en première approximation il n'y a pas de contraintes à l'intérieur du cristal [Wynne 99]. Le problème est que le dn/dT ainsi mesuré contient un terme photoélastique qui tient compte du fait que le cristal se dilate : or, **dans les conditions de fonctionnement laser, la zone du cristal pompé que voit le faisceau de cavité est au contraire en *compression*** (et il suffit, pour qu'il en soit ainsi, que le coefficient de dilatation soit positif). Par conséquent, la contribution de l'effet photoélastique à la lentille thermique, déjà intégralement prise en compte avec le terme $2n_0^3\alpha_T C_{r,\theta}$, se retrouve en partie annulée par le terme photoélastique dans le dn/dT . Le même phénomène physique est pris en compte deux fois.

On peut donc se demander s'il ne vaudrait pas mieux, dans l'expression de la lentille thermique, ne prendre en compte que le terme de polarisabilité du dn/dT , et ne pas considérer le terme lié à la densité. Et il faut encore ajouter que le terme de polarisabilité traduisant une déformation du nuage électronique, il peut être lui aussi sensible au fait que la zone d'intérêt dans le cristal est en compression et non pas en expansion.

Cela paraît surtout troublant dans les matériaux dont le dn/dT est négatif tout en ayant un coefficient d'expansion thermique positif (comme le YLF, le LiCAF [Woods 91] ou le FAP [Payne 94-2]). Dans ce cas, il apparaît une forte « réduction » de la lentille thermique attribuée au fait que le dn/dT négatif compense les autres termes supposés positifs. Mais ces ter-

mes (en particulier le terme photoélastique) n'ont jamais été mesurés, mais simplement approximatés par les coefficients de matériaux proches (le CaF_2 pour le LiCAF [Woods 91] et le verre phosphate LG-750 pour le FAP [Payne 94-2]). Si l'on considère que dans ces cas-là, le dn/dT négatif signifie que la variation de la polarisabilité avec la température est négligeable — et puisque d'autre part les conditions de pompage font que la courbure des faces est négligeable pour les lasers cités dans [Woods 91] et [Payne 94-2] — cela veut dire que le terme photoélastique deviendrait le terme prédominant. Il est alors dangereux de l'évaluer grossièrement à l'aide de matériaux à la structure proche. Notons de plus que si la lentille thermique mesurée dans le YLF est toujours en moyenne divergente, un désaccord assez franc a été noté entre l'expérience et une simulation par éléments finis qui néglige le terme photoélastique [Pfistner 94] ; d'autre part la lentille thermique mesurée dans plusieurs cristaux de colquirites dopées a chrome [Eichenholz 98] est convergente, malgré des coefficients dn/dT négatifs dans ces matériaux. Il y a donc réellement une zone d'ombre sur ce sujet, et des travaux tant théoriques qu'expérimentaux (mesure de coefficients thermo-optiques) méritent d'être menés dans ce sens.

Peut-on avoir une idée de la part relative de chacun de ces termes ?

Rappelons d'abord que chacun d'eux dépend non seulement du matériau, mais aussi des conditions de pompage. Ainsi, dans les barreaux longs et fins, adaptés au pompage transverse, l'effet de courbure des faces est généralement négligeable : on peut montrer qu'il est en fait proportionnel à r_0/L [Koechner 99].

D'autre part, les coefficients C_r et C_θ ne sont pas non plus des constantes du matériau : leur expression est démontrée et discutée dans chacun de ces deux cas (longs barreaux fins et disques minces) dans l'annexe B.

Pour le YAG les contributions relatives sont donc :

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dT} &= 9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} \quad (58 \%) \\ (n_0 - 1)(1 + \nu)\alpha_T &= 7.2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} \quad (46 \%) \\ 2n_0^3 \alpha_T C_r &= +0.27 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} \quad (2 \%) \\ 2n_0^3 \alpha_T C_\theta &= -0.93 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} \quad (-6 \%) \end{aligned}$$

Les termes photoélastiques apparaissent donc comme négligeables, mais la courbure des faces est au contraire presque du même ordre de grandeur que le dn/dT . L'importance de la double focalisation peut être évalué par le terme :

$$\frac{\chi_r - \chi_\theta}{\langle \chi \rangle} = 6.3 \%$$

qui donne ainsi l'écart relatif (par rapport à la focale moyenne) entre les deux foyers de la lentille thermique.

En ce qui concerne le terme de courbure, au vu des approximations mises en jeu, il est instructif de comparer cette valeur à des résultats de simulation numérique par éléments finis : ce calcul a été fait par Weber *et al.* [Weber 98], et montre que la courbure des faces représente 30 % de la lentille thermique globale dans du Nd:YAG ; cela est cohérent avec le fait que l'expression (I.4.12), comme on l'a dit, est surévaluée.

L'autre question qui se pose et qui est de première importance est la suivante : la part relative de chacun de ces trois termes dans l'expression de la lentille thermique est-elle, dans les grandes lignes, la même pour tous les matériaux ? Il n'y a évidemment aucune raison pour qu'il en soit ainsi, et cela est hélas confirmé par les rares résultats connus avec d'autres matériaux que le YAG.

Dans le Nd:YLF et le Nd:YVO₄ pompés longitudinalement par diode, Baer *et al.* [Baer 93] et Kleine *et al.* [Kleine 99] ont montré expérimentalement que la part de la lentille liée à la courbure des faces représentait la moitié de la lentille totale. Une simulation par éléments finis, menée par Peng *et al.* [Peng01] arrive à la même conclusion pour un cristal de Nd:YVO₄.

C'est donc en quelque sorte une exclusivité du pompage longitudinal, puisqu'en pompage transverse il n'est pas gênant de négliger ce terme.

Il est intéressant de remarquer ceci : puisque dans tous les cristaux courants l'indice moyen varie approximativement entre 1.7 et 1.9, et que le coefficient de Poisson n'est jamais très différent de 0.25, le terme $(n_0 - 1)(1 + \nu)$ est très proche de 1. Par conséquent, d'après l'expression (26), on peut avoir une bonne idée de la contribution du dn/dT comparée à celle de la courbure des faces, simplement en comparant les valeurs des coefficients dn/dT et α_T .

Concernant les termes photoélastiques, les données sont pratiquement inexistantes. Payne *et al.* [Payne 94-2] donnent cependant un ordre de grandeur du terme photoélastique dans le FAP (Ca₅(PO₄)₃F) à partir des données disponibles sur un verre phosphate : les auteurs aboutissent à la conclusion que dans ce matériau, la contribution de l'effet photoélastique devrait être comparable, et opposée en signe, à la contribution du dn/dT (qui est fortement négatif dans ce cas : $-9.10^{-6} \text{ K}^{-1}$). On voit bien avec un cas comme celui-ci que la théorie simplifiée peine à donner une estimation, ne serait-ce que du signe, de la lentille thermique.

En conclusion, ces quelques exemples illustrent deux choses :

- L'approximation qui est faite le plus souvent, consistant à ne considérer que le dn/dT dans l'expression de la lentille thermique, n'est pas fondée : elle ne permet d'obtenir qu'un ordre de grandeur de la lentille. Mais elle peut conduire à des estimations fortement erronées, notamment lorsque le dn/dT est négatif.
- Si l'on ne connaît pas tous les paramètres d'un matériau, il est très hasardeux de prévoir théoriquement **ne serait-ce que le signe de la lentille thermique**, et ce même avec un code par éléments finis très élaboré. L'expérience est la seule méthode vraiment pertinente dans ces cas-là.

I.4.2.4. Les aberrations de la lentille thermique

Nous allons finir ce chapitre théorique en disant quelques mots des aberrations de la lentille thermique.

Tant que le profil de phase a une forme purement parabolique (i.e. la lentille n'est pas aberrante), les distorsions thermiques sont facilement compensables, soit par l'ajout d'une lentille divergente dans la cavité, soit directement en jouant sur les distances entre les miroirs de la cavité. Nous avons évoqué dans la première partie (§II.1.2) les stratégies à adopter pour rendre une cavité la moins sensible possible à la lentille thermique.

Si la lentille présente des aberrations en revanche, la compensation n'est pas aisée et requiert des techniques plus élaborées. Leur description n'entre pas dans le cadre de cette thèse : on trouvera par exemple un état de l'art des techniques de correction existantes dans [Brignon 98]. Si elles ne sont pas corrigées, elles ont deux conséquences : des pertes et une dégradation de la qualité du faisceau. Les pertes apportées par les aberrations sont souvent appelées « pertes par diffraction » [Xie 01], parce qu'un faisceau diffracté par un milieu aberrant voit ses composantes de grande fréquence spatiale s'échapper de la cavité après quelques allers-retours. Une autre source de per-

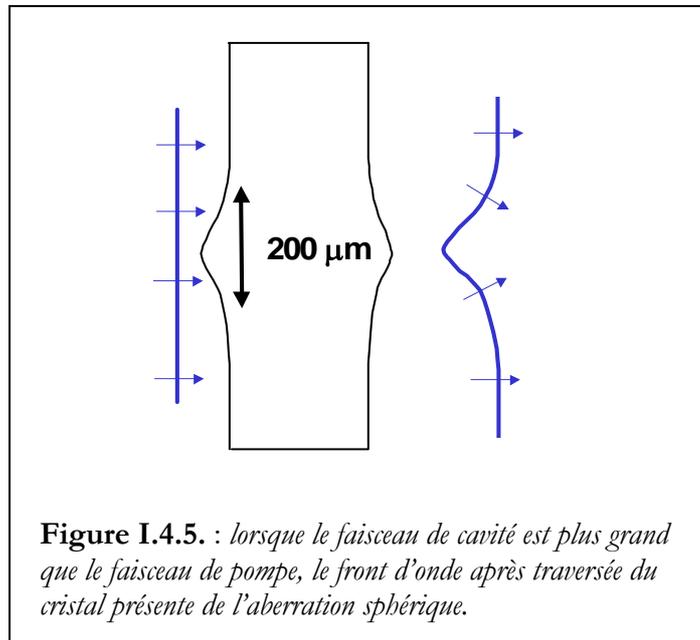
tes peut être l'ajout par l'expérimentateur d'un trou de filtrage dans la cavité destiné à supprimer l'oscillation des modes d'ordre supérieur.

La lentille présentera de l'**aberration sphérique** dès que la profil de phase « vu » par le faisceau de cavité s'écarte d'un profil parabolique. Cela se produit quand la pompe n'a pas une forme de créneau (« top hat »), par exemple lorsque son profil est gaussien (cela a été mis en évidence par Frauchiger *et al.* [Frauchiger 92]), ou bien quand le diamètre du faisceau de cavité dans le cristal est *plus grand que le diamètre de la zone pompée*. Ce dernier point est illustré schématiquement à la figure I.4.5. Un rayon marginal, situé au bord de la pupille, sera moins dévié qu'un rayon proche du centre. On dit quelquefois [Clarkson 01] que la distance focale augmente avec le rayon r , mais le plus rigoureux consiste à dire que la lentille présente alors de l'aberration sphérique. Cette dernière est opposée en signe par rapport à l'aberration sphérique « ordinaire », celle que l'on rencontre dans une lentille simple convergente très ouverte.

Une telle distorsion du front d'onde dans la cavité amène une modification du profil spatial en sortie, que l'on peut chiffrer par une dégradation de son facteur M^2 . Siegman [Siegman 83] a étudié l'impact de l'aberration sphérique sur le facteur M^2 en détail. Nous citons ici simplement un résultat, repris par Clarkson [Clarkson 01].

Si l'on ne considère pas des faisceaux de cavité beaucoup plus grands que le faisceau de pompe, on peut considérer que seule de l'aberration sphérique du 3^{ème} ordre est présente, c'est-à-dire que l'écart $\Delta(r)$ peut s'écrire :

$$\Delta(r) = \frac{r^2}{2f_{th}} - C_4 r^4 \quad (I.4.23.)$$



Si le faisceau laser a un facteur M^2 initial M_i^2 , le M^2 en présence d'aberration s'écrit :

$$M_f^2 = \sqrt{(M_i^2)^2 + (M_q^2)^2} \quad (I.4.24.)$$

avec

$$M_q^2 = \frac{8\pi C_4 w_L^4}{\lambda \sqrt{2}} \quad (\text{I.4.25.})$$

avec λ : longueur d'onde laser ; w_L : rayon du faisceau de cavité.

Naturellement, on peut montrer que $C_4=0$ pour un profil de pompe « top hat » dès lors que $w_L < w_p$. Mais il est intéressant de voir ce que devient cette expression pour un profil de pompe *gaussien* de rayon w_p ($\hat{=} 1/e^2$) [Clarkson 01] :

$$M_q^2 = \frac{2 \chi \eta_b P_{abs}}{K_c \lambda \sqrt{2}} \left(\frac{w_L}{w_p} \right)^4 \quad (\text{I.4.26.})$$

Puisque le rapport w_L/w_p est à la puissance 4, on voit qu'on peut apporter une dégradation significative même pour des rapports légèrement supérieurs à 1. Même si cette formule n'est valable que pour des faisceaux gaussiens, elle peut servir utilement de formule approchée dans le cas d'un pompage par diode fibrée, avec la condition supplémentaire $M_q^2 = 0$ pour $w_L < w_p$.

L'astigmatisme est une autre aberration potentielle de la lentille thermique : elle signifie que dans deux directions orthogonales, la focale n'est pas la même. Nous avons éludé dans le traitement théorique toute circonstance pouvant amener de l'astigmatisme, car nous aurions rendu le problème inabordable avec des outils analytiques.

Dans quels cas la lentille thermique est-elle astigmatique ?

- si la conductivité thermique dépend de la direction. De façon générale, les cristaux uniaxes sont caractérisés par deux conductivités thermiques, et les cristaux biaxes par trois [Nye 85]. Dans ce cas le profil de température perd sa symétrie radiale et il en est de même pour la lentille ;
- de la même façon, si le tenseur des coefficients d'expansion thermique $\alpha_{T_{ij}}$ n'est plus un scalaire : les termes correspondant à la courbure des faces et à l'effet photoélastique dans (I.4.19) deviennent dépendants de la direction.
- si le flux thermique n'est plus radial à cause d'inhomogénéités dans le refroidissement (par exemple : si deux côtés sont refroidis par cuivre et les deux côtés parallèles sont libres...). Cas de figure peu probable en pratique.
- l'astigmatisme apparaît également si le faisceau de cavité est *polarisé*, même si le matériau est isotrope. Voir paragraphe suivant.

Influence de la polarisation

Puisque l'indice apparaît dans chacun des termes contribuant à la lentille thermique, il va de soi que cette dernière va dépendre de la polarisation du faisceau de cavité. Le terme photoélastique dans (I.4.19) est aussi responsable d'un autre effet : un **astigmatisme dépendant de la polarisation**. L'effet est représenté et expliqué à la figure I.4.6., dans le cas le plus simple du cristal isotrope (YAG par ex.). Notons que si l'on tourne de 90° la polarisation pour un cristal isotrope, l'astigmatisme change seulement de signe.

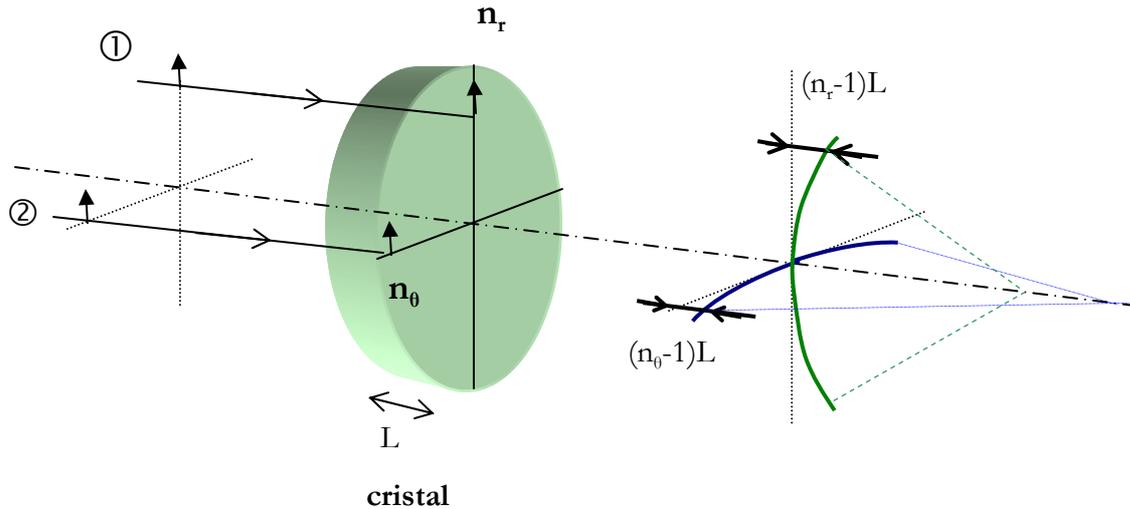


Figure I.4.6. : Astigmatisme dépendant de la polarisation du faisceau de cavité. Ici un faisceau polarisé verticalement arrive sur le cristal par la gauche. Le rayon ① voit l'indice radial n_r alors que la rayon ② voit l'indice tangentiel n_0 . Si pour simplifier on suppose que ces indices sont constants sur une épaisseur L , l'astigmatisme vaut $(n_r - n_0)L$.

I.4.3. Résumé sur les effets thermomécaniques et thermo-optiques

Pour finir, figure I.4.7 résume les différents effets thermiques que l'on peut rencontrer, et leurs conséquences pratiques. Nous rebouclons en quelque sorte sur l'introduction de ce chapitre, où nous avons présenté les conséquences des effets thermiques sans expliquer d'où ils venaient et comment ils étaient reliés entre eux.

Ce que nous appelons couramment « la lentille thermique » est donc à comprendre ici comme « l'ensemble des distorsions de phase consécutives aux effets thermo-optiques ». Il n'est pas réducteur de dire que l'on mesure « la lentille thermique » puisque si l'on mesure également ses aberrations, c'est l'intégralité des effets thermo-optiques qui est mesurée d'un coup, à l'exception de la dépolarisation.

À ce propos, notons qu'une distinction est souvent faite entre « la lentille thermique » et la « biréfringence induite par contraintes ». Les deux sont en fait étroitement liés puisque la biréfringence en question peut amener des aberrations sur la phase du faisceau de cavité, aberrations qui font partie intégrante de la lentille thermique.

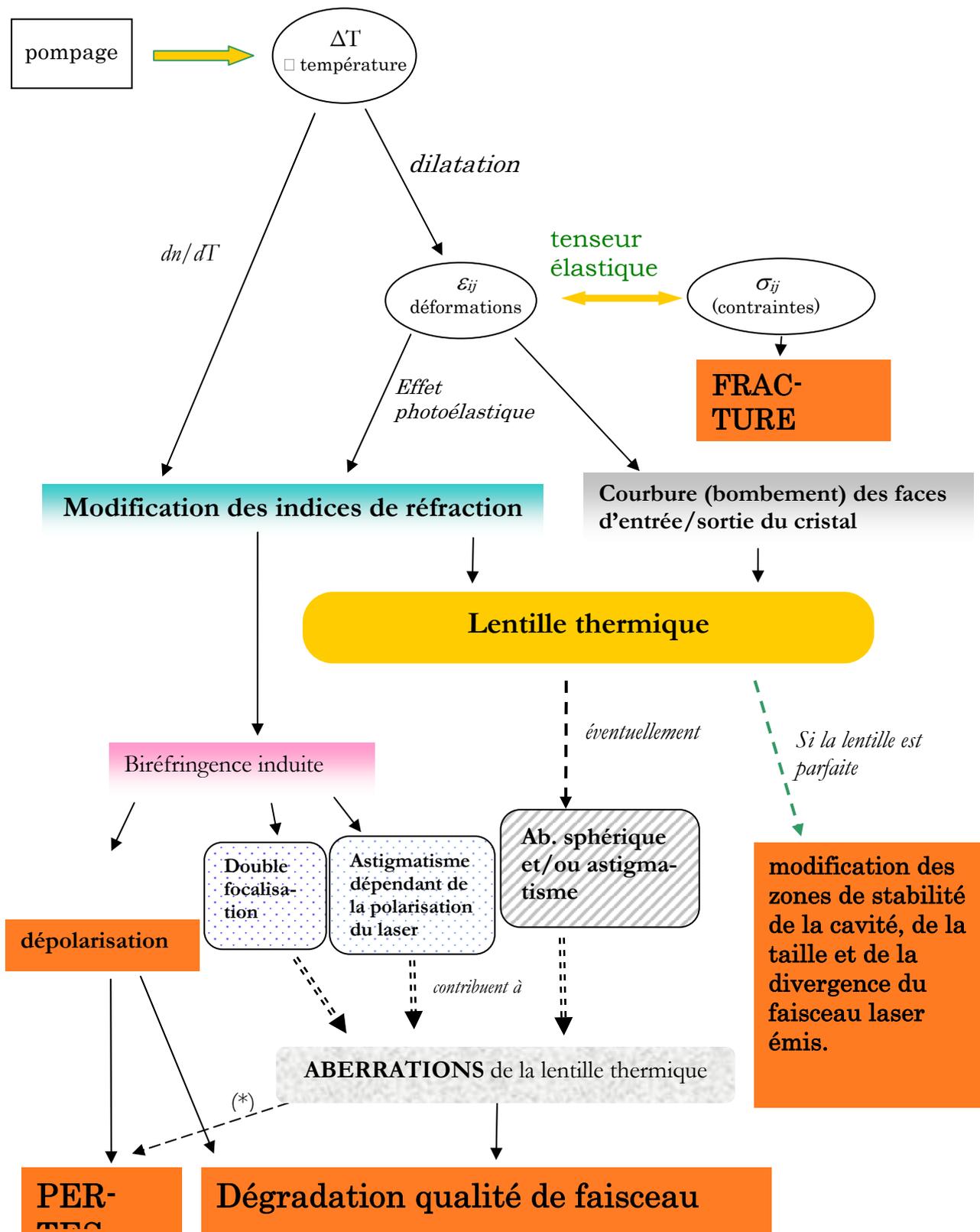


Figure I.4.7 : résumé sur les effets thermiques dans les lasers solides. Dans les carrés rouges sont représentés les conséquences visibles pour l'expérimentateur. Les aberrations sont divisées en deux classes : celles qui ne dépendent pas de la polarisation (en hachuré) et celles qui en dépendent (en pointillés), et qui découlent de la biréfringence induite par contraintes.

(*) : 2 types de pertes induites par les aberrations : les pertes par diffraction (qui vont de pair avec la dégradation de la qualité de faisceau) et les pertes induites par un éventuel trou de filtrage que l'on peut mettre dans la cavité pour supprimer l'oscillation des modes d'ordre supérieur.

II. LES TECHNIQUES DE MESURE DE LENTILLES THERMIQUES

II.1. Méthodes géométriques.

II.2. Méthodes basées sur les propriétés des modes de cavité.

II.3. Méthodes de mesure de front d'onde.

La première mise en évidence des effets thermiques dans un laser date d'à peine 5 ans après l'invention du laser. En 1965, Gordon, Leite et Whinnery [Gordon 65] travaillent aux Bell Labs sur un laser Helium Neon, avec le but de construire une source pour la spectroscopie Raman. En plaçant dans la cavité des cuves de liquide (*a priori* transparent) pour initier un régime déclenché, ils observent alors des phénomènes inattendus, tels que des sauts de mode ou des oscillations de relaxation. Mis en alerte par la constante de temps exceptionnellement longue de ces phénomènes (plusieurs secondes), ils démontrent que c'est une lentille thermique qui est à l'origine des comportements observés : elle est créée par l'absorption (très faible) du laser au sein des cuves contenant les liquides. L'application principale de leur découverte, pronostiquent-ils alors, devrait être la mesure de coefficients d'absorption très petits, pouvant aller jusqu'à 10^{-4} cm^{-1} . En fait, la détermination de la focale thermique permet maintenant de mesurer des coefficients d'absorption plus petits que 10^{-7} cm^{-1} [Fournier 80]. Depuis 65, l'éventail des méthodes dites photothermiques maintenant accessibles au physicien, et au chimiste, s'est considérablement diversifié [Bialkowski 96].

L'effet que Gordon et ses collègues ont mis en évidence a ceci de particulier que c'est un effet « auto-induit » : on peut donc parler d'automodulation de phase, car c'est le laser exciteur qui modifie sa propre phase en chauffant le milieu dans lequel il se propage. Le parallèle avec le phénomène du même nom bien connu en optique non linéaire n'est pas fortuit : si le faisceau laser est de forme gaussienne, la lentille créée est aberrante et le profil d'intensité possède alors, spatialement, toutes les caractéristiques que l'on connaît dans le domaine temporel pour les impulsions automodulées en phase (avec une structure annulaire irrégulière, voir [Dabby 70]).

Nous avons expliqué (dans l'introduction de cette deuxième partie) l'intérêt que présentait, pour le concepteur de sources laser, la mesure de la lentille thermique. Le chapitre théorique qui précède nous a également montré que la modélisation fine est d'une très grande complexité. Ce qui fait qu'à l'heure actuelle, avec les paramètres physiques dont nous disposons et avec les outils de simulation accessibles, il n'est possible de modéliser complètement les effets thermiques que dans des matériaux simples, c'est-à-dire concrètement dans les verres et dans certains cristaux cubiques (comme le YAG). Pour tout le reste, la méthode expérimentale *est la seule possible*.

Depuis les années 70, on cherche donc à mesurer, le plus précisément mais aussi le plus simplement possible, la lentille thermique dans les lasers solides. La simplicité n'est pas un enjeu anodin en effet, puisqu'un banc de mesure de lentilles thermiques est, idéalement, un outil de caractérisation que l'on souhaite le plus « presse-bouton » possible : à la limite on rêve d'un instrument qui, à l'instar d'un mesureur de puissance ou de M^2 , puisse servir à des contrôles en routine. On comprend ainsi pourquoi on ne s'est jamais vraiment contenté des techniques interférométriques.

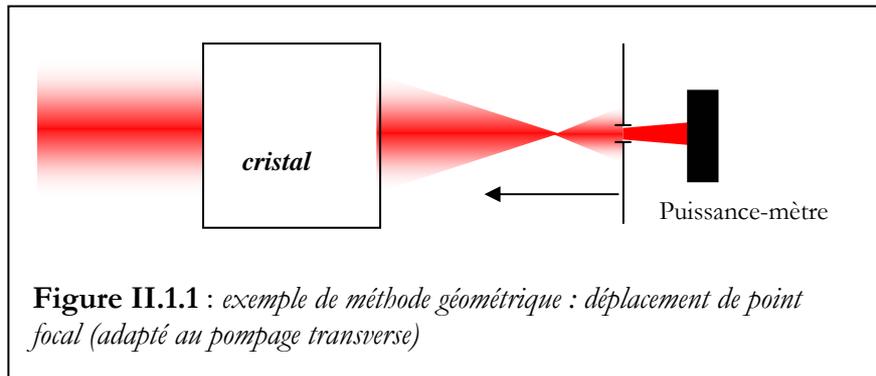
Voici dans cette seconde partie un état de l'art des différentes techniques développées pour mesurer les lentilles thermiques dans les lasers solides. Les méthodes sont exposées dans un ordre de complexité croissant, ce qui correspond également à peu de choses près à l'ordre chronologique des publications citées.

Nous avons classé ces techniques en trois catégories : les méthodes géométriques (basées soit sur le déplacement d'un point focal, soit sur la déflexion de rayons lumineux) ; les méthodes basées sur les propriétés des modes de cavité ; et enfin les méthodes de mesure de front d'onde.

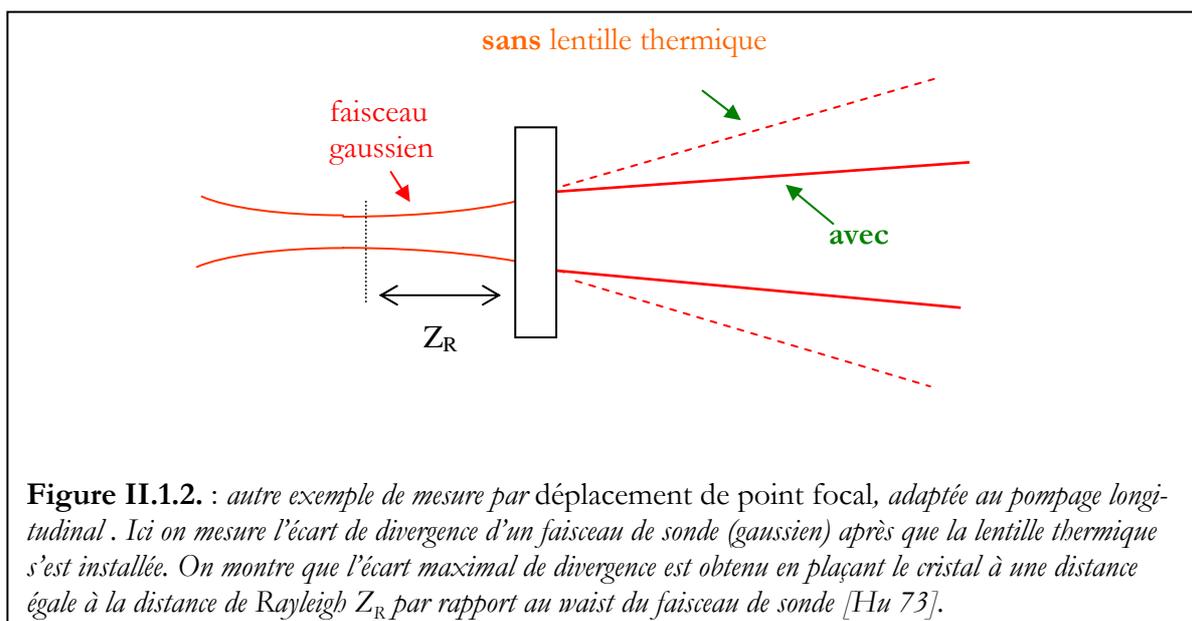
II.1. Méthodes géométriques

Ce sont de loin les plus simples. Nous distinguerons les méthodes de déplacement de point focal et les méthodes de mesure de déflexion.

II.1.1. Les méthodes de déplacement de point focal



Le principe de base est on ne peut plus simple : si un faisceau de sonde traversant le cristal se trouve focalisé en un endroit défini, l'installation d'une lentille thermique dans le cristal a pour effet de déplacer ce point focal. La mesure de ce déplacement permet de remonter à la focale thermique grâce aux lois les plus élémentaires de l'optique géométrique. Lorsque le diamètre de la zone pompée est suffisamment grand, on peut par exemple utiliser un faisceau collimaté de diamètre comparable et chercher le point de focalisation. La recherche du foyer peut se faire en balayant un petit trou le long de l'axe de propagation, en cherchant à maximiser la puissance transmise à travers ce trou (voir figure II.1.1) [Burnham 70]. Ces méthodes partent de l'hypothèse que les lentilles sont parfaites (sans aberrations) et sont plutôt adaptées aux géométries de pompage transverse, avec des cristaux de grandes sections. Elles s'appliquent très mal aux lasers pompés longitudinalement, que ce soit par diode ou par laser. Le repérage précis d'un point de focalisa-



tion ne peut en effet se faire correctement qu'à la condition que la profondeur de champ soit faible, ce qui impose des diamètres sondés de grande taille, et des lentilles thermiques de courte focale.

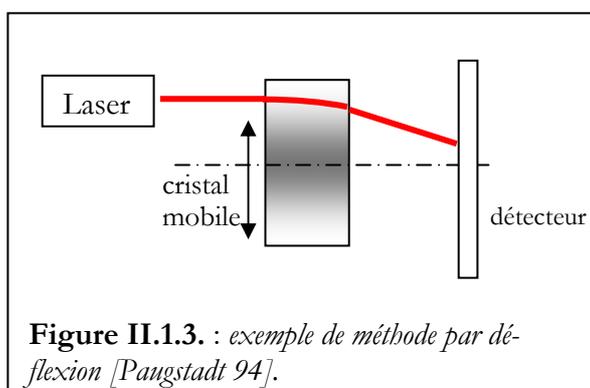
De plus, la notion de faisceau collimaté n'a plus de sens quand le diamètre de la sonde ne dépasse pas quelques centaines, voire quelques dizaines, de microns : il faut dans ces cas-là raisonner avec l'optique gaussienne.

Hu et Whinnery [Hu 73] ont décrit une méthode simple permettant, avec un faisceau de sonde spatialement cohérent dont la taille est comparable à celle de la zone pompée, de déterminer la focale thermique, en fonction notamment de la position qu'occupe le *waist* du faisceau de sonde par rapport au cristal. Il suffit alors de mesurer ou bien la divergence du faisceau [Hu 73], ou bien un changement de taille dans un plan judicieusement choisi [Murray 83].

Les méthodes de déplacement de point focal sont assez peu précises. Tous les auteurs rapportent des précisions relatives situées entre 20 et 30 % sur les mesures de distances focales.

II.1.2. Méthodes par mesure de déflexion

Au lieu d'utiliser un faisceau externe qui couvre toute la zone pompée, on peut mesurer la déflexion subie par un mince faisceau légèrement excentré par rapport à l'axe optique (voir figure II.1.3). On a ici la possibilité de balayer toute la surface du cristal, et ainsi avoir accès non seulement à la focale, mais aussi aux aberrations de la lentille thermique [Paugstadt 94]. Cette méthode demeure très complexe à mettre en œuvre, et est plutôt réservée aux cristaux de grande section pompés transversalement (même si la résolution spatiale accessible est inférieure au diamètre de la sonde [Misra 95]). On notera que l'information obtenue ici est finalement la dérivée d'un front d'onde, et que la méthode de Shack-Hartmann qui sera décrite plus loin est proche de celle-ci dans le principe.



II.2. Les méthodes basées sur les propriétés des modes de cavité

Nous avons soulevé, dans le paragraphe précédent, la difficulté d'effectuer avec un faisceau de sonde des mesures géométriques dans les lasers pompés longitudinalement, à cause de la très faible taille des zones pompées. Ce type de lasers devenant de plus en plus courant, de nouvelles techniques de mesure de lentille thermique, moins triviales dans le principe que les précédentes, ont été proposées. Elles s'appuient sur les propriétés des modes de cavité. Elles reposent sur le

fait que la lentille thermique modifie les zones de stabilité ainsi que les propriétés (taille, divergence) du faisceau émis. Toutes ces méthodes s'appuient sur la théorie paraxiale des cavités de Kogelnik et Li [Kogelnik 66], dans laquelle chaque élément est décrit par sa matrice ABCD. Par conséquent, l'hypothèse est faite que la lentille est parfaite : les aberrations thermiques ne peuvent donc pas être mesurées. Les avantages de ces techniques tiennent à leur coût finalement très faible, puisque les outils de mesure sont ceux qu'on trouve habituellement dans un laboratoire (une caméra ou un analyseur de faisceau suffit), et à la possibilité offerte de mesurer la lentille dans les conditions réelles de fonctionnement, puisque c'est le faisceau laser qui sert lui-même de faisceau d'investigation. En contrepartie, évidemment, il n'y a aucun moyen de mesurer la lentille thermique « sans effet laser ».

Voici trois exemples illustrant l'emploi de ces méthodes :

- Frauchiger *et al.* [Frauchiger 92] mesurent, dans un laser Nd:YAG pompé par diode, la divergence du faisceau à la sortie et la relient à la lentille thermique par un calcul paraxial. Cette méthode illustre une limitation inhérente à ces techniques utilisant directement le faisceau de cavité : elles sont très sensibles à la qualité de faisceau. En effet, la divergence mesurée est directement proportionnelle au facteur M^2 du faisceau : il doit donc être connu si ce n'est pas uniquement le mode fondamental qui oscille. En pratique, étant donnée la fiabilité assez médiocre associée à la mesure du facteur M^2 (voir première partie, § II.2.3), il est nettement préférable de n'appliquer cette méthode que si le faisceau est limité par diffraction ($M^2=1$). Dans les autres cas, surtout si le faisceau a un profil non gaussien, l'utilisation de formules d'optique gaussienne s'avère très hasardeuse.

- Neuenschwander *et al.* [Neuenschwander 95] utilisent une cavité plan-plan stabilisée par la lentille thermique (le cristal est placé au milieu des deux miroirs plans) : en ajoutant des lentilles extra-cavité judicieusement positionnées puis en mesurant la taille des faisceaux à différents endroits, on peut calculer la taille des *waists* à l'intérieur de la cavité, ce qui permet en dernier lieu de remonter à la lentille thermique. La méthode permet en outre la détermination simultanée du facteur M^2 . Outre l'inconvénient soulevé juste au-dessus, il en apparaît un autre : les cavités plan/plan ne représentent pas un cas « réel », sauf peut-être pour les microlasers, qui utilisent effectivement des cavités de ce type. Or, en recourant à une cavité spéciale, construite uniquement pour les besoins de la mesure de lentille thermique, on a de grandes chances de modifier les performances et la qualité de faisceau.

Ajoutons que d'un côté strictement pratique, la mise en œuvre d'une telle méthode requiert la connaissance précise de toutes les distances mises en jeu et est de ce fait sujette à beaucoup d'imprécision.

- Ozygus *et al.* [Ozygus 95] proposent une méthode alternative, plus marginale. Elle consiste à exploiter le fait que la fréquence des modes transverses d'ordre supérieur dans une cavité plan-concave dépend non seulement de la longueur de la cavité, mais aussi des rayons de courbure des miroirs : si le cristal est apposé contre le miroir plan de la cavité, cette fréquence dépend de la lentille thermique. Il faut donc s'arranger pour faire osciller simultanément au moins deux modes, les faire battre, et mesurer la fréquence de battements avec un analyseur de spectre. Une variante a été présentée deux ans plus tard par les mêmes auteurs [Ozygus 97] et s'avère, d'après les auteurs eux-mêmes, plus simple à mettre en œuvre : elle consiste à translater un des miroirs et à noter les positions pour lesquelles il y a dégénérescence (c'est-à-dire quand la fréquence d'un mode transverse d'ordre supérieur devient égale à la fréquence d'un autre mode). L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de mesurer de très longues focales, jusqu'à 5 mètres ! Les inconvénients, outre la complexité de mise en œuvre, sont les mêmes que pour la méthode précédente : puisque le laser doit être fortement multimode transverse pour que la technique fonc-

tionne – et puisque la cavité a une longueur variable au cours de la mesure – on ne mesure pas la lentille thermique dans les conditions réelles de fonctionnement.

Ces méthodes permettent d'obtenir des précisions relatives sur la valeur des focales thermiques assez variables : de 15 % si le faisceau est limité par diffraction à 60 % si ce n'est pas le cas [Neuenschwender 95].

La conclusion qui ressort de ce bref recensement est que les méthodes utilisant les propriétés des modes de cavité, tout comme les méthodes géométriques, sont bien adaptées pour obtenir un ordre de grandeur assez grossier de la lentille thermique. Pour toute détermination plus fine, qui inclut la connaissance des aberrations thermiques, il faut se tourner vers une méthode de mesure de front d'onde.

II.3. Les méthodes de mesure de front d'onde

II.3.1. Les méthodes interférométriques

Nous distinguerons les méthodes interférométriques « classiques », à base d'interféromètres bien connus comme ceux de Michelson, de Fizeau, ou leurs dérivés, et les méthodes interférométriques à décalage de phase latéral.

II.3.1.1 Les méthodes interférométriques « classiques »

On a le choix entre deux types de montage : soit on regarde les franges d'égale épaisseur optique produites entre les deux faces parallèles d'un barreau pompé (c'est alors un interféromètre de type Fizeau [Pfistner 94]) ; soit on dispose ce même barreau pompé dans l'un des bras d'un interféromètre de type Michelson [Cabezas 66] ou Mach-Zehnder [Welling 66] par exemple.

La première catégorie d'interférométrie (de type Fizeau) est plus simple puisqu'il n'y a pas besoin d'un second bras et d'une stabilisation très rigoureuse.

Ces méthodes ont de l'intérêt pour des barreaux amplificateurs de grande dimension, mais elles sont en revanche inadaptées quand le pompage est longitudinal. Effectivement, si rien n'interdit *a priori* d'utiliser ces techniques dans ces cas là, à condition d'adapter la taille de la zone sondée à la taille de la zone pompée, il est impossible alors d'obtenir des interférogrammes comportant plusieurs franges. Considérons par exemple un faisceau de sonde de 200 microns de diamètre : une lentille thermique de focale aussi courte que 5 cm induit sur un front d'onde plan un déphasage maximal en bord de pupille de seulement $\Delta = h^2/2f = \lambda/6$ (h = rayon de la pupille, f = distance focale, avec $\lambda=670$ nm). Dans ces conditions, évidemment, on ne voit pas de franges !

Une solution couramment utilisée en interférométrie pour obtenir une cartographie précise de la phase « entre deux franges » est la technique dite du décalage de phase (*phase-shift*). Une telle méthode a été par exemple utilisée pour caractériser les aberrations thermiques d'un barreau de Nd:YAG pompé transversalement [Khizhnyak 99]. Cette technique est finalement assez simple à mettre en œuvre puisque ce type d'appareil est commercial, mais elle est très coûteuse. On préfère en général les techniques à décalage de phase latéral détaillées dans le prochain paragraphe.

Est-il pour autant complètement impensable de recourir à l'interférométrie classique pour des lasers pompés longitudinalement ? Pfistner *et al.* [Pfistner 94] envisagent le problème différemment : puisque le cristal est toujours (beaucoup) plus grand que la zone pompée, ils choisissent de prendre un faisceau de sonde délibérément plus grand que la zone pompée. Comme nous l'avons

remarqué au §I.4, la lentille ainsi mesurée est fortement aberrante. Il faut donc ensuite, lors du dépouillement des interférogrammes (qui ne contiennent toutefois que deux à trois franges), extraire la partie parabolique de la lentille. Le principal inconvénient de cette méthode est qu'elle est très peu précise (la précision est évaluée à $\lambda/4$ dans le meilleur des cas). Puisque les quelques franges obtenues ne suffisent pas pour résoudre ce qui se passe à l'intérieur de la zone pompée, il faut en parallèle mener une simulation numérique (effectuée ici dans le YAG, le GSGG et le YLF grâce à une technique d'éléments finis) dont on se sert ensuite pour ajuster les données expérimentales.

II.3.1.2. L'interférométrie à décalage de phase latéral (“*lateral shearing interferometry*”)

Cette méthode, bien qu'interférométrique, est adaptée au pompage longitudinal. Le principe est le suivant : le front d'onde aberrant à analyser est scindé en deux « répliques » légèrement décalées transversalement dans une direction x . L'interférence de ces deux répliques fournit alors un profil d'éclairement qui permet de remonter à la dérivée de la phase dans la direction x . Cette technique est plus sensible que l'interférométrie classique puisqu'en l'absence de déformation, lorsqu'un front de phase plan interfère avec lui-même, on a déjà une figure de franges rectilignes. Blows *et al.* [Blows 98] utilisent pour construire la réplique une plaque holographique sur laquelle sont inscrits deux réseaux de pas légèrement différents. Ce système est utilisé pour mesurer les lentilles thermiques dans un cristal de Nd:YAG pompé par une barrette de diodes, la zone pompée étant alors fortement asymétrique. Si l'on souhaite une information bidimensionnelle, on doit faire deux mesures successives dans deux directions orthogonales, ce qui exclut avec cette méthode toute étude en temps réel.

La méthode du « *trilateral shearing interferometry* » [Primot 93] permet de cartographier les gradients de phase dans deux directions orthogonales en une seule acquisition (ce qui permet du coup l'étude en temps réel) : il suffit pour cela, non plus de scinder le front d'onde initial en deux, mais en trois répliques, grâce par exemple à un réseau bidimensionnel [Chanteloup 98]. L'utilisation de réseaux pour la formation des répliques rend de plus le système achromatique : c'est un intérêt non négligeable car cela relâche la contrainte sur la cohérence temporelle du laser utilisé comme sonde, une grande finesse spectrale n'étant plus dès lors requise.

La précision de ces méthodes est très bonne : elle est typiquement de l'ordre de $\lambda/50$ [Blows 98], mais peut atteindre $\lambda/200$ [Primot 93]. Dans l'expérience de Blows *et al.* cela équivaut à une incertitude sur la distance focale de 12 %.

II.3.2. Reconstruction de la phase à partir de l'éclairement dans différents plans

Si l'on connaît, dans deux plans reliés entre eux par transformation de Fourier, le profil d'éclairement, on peut à partir de cette simple information connaître la phase en tout point. Pour fixer les idées, on imagine bien que si l'éclairement d'une pupille circulaire est parfaitement uniforme, et que dans le plan de Fourier associé on trouve une parfaite figure d'Airy, le front d'onde qui s'est propagé d'un plan à l'autre a de bonnes chances d'être une sphère parfaite. Néanmoins le problème inverse qui consiste à « retrouver » la phase à partir de l'éclairement est loin d'être évident. Grossard *et al.* [Grossard 02] exposent une technique de mesure d'aberrations thermiques dans un cristal de Nd:YVO₄ pompé par diode, à partir de profils d'éclairement enregistrés dans trois plans, en utilisant un algorithme complexe pour « retrouver » la phase, dérivé de celui de Gerchberg et Saxton.

II.3.3. Mesure géométrique du front d'onde par un analyseur de front d'onde de Shack-Hartmann

La « plaque Hartmann » [Hartmann 1900] est un dispositif vieux d'un siècle pour mesurer des fronts d'onde de façon très directe. Le principe est simple : on sait depuis nos premiers cours d'optique que les rayons lumineux sont orthogonaux aux surfaces d'onde. Repérer la direction d'un rayon lumineux, c'est donc connaître la pente locale du front d'onde à cet endroit. La plaque Hartmann est simplement une plaque percée d'un réseau régulier de petits trous qui diffractent la lumière, derrière laquelle on trouve un capteur d'éclairement sensible à la position (une matrice CCD, de nos jours). En 1971 Roland Shack et Ben Platt, en essayant de photographier des satellites soviétiques au profit de l'U.S. Air Force, améliorent la sensibilité du dispositif en remplaçant la plaque trouée par une matrice de microlentilles. C'est certainement injuste pour le pauvre Ben Platt, mais c'est le nom de Shack-Hartmann¹ qui s'imposa pour désigner le capteur de Hartmann ainsi modifié. L'armée américaine y voit tout de suite l'outil *ad hoc* pour l'optique adaptative, un domaine auquel elle s'intéresse depuis le lancement du fameux projet « guerre des étoiles », l'idée étant alors de compenser les distorsions atmosphériques pour aller abattre un missile par laser depuis le sol. Ce n'est qu'en 1980 que le Shack-Hartmann retrouve le chemin de l'optique civile, avec son adoption par la communauté astronomique.

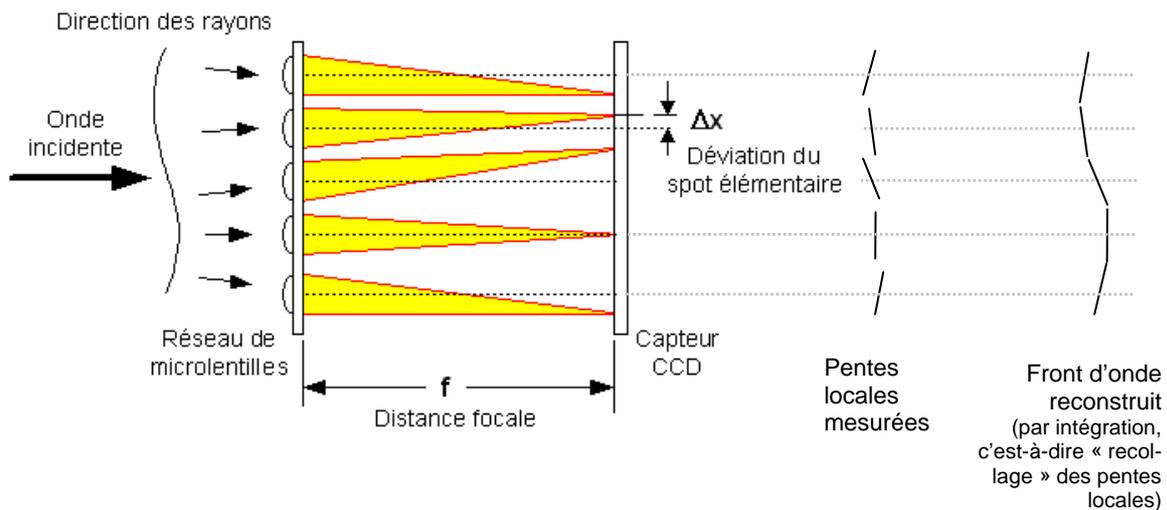


Figure II.3.1. : principe de fonctionnement d'un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann.

La figure II.3.1. illustre le principe de base. Le petit décalage Δx dans le plan du détecteur est proportionnel à la pente locale moyenne du front d'onde devant la microlentille correspondante : plus exactement à la dérivée partielle de la phase selon x . Par intégration, il est donc possible de remonter à la phase en tout point. Nous discuterons plus en détail, dans le chapitre suivant, des limitations et de la précision. Notons toutefois que tous les capteurs commerciaux offrent une sensibilité de $\lambda/100$ RMS théorique sur la mesure de défaut de phase. Cela est comparable aux résolutions qui peuvent être atteintes avec les techniques interférométriques à décalage de phase latéral.

La méthode de Hartmann, puisqu'elle est géométrique, est insensible aux vibrations mécaniques ou aux fluctuations thermiques, ce qui constitue un avantage certain sur les méthodes interféro-

¹ Il est probable que pour rendre justice à Hartmann qui a la primeur du procédé, on ne devrait pas dire « Shack-Hartmann », mais plutôt « Hartmann-Shack ». Mais le premier me semble plus facile à prononcer...

métriques. Autre avantage, celui de pouvoir mesurer le front d'onde *en temps réel* (avec une cadence de l'ordre de 10 Hz au maximum pour les capteurs commerciaux courants).

La principale limitation de ce type de capteur est liée à l'échantillonnage de la phase réalisé par la matrice de microlentilles : cela le rend insensible aux défauts de phase de grande fréquence spatiale. En fait, comme nous l'avons vu au § I.4, les distorsions thermiques dans les lasers solides, lorsqu'elles sont sondées avec une taille de faisceau comparable à celle de la zone pompée, ne contiennent aucun terme de haute fréquence, encore moins des sauts de phase. Cela est dû à la distribution de température qui est toujours à variations lentes, même lorsque la charge thermique connaît des variations brutales. Cette limitation n'est donc pas en général un problème pour les mesures de lentilles et d'aberrations thermiques.

Armstrong [Armstrong 98] rapporte des mesures de lentilles thermiques dans des barreaux de Nd:YAG et Nd:YAP pompés transversalement par diode avec cette technique. Ito *et al.* [Ito 02] et Pittman *et al.* [Pittman 02] ont récemment rapporté l'emploi d'un analyseur de Shack-Hartmann pour mesurer la lentille thermique dans un barreau de saphir dopé au titane, utilisé dans des chaînes femtoseconde de haute énergie.

Enfin, dans un cadre légèrement différent, Mansell *et al.* [Mansell 01] ont utilisé un analyseur de Shack-Hartmann pour mesurer les distorsions de phase subies par un faisceau laser de forte puissance lorsqu'il traverse certains composants optiques, et ce dans le cadre du projet « LIGO » (le projet américain d'interféromètre à ondes gravitationnelles).

II.4. Conclusion

Nous avons passé en revue ce qui nous semble être l'essentiel des méthodes utilisées pour étudier expérimentalement les effets thermiques dans les lasers. Les avantages et les limitations de chaque méthode sont résumés dans le tableau II.1.

L'analyseur de surface d'onde de Shack-Hartmann est à notre connaissance le seul dispositif *commercial*, donc facilement accessible malgré son prix élevé, qui permette de réaliser directement des mesures de focales et d'aberrations thermiques dans les lasers. La méthode a de plus toutes les qualités que nous recherchons, c'est-à-dire :

- une résolution suffisante pour être adaptable au pompage longitudinal par diode ;
- la possibilité de mesures avec ou sans effet laser, ce qui permet l'étude des processus créateurs de chaleur dans les matériaux aux propriétés inconnues.

Elle présente des qualités qui ne sont pas indispensables mais qui sont grandement appréciables comme l'insensibilité aux vibrations, la faible cohérence temporelle requise pour la sonde, et la possibilité d'analyse en temps réel.

Nous avons donc développé une technique de mesure de lentilles thermiques dans des cristaux pompés longitudinalement à base d'un analyseur de front d'onde de ce type : nous allons maintenant décrire en détail son fonctionnement et ses performances.

<i>Méthodes</i> (sous le trait double : méthodes de mesure de front d'onde)	Peut-on mesurer les ABERRATIONS thermiques ?	La méthode s'applique-t-elle au pompage longitudinal ?	La mesure est-elle possible AVEC et SANS effet laser ?	Peut-on mesurer la lentille thermique dans les conditions réelles de fonctionnement du laser ?	Peut-on utiliser un laser de sonde qui n'a PAS une grande finesse spectrale ?	La méthode est-elle INSENSIBLE aux vibrations ?	La mesure en temps réel est-elle possible ?	Précision typique obtenue ¹	Facilité de mise en œuvre / coût
méthodes de déplacement de point focal	non	très difficilement (voir texte)	oui	oui	oui	oui	oui	faible : $\frac{\Delta f}{f} \approx 30\%$	très facile / très bon marché !
méthodes utilisant les propriétés des cavités	non	oui	uniquement avec effet laser	non le plus souvent	il n'y a pas de laser de sonde	oui	oui	faible $\frac{\Delta f}{f} \approx 15 \text{ à } 60\%$	variable, en général assez difficile / bon marché
interférométrie « classique »	oui	très difficilement	oui en théorie	non	non	non	oui	faible : $\sigma_{\Delta} \sim \lambda/4$ pour l'interférométrie sans décalage de phase.	difficile / bon marché (sauf interf. à décal. de phase)
Interférométrie à décalage de phase latéral (« <i>lateral shearing interferometry</i> »)	oui	oui	oui	oui	Oui si l'interféromètre est achromatique	oui	oui (pour le trilatéral uniquement)	élevée : $\sigma_{\Delta} \sim \lambda/50$ à $\lambda/200$	difficile / non commercial
reconstruction de la phase à partir de profils d'éclairement dans différents plans	oui	oui	oui	oui	oui	oui	non	non connue	difficile / non commercial
Shack-Hartmann	oui	oui	oui	oui	oui	oui	oui	élevée : $\sigma_{\Delta} \sim \lambda/100$	facile / commercial et assez cher

¹ Pour les méthodes de mesure de front d'onde, il n'est pas significatif d'indiquer la précision sur la focale puisqu'elle dépend du diamètre de la pupille : c'est la résolution qui est alors le paramètre déterminant. On donne ici, lorsqu'il est disponible, la précision en terme d'écart-type sur la phase (σ_{Δ} ou Δ_{rms}).

III. LE BANC DE MESURE DE LENTILLES THERMIQUES

III.1. Le choix de la sonde ;

III.2. La mesure de front d'onde en pompage longitudinal ;

III.3. Le dispositif expérimental ;

III.4. Mesure de la phase avec le Shack-Hartmann ;

III.5. Performances et limitations du banc en tant que *mesureur de focales thermiques* ;

III.6. Caractéristiques du banc en tant que *mesureur d'aberrations thermiques*.

Dans la partie qui précède, nous avons décrit les principales techniques existantes pour caractériser les effets thermiques dans les lasers solides ; nous avons terminé en exposant les raisons qui nous ont amené à choisir un analyseur de surface d'onde de Shack-Hartmann.

Un banc de mesure a été développé dans le but de répondre à un « cahier des charges » qui tient en deux exigences :

1) la mesure des lentilles thermiques (aberrations incluses) doit être possible sur une surface correspondant aux conditions habituelles du pompage longitudinal (dans notre cas, sur une zone de 200 μm de diamètre) ;

2) la mesure doit pouvoir se faire *avec* et *sans* effet laser. En particulier, on souhaite mesurer les lentilles thermiques dans des conditions aussi proches que possibles des conditions « réelles » de fonctionnement décrites dans la première partie sur les tests laser.

Nous allons donc dans ce chapitre décrire le dispositif expérimental développé, depuis la source jusqu'à la détection : nous verrons d'abord quelles propriétés spatiales et spectrales doit avoir la sonde, avant de nous pencher sur le problème du positionnement du capteur par rapport au cristal ; enfin nous examinerons les performances et les limitations du banc.

L'analyseur de surface d'onde utilisé est un HASO32 commercialisé par la société française Imagine Optic™. La matrice de microlentilles est un réseau de 32×32 microlentilles carrées, de 160 microns de côté chacune.

Pour alléger l'écriture, nous dirons dans toute la suite « le Shack-Hartmann » pour signifier « l'analyseur de surface d'onde de type Shack-Hartmann ».

III.1. Le choix de la sonde

III.1.1 Nécessité d'une sonde externe spatialement cohérente

Avant toute chose, on peut se demander pourquoi utiliser un faisceau de sonde : ne peut-on pas exploiter le faisceau laser lui-même, ou bien la partie du faisceau de pompe qui n'a pas été absorbée ?

Il est clair qu'on ne peut pas utiliser directement le faisceau de cavité, car il s'adapte à la lentille thermique : son front d'onde est toujours plan sur les miroirs plans de la cavité. Nous sommes donc ramenés au cas des méthodes indirectes exploitant les propriétés des cavités, dont nous avons longuement vanté les inconvénients au §II.2.

Reste la pompe : ne peut-on pas exploiter l'autofocalisation du faisceau de pompe dans le cristal ? Pour répondre à cette question, il faut définir quelle est la cohérence spatiale minimale du faisceau de pompe permettant une mesure correcte. Le Shack-Hartmann estime la pente moyenne du front de phase sur la surface d'une microlentille : il faut donc que sur cette surface, les rayons incidents aient tous la même direction, avec une tolérance correspondant au diamètre angulaire de la tache de diffraction, soit λ/d (d = dimension d'une microlentille). Si D est le diamètre du faisceau de pompe au niveau de la matrice de microlentilles, on doit donc vérifier la relation :

$$\frac{M^2 \lambda}{\pi \left(\frac{D}{2}\right)^2} < \frac{\lambda}{d} \quad (\text{III.1.})$$

avec $d = 160 \mu\text{m}$, la condition limite pour le facteur M^2 de la source peut s'écrire :

$$M^2 \ll 10 D \text{ avec } D \text{ en mm.}$$

La matrice de microlentilles est un carré de $5 \times 5 \text{ mm}^2$, ce qui impose $D < 5 \text{ mm}$, donc dans le meilleur des cas $M^2 \ll 50$.

Notre source ayant un facteur M^2 de 80, on voit que même si le faisceau couvrait toute la pupille, la mesure serait entachée d'erreur.

L'idée d'utiliser le faisceau de pompe lui-même serait par contre envisageable dans le cas d'un pompage par laser, ou si la brillance de la diode de pompe était meilleure.

III.1.2. Cohérence temporelle

Non seulement la cohérence temporelle du faisceau de sonde n'est pas utile (puisque la méthode n'est pas interférométrique), mais elle est même plutôt indésirable. En effet, les capteurs de Shack-Hartmann sont sensibles aux possibles interférences entre deux taches focales venant de deux microlentilles adjacentes (*coherent cross talk*) [Mansell 99]. Puisque les microlentilles sont petites (160 microns de côté), la tache focale s'étend sur plusieurs pixels et il n'est donc pas rare, même pour des pentes locales faibles, que deux taches se superposent et interfèrent. Pour éviter ce phénomène, des sources au spectre large sont préférables.

III.1.3. Longueur d'onde

Quant au choix de la longueur d'onde, il est guidé par l'argument suivant : si l'on souhaite effectuer des mesures avec effet laser, il est essentiel que tous les traitements optiques (hautement réfléchissants, dichroïques, ou anti-reflet) soient transparents à la longueur d'onde de sonde. Si l'on choisit une longueur d'onde proche de la longueur d'onde laser, il faut des traitements dichroïques compliqués à réaliser et onéreux. Il faut ajouter qu'il est très difficile de trouver une source laser émettant autour de 1 micron et qui ne soit ni absorbée ni amplifiée par un cristal dopé à l'ytterbium¹. De plus, la sensibilité des capteurs CCD étant maximale dans le rouge, il serait préférable de travailler à une longueur d'onde située dans le domaine où le capteur est le plus sensible.

Il est donc important de savoir si l'on peut mesurer la lentille thermique « vue » à 1 micron avec une sonde complètement décalée vers les longueurs d'onde visibles, sans faire une erreur trop grande.

Il y a deux effets à prendre en compte :

1) la dispersion chromatique, liée aux bandes d'absorption dans l'ultraviolet. On a établi au §I.4 que la puissance dioptrique de la lentille thermique était proportionnelle au coefficient thermo-optique χ :

¹ Ce problème est moins aigu dans les lasers au néodyme qui ont des spectres plus étroits : L. Grossard *et al.* [Grossard 02] utilisent un laser à 1079 nm (Nd:YAP) pour sonder la lentille thermique dans un cristal de Nd:YVO₄ qui émet à 1064 nm. Mais puisqu'il est impossible, pour des raisons techniques, de se procurer des lames dichroïques pour ces deux longueurs d'onde si proches, la mesure avec effet laser n'est pas possible dans ce cas.

$$\chi = \frac{dn}{dT} + (n_0 - 1)(1 + \nu)\alpha_T + 2n_0^3\alpha_T C_{r,0} \quad (\text{III.2.})$$

La dépendance en longueur d'onde du coefficient dn/dT est typiquement très faible dès qu'on est loin des résonances [Tsay 73] : on peut négliger sa variation. Considérons maintenant le second terme dans (III.2) et supposons qu'il est prédominant sur les autres coefficients : en posant $\Delta n = n(\lambda) - n(1 \mu m)$, la variation relative du coefficient thermo-optique vaut dans ce cas :

$$\frac{\Delta\chi}{\chi} = \frac{\Delta n}{n}. \text{ Si maintenant on suppose que c'est le troisième terme qui est prédominant sur les}$$

$$\text{autres, on a : } \frac{\Delta\chi}{\chi} = 3 \frac{\Delta n}{n}.$$

Avec $\lambda=660$ nm et avec les valeurs d'indice du YAG, le rapport $\frac{\Delta n}{n}$ est égal à 0.6 %. Il vaut également 0.6 % pour le GdCOB et pour l'YCOB. On peut raisonnablement supposer qu'il est du même ordre de grandeur pour tous les cristaux que nous avons étudiés. On voit donc que dans tous les cas, et quel que soit le poids relatif de chacun des termes contribuant au coefficient thermo-optique, la variation relative de la lentille thermique entre 660 nm et 1 micron est inférieure, dans le cas le plus pessimiste, à quelques %. Elle peut donc être considérée comme négligeable.

2) la dispersion liée à l'absorption et l'émission autour de 1 micron. En appliquant les relations de Kramers-Kronig, on peut calculer la variation d'indice liée aux spectres d'absorption et d'émission en fonction du taux d'inversion de population dans le cristal. Ces calculs nécessitant davantage de développements, nous les reportons en annexe (voir annexe C). La variation d'indice est trop faible (de l'ordre de 10^{-5}) pour avoir une quelconque influence sur la lentille thermique ; néanmoins puisque cet effet dépend du taux d'inversion, la différence d'indice entre le centre de la zone pompée et la périphérie rajoute *une autre lentille*, qu'il faut pouvoir évaluer. En considérant un faisceau de sonde au profil « top hat » et un mode laser gaussien, c'est le phénomène de saturation du gain qui l'emporte et qui est responsable d'une lentille *convergente* aux longueurs d'onde d'intérêt. Cela dit, on montre dans l'annexe C que la puissance dioptrique de cette dernière est de l'ordre de 1 m^{-1} (pour un faisceau laser de rayon $100 \mu m$), ce qui est en moyenne *un ordre de grandeur inférieur* à la puissance dioptrique de la lentille thermique que nous mesurons. **Nous négligerons donc cet effet ici.**

⇒ Par conséquent, la mesure avec une sonde visible est tout à fait justifiée. De plus, et ce n'est pas un argument minime, la sensibilité des capteurs CCD est maximale autour de 800 nm et décroît fortement après $1 \mu m$.

III.1.4. Polarisation

Comme nous l'avons vu au § I.4, la lentille thermique dépend de la polarisation pour les matériaux biréfringents. On doit donc en toute rigueur mesurer la lentille thermique avec une sonde polarisée comme le faisceau laser. Une étude en fonction de la polarisation du faisceau de sonde a été effectuée avec le GdCOB et sera présentée dans la quatrième partie de ce chapitre. Néanmoins, étant donnée la complication engendrée (apparition d'astigmatisme dépendant de la polarisation) les autres cristaux seront étudiés avec un faisceau non polarisé.

III.1.5. Conclusion : la sonde retenue

D'après ce qui précède, il nous faut une source spatialement cohérente, si possible à spectre assez large (pour minimiser la longueur de cohérence), dont la longueur d'onde est visible. Notre choix s'est porté sur une diode fibrée à 660 nm, monomode (diamètre de cœur : 4 μm , ouverture numérique : 0.11), émettant une puissance nominale de 10 milliwatts (57 PNL 053/P4/SP de Melles Griot Inc.). La longueur d'onde de 660 nm est très proche de la longueur d'onde de calibration « usine » du Shack-Hartmann (qui est de 670 nm), ce qui nous assure par ailleurs d'utiliser ce dernier au maximum de ses possibilités. De plus, nous n'avons pas besoin de flux importants, ce qui permet d'utiliser la diode en dessous de son seuil d'oscillation laser (la puissance mesurée en sortie est de 100 μW). Le spectre est plus large qu'en régime laser, ce qui décroît encore la longueur

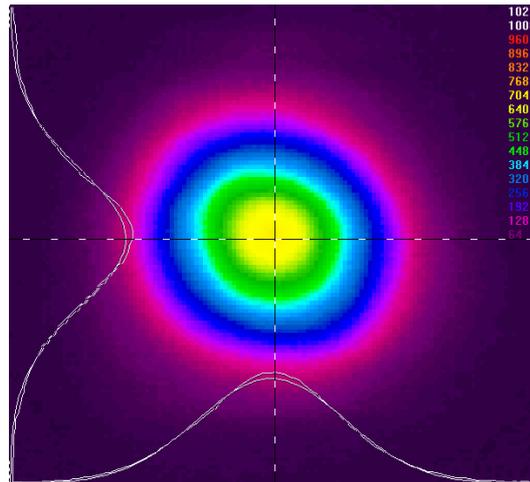


Figure III.1.1 : *profil de la diode fibrée de sonde. Les coupes transverses du faisceau sont superposées à un ajustement gaussien.*

de cohérence. Le profil spatial, comme le montre la figure III.1.1, est très proche d'un profil gaussien.

III.2. La mesure de front d'onde en pompage longitudinal

III.2.1. Taille du faisceau de sonde

Nous avons montré dans la première partie que le profil d'indice transverse avait une forme parabolique au centre de la zone pompée et logarithmique sur les ailes. Si l'on veut sonder la lentille thermique effectivement « vue » par le faisceau de cavité, il faut donc sonder avec un faisceau qui a le même diamètre de manière à évaluer correctement les éventuelles aberrations de la lentille : en particulier si la sonde est plus grosse, on mesure de l'aberration sphérique même si la lentille thermique n'en possède pas.

Nous avons opté pour un diamètre de faisceau de sonde de l'ordre de 200 microns (taille à $1/e^2$), ce qui correspond à la taille du mode laser fondamental (TEM_{00}) dans le cristal.

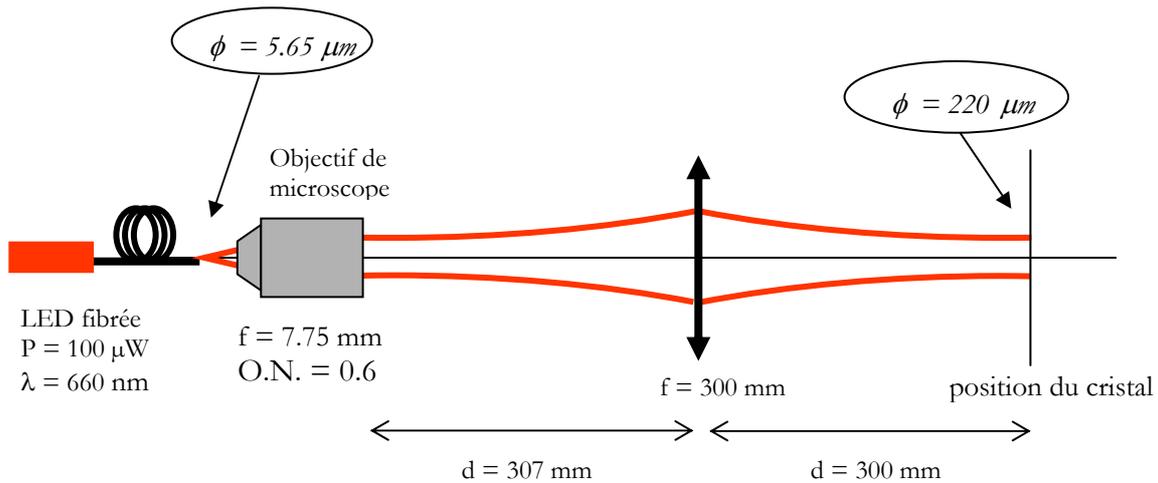


Figure III.2.1 : schéma de la ligne de sonde. Les distances indiquées sont les distances entre les plans principaux des composants optiques.

Pour des raisons de simplicité, on fait en sorte que le front d'onde soit plan au niveau du cristal, ce qui est le cas lorsque ce dernier est placé au *waist* du faisceau gaussien de la sonde. Le schéma de la ligne de sonde est représenté à la figure III.2.1.

La sortie de fibre est imagée sur le cristal avec un système afocal de fort grandissement ($g = 38$) composé d'un objectif de microscope de très courte focale (7.75 mm) et d'une lentille simple de 300 mm de focale. Nous avons utilisé un objectif de microscope « Quartzgl. $\infty/1.80 H32\times/0.60$ » de *Leitz Wetzlar* (Allemagne) ayant une distance frontale élevée, de l'ordre du centimètre². Pour que le front d'onde soit plan sur le cristal, on réalise deux « conjugaisons de *waists* » foyer-foyer successives. La tolérance sur le positionnement de la lentille de focale 300 mm est grande puisque la distance de Rayleigh dans cet espace vaut 6 cm. Expérimentalement, on mesure la taille du faisceau de sonde avec un analyseur de faisceau³ : le diamètre vaut 218 (± 2) microns.

III.2.2. Que mesure-t-on ?

Il va de soi qu'il faut agrandir le faisceau de sonde pour qu'il puisse couvrir le plus grand nombre de microlentilles sur le capteur. Avant de décrire le système optique destiné à agrandir le faisceau de sonde, nous devons indiquer précisément quelles sont les quantités mesurées.

² Cela permet d'éviter tout risque de butée de l'objectif contre la fibre lors du réglage, un risque plus délicat à éviter avec les objectifs de microscope classiques, qui ont typiquement une distance frontale inférieure au millimètre pour des focales de cet ordre.

³ L'analyseur de faisceau (« *beam profiler* ») permet de mesurer des tailles de faisceau avec une résolution de l'ordre du micron, grâce à un système de couteaux tournants. La résolution est bien meilleure qu'avec une caméra CCD (dont la taille des pixels est toujours de l'ordre de 10 microns), à condition que le faisceau soit rond ou elliptique. Le modèle utilisé ici n'est plus commercialisé mais l'équivalent actuel est le *BeamScope* de chez Melles Griot.

Nous emploierons les notations et le vocabulaire suivants (voir figures III.2.2. et III.2.3.) :

- r_c (rayon), ϕ_c (diamètre) : taille du faisceau de sonde à son *waist*, au niveau du cristal ;
- f_{th} : distance focale de la lentille thermique ;
- Δ_{foc} : **écart de courbure**⁴, au bord de la pupille (en $r=r_c$), entre le front d'onde plan et le front d'onde sphérique obtenu si la lentille n'a pas d'aberrations. Si elle est peu ouverte ($r_c \ll f_{th}$), cette sphère s'approxime par une parabole et l'écart de phase est relié à la focale thermique par :

$$\Delta_{foc} = \frac{r_c^2}{2f_{th}} \quad (III.3.)$$

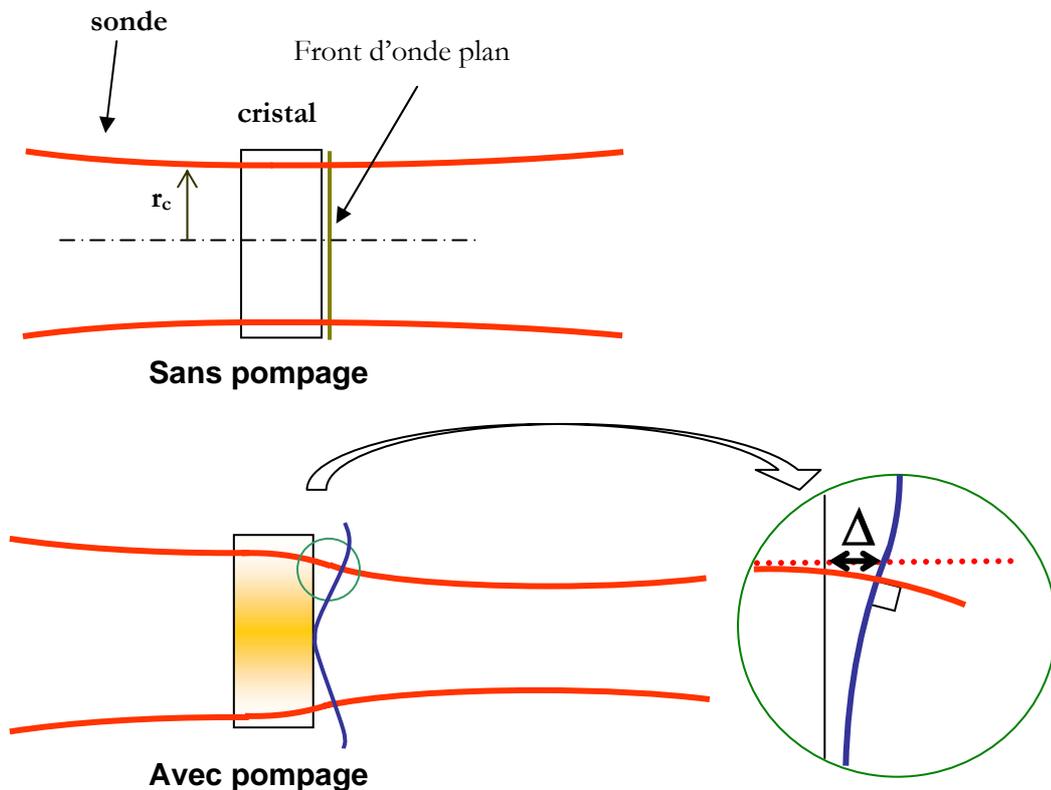
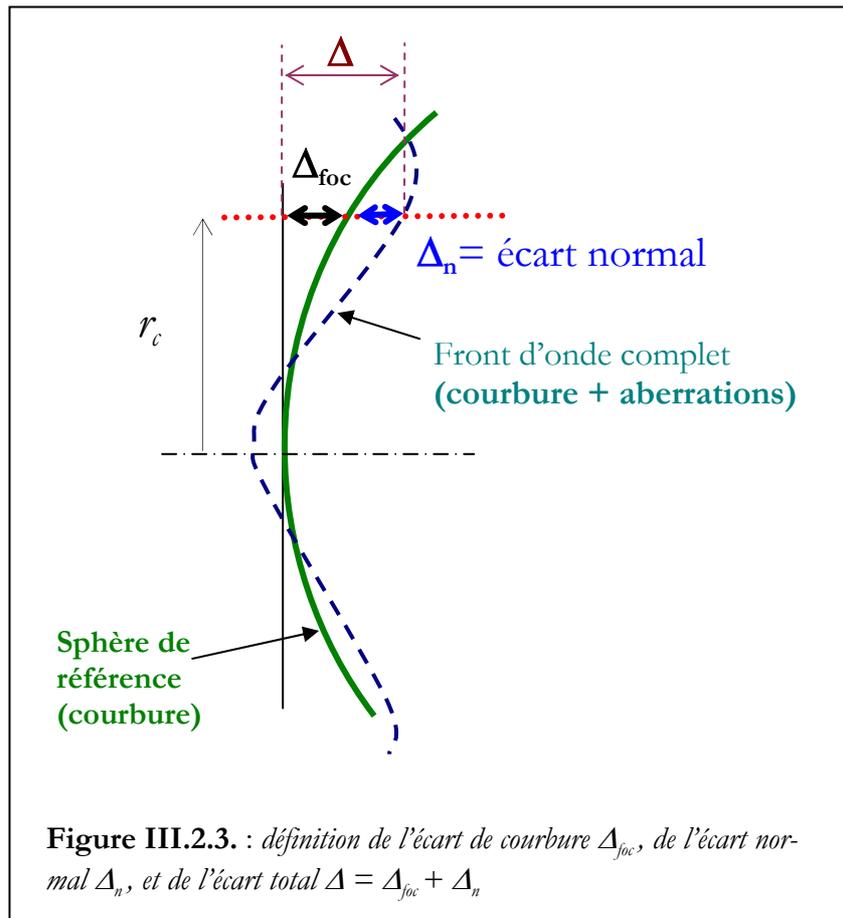


Figure III.2.2 : signification de l'écart Δ mesuré.

- Δ_n : **écart normal** au bord de la pupille. Il sert à quantifier les aberrations. C'est la différence entre le front d'onde réel, aberrant, et la « sphère de référence » qui serait le front d'onde parfait qu'on obtiendrait s'il n'y avait pas d'aberrations. L'écart entre le plan tangent à l'origine (en $r = 0$) et la sphère de référence, c'est précisément ce que nous avons appelé Δ_{foc} (voir figure III.2.3).

⁴ Dans d'autres domaines, tels que la formation des images, cet écart est appelé « défaut de mise au point » ou « défocalisation », ce qui n'est pas très adapté ici. On constate que mot « courbure » est généralement banni, par souci peut-être d'éviter une confusion avec cette autre aberration géométrique qu'est la *courbure de champ*. Nous n'avons pas ici ce risque puisque dans la décomposition en polynômes de Zernike (voir § III.4), la courbure n'apparaît pas comme un terme indépendant mais s'exprime comme un terme de défaut de mise au point dépendant du champ.



Le front d'onde mesuré est donc la somme de deux fronts d'onde : une parabole (qui représente l'approximation aux faibles ouvertures de la sphère de référence), et une fonction plus complexe qui contient toutes les aberrations de la lentille. L'écart de chemin optique total Δ (*Optical Path Difference, OPD, en anglais*) mesuré au bord de pupille est donc :

$$\Delta = \Delta_{foc} + \Delta_n$$

Le théorème de *Gouy* stipule que l'écart normal Δ_n se conserve le long d'un rayon au cours de la propagation. D'où une conséquence importante : si l'on souhaite ne mesurer que les aberrations de la lentille thermique, on peut placer l'analyseur de front d'onde *n'importe où sur le chemin du fais-*

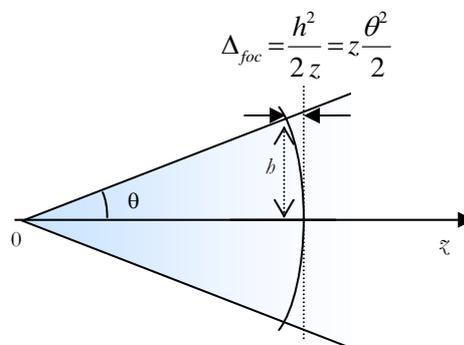


Figure III.2.4. : illustration du fait que l'écart de courbure Δ_{foc} n'est pas invariant au cours de la propagation.

ceau. C'est une propriété largement utilisée pour mesurer les aberrations d'un système optique par exemple : on ne se soucie guère de l'emplacement du capteur dans ces cas-là. Mais l'écart Δ_{foc} lui, ne se conserve pas. Le dessin de la figure III.2.4 le montre très simplement, dans un cas particulier. On y a représenté une onde divergente issue d'un point source : il apparaît que Δ_{foc} varie linéairement avec l'abscisse z . Il va donc falloir prendre des précautions pour positionner le capteur.

III.2.3. Position de l'analyseur de surface d'onde

Intéressons-nous maintenant au moyen d'agrandir le faisceau de sonde après sa traversée du cristal. Il s'agit en particulier d'établir la relation entre le rayon de courbure mesuré R_{mes} sur le Shack-Hartmann et l'écart de courbure Δ_{foc} après le cristal, autrement dit relier R_{mes} à f_{th} .

Ce calcul ne peut pas se faire avec l'optique géométrique quand les faisceaux sont petits, c'est-à-dire quand la distance de Rayleigh ne peut pas être considérée comme infinie.

Nous utilisons donc l'optique des faisceaux gaussiens, et en particulier le formalisme de *Kogelnik* [Kogelnik 66], basé sur l'emploi des matrices ABCD [Saleh & Teich], pour déterminer le rayon de courbure complexe q en tout point du trajet du faisceau, et enfin en déduire le rayon de courbure.

Quelles considérations doivent être prises en compte pour faire le choix de la position du capteur ?

La taille du faisceau de sonde : le faisceau d'analyse doit être suffisamment grand au niveau du Shack-Hartmann pour éclairer un grand nombre de microlentilles. Ce problème sera discuté en détail au § III.5.

La sensibilité : c'est une évidence, mais le rayon de courbure mesuré doit effectivement dépendre de la focale thermique. Et ce n'est pas toujours le cas. On peut illustrer ceci avec un exemple simple : on choisit de placer le capteur immédiatement après le cristal, à une distance d que l'on admet suffisante pour avoir une taille de faisceau raisonnable (voir figure III.2.5).

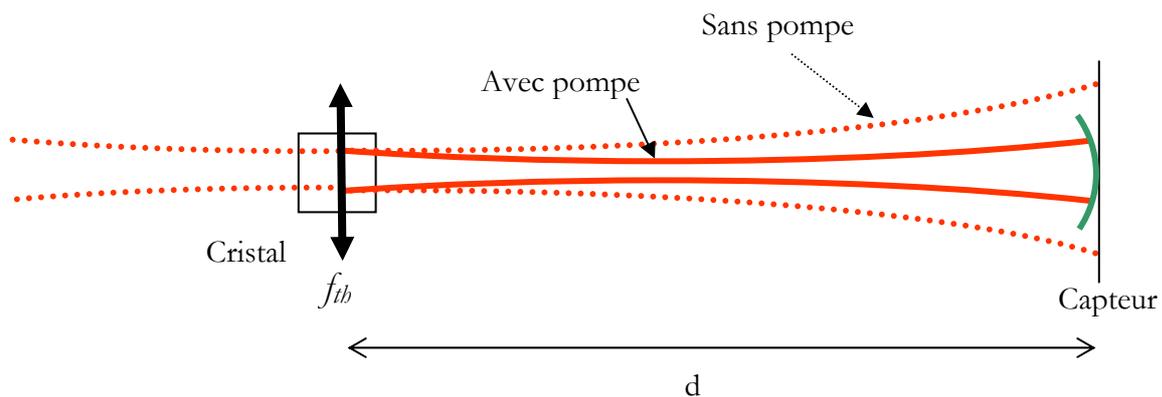


Figure III.2.5 : mauvais exemple de positionnement du capteur.

Dans ce cas, le rayon de courbure mesuré R_{mes} est une fonction (pas très simple...) de la distance focale f_{th} de la lentille thermique :

$$R_{mes} = \frac{d^2 f_{th}^2 + Z_R^2 (f_{th} - d)^2}{d(f_{th}^2 + Z_R^2) - Z_R^2 f_{th}} \approx d \quad \text{si } d \gg f_{th} \quad \text{avec } Z_R = \frac{\pi r_c^2}{\lambda} \quad (\text{distance de Rayleigh})$$

On constate que dès que la distance d'observation devient très supérieure à la focale thermique (ce qui serait forcément le cas en pratique), R_{mes} tend vers d et devient indépendant de f_{th} ! Cela veut simplement dire que le faisceau se comporte alors « comme en optique géométrique », c'est-à-dire comme un cône de lumière divergent issu d'une source ponctuelle. Or une lentille placée sur une source ponctuelle (au point de convergence d'une onde sphérique) n'a strictement aucun effet sur la courbure.

Il faut donc absolument éviter ce genre de configuration.

La variation de la taille du faisceau : le Shack-Hartmann offre la possibilité, très utile, de faire des mesures référencées : cela consiste à enregistrer un premier front d'onde dit « de référence » quand la lentille thermique est absente (pompe éteinte) ; cette référence contient toutes les éventuelles aberrations et défauts du faisceau de sonde qui ne sont pas imputables aux effets thermiques. Le front d'onde utile est obtenu en soustrayant la référence du front d'onde complet.

Mais pour que cette mesure ait un sens, encore faut-il que le faisceau de référence et le faisceau à mesurer aient la *même taille* au niveau du capteur.

Il faut donc que la taille du faisceau analysé soit indépendante de la lentille thermique.

III.2.4. L' « imagerie de front d'onde »

Pour résoudre ce dernier problème, il suffit que le cristal et la matrice de microlentilles du capteur soient conjugués. En effet, lorsque deux plans sont conjugués par un système optique, et que la phase est modifiée dans le plan objet (la direction d'un rayon change), alors la phase change aussi dans le plan image, mais pas la taille de l'image qui reste uniquement déterminée par le grandissement entre les deux plans.

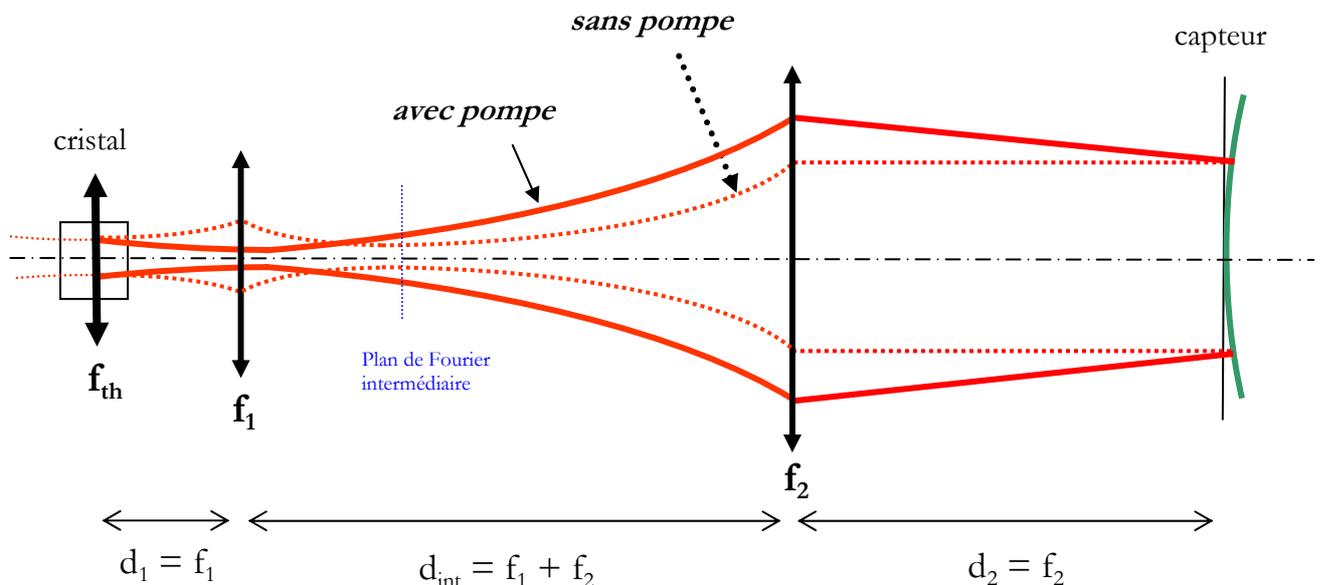


Figure III.2.6 : schéma du système afocal utilisé pour faire l'image du cristal sur la matrice de microlentilles du Shack-Hartmann.

La solution consiste à utiliser deux lentilles⁵ (en conjugaisons infini-foyer) formant un système de grandissement $G = f_2/f_1$ (voir figure III.2.6). Les distances d_1 , d_2 , et d_{int} ainsi que les distances focales f_1 et f_2 sont définies sur cette figure.

Dans ce cas, la matrice de transfert paraxiale [Saleh & Teich] s'écrit :

$$T = \begin{bmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_2 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_{int} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{f_2}{f_1} & 0 \\ -\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} + \frac{d_{int}}{f_1 f_2} & -\frac{f_1}{f_2} \end{bmatrix} \quad (\text{III.4.})$$

Si de plus on choisit la distance intermédiaire d_{int} de telle façon que, en l'absence de lentille thermique, le front d'onde soit plan sur le capteur, c'est-à-dire tel que le système soit afocal :

$$d_{int} = d_1 + d_2 \quad (\text{III.5.})$$

alors l'équation (III.4) se simplifie et devient :

$$T = \begin{bmatrix} -\frac{f_2}{f_1} & 0 \\ 0 & -\frac{f_1}{f_2} \end{bmatrix} \quad (\text{III.6.})$$

On peut alors déduire le rayon de courbure à partir de la « loi ABCD » :

$$\boxed{R_{mes} = \left(\frac{f_2}{f_1}\right)^2 f_{th} = G^2 f_{th}} \quad (\text{III.7.})$$

On notera que :

- Le rayon de courbure ne dépend d'aucune distance, pas même la distance de Rayleigh : seule la connaissance précise du grandissement est nécessaire. C'est un avantage certain car la mesure précise de distances sur un marbre optique n'est pas chose facile.
- La précision relative sur la valeur de distance focale est égale à celle sur le rayon mesuré ($\Delta f_{th}/f_{th} = \Delta R_{mes}/R_{mes}$, si l'on suppose f_1 et f_2 parfaitement déterminées). Les limitations en termes de sensibilité ou de dynamique ne sont donc fixées que par le capteur lui-même, et pas par la méthode, comme c'était le cas pour le « mauvais exemple » exposé à la figure III.2.5.
- La taille du faisceau de sonde est multipliée par G entre le plan objet et le plan image, alors que le rayon de courbure est multiplié par G^2 : l'écart Δ'_{foc} dans le plan du capteur mesuré au bord de la pupille vaut donc :

⁵ Une imagerie réalisée avec une seule lentille n'est pas satisfaisante car elle ne permet pas d'avoir une relation simple entre la focale thermique et le rayon mesuré, et on peut montrer, mais cela est trop anecdotique pour être relaté dans le détail ici, qu'il existe des plages entières de focales pour lesquelles le rayon mesuré est pratiquement indépendant de la lentille thermique.

$$\Delta'_{foc} = \frac{(G \times r_c)^2}{2 \times R_{mes}} = \frac{r_c^2}{2 \times f_{th}} = \Delta_{foc} \quad (\text{III.8.})$$

Il y a donc, en plus de la conservation de l'écart normal qui est toujours vérifiée, conservation de l'écart de courbure Δ_{foc} . Cette configuration particulière permet donc d'« imager » véritablement le front d'onde. On parle aussi quelquefois [Armstrong 98] — mais là c'est l'expression qui est imagée — de « propagation sans distance ».

III.3 Le dispositif expérimental

Nous avons décrit dans les parties précédentes III.1 et III.2 les particularités du montage. La figure III.3.1 représente le schéma global du système, qui inclut la « ligne de pompe » et la cavité, tels qu'ils ont été décrits au chapitre I.

- Le miroir sphérique de repli dans la cavité à trois miroirs est ici un ménisque et non pas un miroir plan/concave, de sorte que le faisceau de sonde n'est pas modifié quand il passe à travers. Cela évite de rajouter dans le chemin du faisceau de sonde une lentille divergente.
- Le système afocal d'imagerie est réalisé avec le doublet de focalisation de la pompe, une lame de verre épaisse à faces parallèles, un miroir métallique, et une lentille mince. La lame de verre doit être suffisamment épaisse (plus d'un millimètre) pour que l'on puisse bien dissocier, après la réflexion, les faisceaux réfléchis par les deux faces parallèles et ne garder que le premier. La

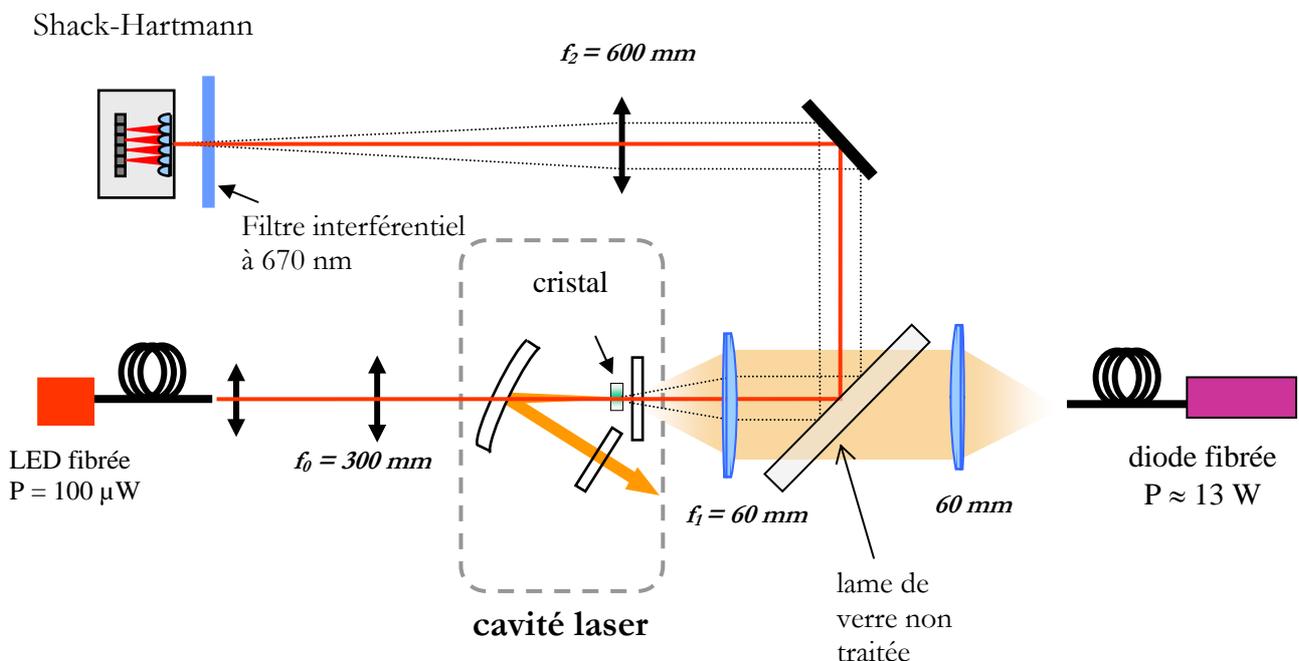


Figure III.3.1. : schéma du banc de mesure de lentilles thermiques (voir aussi les figures III.2.1 et III.2.6).

lame que nous avons utilisée n'était pas traitée anti-reflet à 45° pour 980 nm : la transmission de la lame dans ces conditions est de 85 %. La lentille mince a une focale de 600 mm, de sorte que le grandissement de l'afocal soit égal à 10. Nous reviendrons sur le choix du grandissement au §III.5

remarque : s'il y a un endroit où il faut éviter de placer la lame, c'est le plan de Fourier intermédiaire qui se trouve à la distance f_j du doublet de focalisation de la pompe (voir fig. III.2.6) : c'est en effet dans ce plan que le faisceau de sonde est le plus petit (60 microns) : s'il vient à diffracter sur un défaut de haute fréquence de la surface (poussière, rayure...), l'effet peut être particulièrement visible sur l'éclairement du plan image. Nous avons disposé la lame à 200 mm approximativement de ce doublet de focalisation.

- Un filtre interférentiel est placé juste avant la matrice de microlentilles pour supprimer tout signal aux longueurs d'onde de pompe et laser. Nous disposions au laboratoire d'un filtre interférentiel à 700 nm : nous l'avons utilisé en incidence oblique pour qu'il ait une transmission suffisante à 660 nm. Le choix de l'angle de rotation permet de plus de réduire si besoin est le flux à 660 nm pour ne pas saturer le détecteur CCD du Shack-Hartmann. La grande sensibilité du capteur rend absolument indispensable la présence de ce filtre, ainsi que d'une protection (« capotage ») contre les photons susceptibles de s'immiscer entre le filtre et la matrice de microlentilles.

III.4. Mesure de la phase avec le Shack-Hartmann

Après avoir décrit comment étaient choisis le faisceau de sonde et le dispositif d'imagerie, nous allons ici parler de la partie « détection » de notre système de mesure, c'est-à-dire de l'analyseur de front d'onde de Shack-Hartmann.

Le principe de base du Shack-Hartmann a été exposé à la fin de la partie II (voir § II.3.3). Nous allons ici examiner plus en détail comment le front d'onde est calculé à partir de l'information sur les pentes locales. Ce chapitre présente le détecteur de façon assez générale et ne concerne donc pas uniquement la mesure de lentilles thermiques.

Nous y viendrons plus spécifiquement dans la suite : dans le § III.5, nous étudierons quelles sont les performances et les limitations du banc de mesure développé en tant que *mesureur de focales thermiques*, avant d'aborder dans le § III.6 qui suit les caractéristiques du banc en tant que *mesureur d'aberrations thermiques*.

L'analyseur de front d'onde utilisé est un HASO 32[®] (Imagine Optic, Orsay), dont les spécifications techniques et les caractéristiques essentielles sont reproduites dans le tableau III.1.

nombre de microlentilles	32 × 32 (matrice carrée)
Taille des microlentilles	Carrés de 160 μm de côté
Taille de la matrice de microlentilles (et de la matrice CCD)	5,1 × 5,1 mm ²
Nombre de pixels de la matrice CCD	512 × 512 pixels
Taille d'un pixel de la matrice CCD	10 × 10 μm ²
Focale des microlentilles	6 mm
Exactitude affichée en mode <i>absolu</i> sur la mesure de front d'onde	~ λ/100 RMS
Exactitude affichée en mode <i>relatif</i> sur le mesure de front d'onde	~ λ/150 RMS
Sensibilité de mesure de la courbure ⁶ à <i>pleine ouverture</i>	10 ⁻³ m ⁻¹
Temps d'acquisition	70 ms (réglable par l'utilisateur)

Tableau III.1 : caractéristiques du capteur HASO 32 utilisé (d'après doc. *Imagine Optic*)

III.4.1 Mesure des pentes

Le Shack-Hartmann mesure pour chaque microlentille le déplacement de la tache focale qui lui est associée. En raison de la très faible ouverture des microlentilles (f/38), les figures de diffraction sont étendues et couvrent de ce fait plusieurs pixels. Ce qu'il faut alors déterminer en premier, c'est la position du barycentre de la tache focale. Si la réponse impulsionnelle d'une microlentille, c'est-à-dire l'éclairement de la tache de diffraction⁷, est décrite par la fonction $I(x,y)$, la position du barycentre dans la direction x est donnée par :

$$\bar{x} = \frac{\iint I(x, y) x \, dx \, dy}{\iint I(x, y) \, dx \, dy} \quad (\text{III.8.})$$

Le détecteur CCD placé derrière les microlentilles est formé d'un ensemble de pixels que nous décrirons par la variable i selon l'axe x et par j selon l'axe y . Le détecteur CCD est séparé en 1024 « zones d'intégration ». Elles ont la même taille que les microlentilles (160 microns de côté) et comptent 16×16 pixels. Dans ces zones d'intégration on calcule le barycentre par la formule :

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=i_{\min}}^{i_{\max}} \sum_{j=j_{\min}}^{j_{\max}} I(i, j) i}{\sum_{i=i_{\min}}^{i_{\max}} \sum_{j=j_{\min}}^{j_{\max}} I(i, j)} s_x \quad (\text{III.9.})$$

où i_{\min} , i_{\max} , j_{\min} , j_{\max} sont les limites du domaine, s_x la taille selon x du pixel (ici 10 μm), et $I(i, j)$ l'éclairement mesuré au pixel de coordonnées (i, j) . On a évidemment une formule analogue pour \bar{y} . Une telle zone est représentée sur la photo III.1.

⁶ La courbure est par définition l'inverse du rayon de courbure.

⁷ Avec une ouverture aussi faible que f/38, les aberrations géométriques des microlentilles peuvent être raisonnablement considérées comme négligeables.

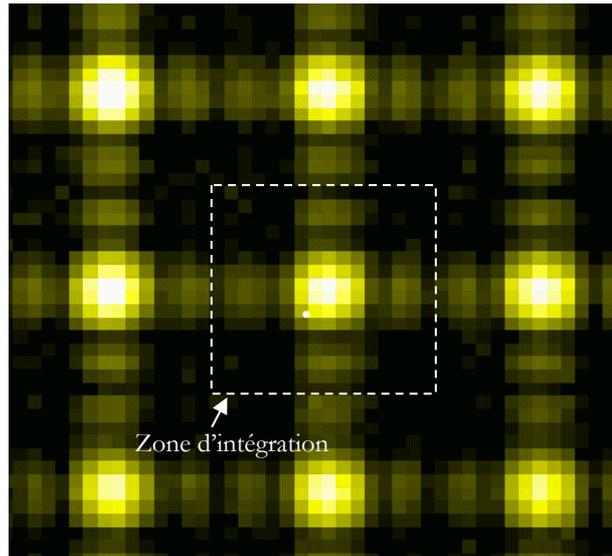


Photo III.1 : gros plan sur quelques taches de diffraction observées sur la matrice CCD. On distingue entre chaque tache les rebonds caractéristiques d'une lentille à pupille carrée (la dynamique de l'image a été exagérée).

Dans le cas d'une mesure absolue, c'est le déplacement du barycentre par rapport à la position centrale de chaque zone d'intégration qui est calculé.

Dans le cas, qui nous intéresse davantage ici, d'une mesure « référencée », le déplacement mesuré représente l'écart entre le barycentre de la tache donnée par le front d'onde à mesurer, et celui que donne le front d'onde de référence :

$$\delta x = \bar{x} - \bar{x}_{ref} \quad (\text{III.10.})$$

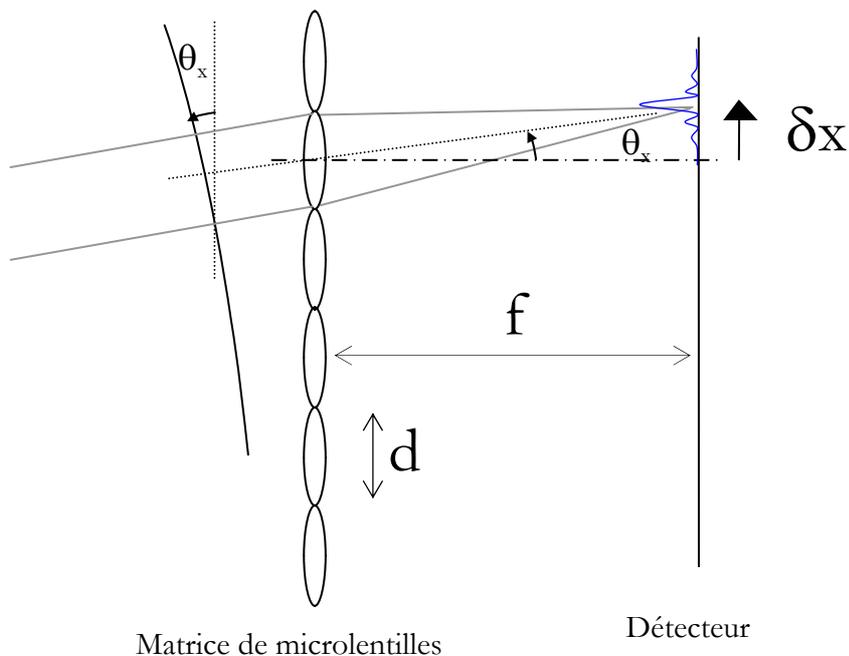


Figure III.4.1 : calcul des pentes locales : notations.

À partir du déplacement δx du barycentre de la tache focale, la pente locale θ_x dans la direction x , (qui est par définition la dérivée partielle selon x de la phase), est simplement calculée à l'aide de la relation (voir figure III.4.1) :

$$\theta_x = \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} = \frac{\delta x}{f} \quad (\text{III.11.})$$

où f est la focale d'une microlentille.

Voyons désormais comment le front d'onde est déduit de ces mesures de pentes.

III.4.2. La reconstruction modale : les polynômes de Zernike

Pour déduire la phase à partir des mesures des pentes locales, on doit effectuer une intégration : cette opération s'appelle la « reconstruction de la phase ». Il existe deux types de reconstruction : modale et zonale. La différence entre les deux est explicitée dans l'annexe D, qui par ailleurs présente les aspects pratiques liés à la mise en place du banc de mesure.

La reconstruction modale nécessite une pupille de forme simple, ronde ou carrée. Le front d'onde est projeté sur un ensemble de fronts d'onde orthogonaux – la décomposition est donc unique – qui ont l'avantage de représenter quelque chose pour le physicien. Dans le cas des pupilles carrées, ce sont les polynômes de Legendre qui font office de fonctions de base ; dans le cas des pupilles rondes ce sont les polynômes de Zernike. Ce sont bien sûr ces derniers qui vont nous intéresser.

On désigne par r_p le rayon de la pupille d'analyse. Notons qu'il n'y a aucune raison pour que ce rayon soit égal au rayon r_s à $1/e^2$ du faisceau gaussien de sonde au niveau des microlentilles. Cela dit, le choix de r_p étant de la responsabilité de l'utilisateur (voir annexe D pour plus de détails), nous ferons toujours en sorte que ces deux rayons soient approximativement égaux. Ce choix a néanmoins un impact sur la précision de la mesure, et il sera discuté au § III.5.

Nous allons maintenant définir ici les principaux polynômes de Zernike utiles à notre étude.

Nous définissons le rayon « réduit » u par :

$$u = \frac{r}{r_p}$$

Tout front d'onde ayant comme support un disque de rayon unité, défini par un écart $\Delta(u, \theta)$ (l'écart a été défini au § III.2.2) se décompose de façon unique sur la base des polynômes de Zernike $Z_{nm}(u, \theta)$:

$$\Delta(u, \theta) = \sum_{n=0}^d \sum_{m=0}^n C_{nm} Z_{nm}(u, \theta) \quad (\text{III.12.})$$

où d est le degré le plus élevé du polynôme pris en compte dans la décomposition. Le logiciel de l'HASO 32 limite le développement à 64 polynômes.

Chaque fonction $Z_{nm}(u, \theta)$ peut être séparée en une partie radiale et une partie angulaire :

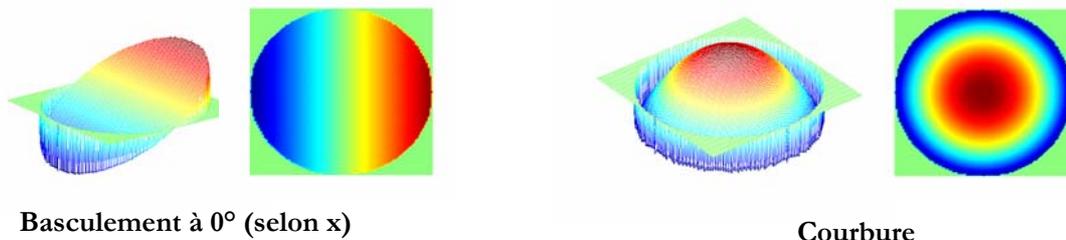
$$Z_{nm}(u, \theta) = R_{nm}(u) T(\theta) \quad (\text{III.13.})$$

En définissant une « fréquence »

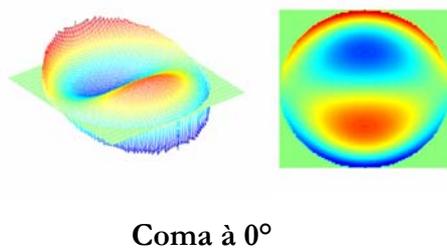
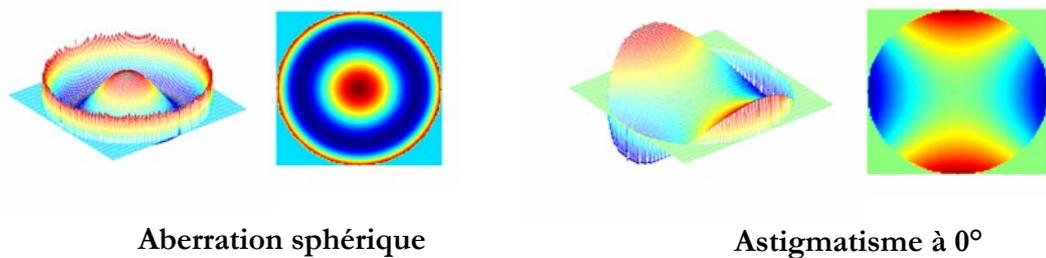
Les premiers polynômes de Zernike

numéro	n	m	$v (= n-2m)$	Expression du polynôme	Signification
1	1	1	-1	$u \cos \theta$	Basculement à 0° (= selon x)
2	1	0	1	$u \sin \theta$	Basculement à 90°
3	2	1	0	$2u^2 - 1$	Courbure
4	2	2	-2	$u^2 \cos 2\theta$	Astigmatisme à 0°
5	2	0	2	$u^2 \sin 2\theta$	Astigmatisme à 45°
6	3	1	1	$(3u^3 - 2u) \sin \theta$	Coma à 0°
7	3	2	-1	$(3u^3 - 2u) \cos \theta$	Coma à 90°
8	4	2	0	$6u^4 - 6u^2 + 1$	Aberration sphérique du 3 ^{ème} ordre

Ceux qui ne représentent pas des aberrations :



Ceux qui représentent des aberrations du 3^{ème} ordre :



Légende pour les graphes à 2D

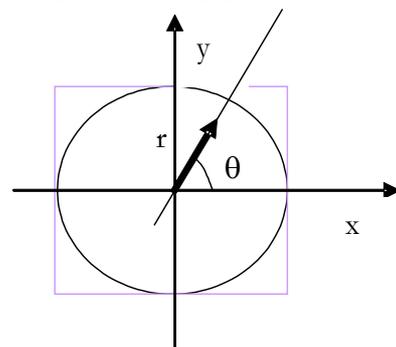


Figure III.4.2. : représentation graphique (3D et 2D) des premiers polynômes de Zernike.

$$\nu = n - 2m$$

la partie angulaire s'exprime alors sous la forme :

$$\begin{aligned} T(\theta) &= \sin(\nu\theta) \text{ si } \nu > 0 \\ T(\theta) &= \cos(-\nu\theta) \text{ si } \nu \leq 0 \end{aligned} \tag{III.14.}$$

Les huit premiers polynômes de Zernike (sans compter le polynôme constant Z_{00} , appelé « piston », qui n'a pas grand intérêt) sont explicités et représentés dans l'encadré « Les premiers polynômes de Zernike ».

Dans la suite nous noterons simplement ces coefficients C_1, C_2, C_3 , etc. en se référant au numéro de la 1^{ère} colonne du tableau figurant dans cet encadré.

Nous reviendrons sur la signification physique des différents polynômes de Zernike (appliqués aux mesures de lentilles thermiques) au § III.6.

III.4.3. Précision sur la mesure de phase

Nous allons dans cette section donner l'expression de la précision sur la mesure de phase : nous l'appliquerons dans la section suivante au calcul de la précision sur la focale thermique, dans notre cas particulier.

Nous cherchons ici à obtenir une expression de l'écart-type sur le défaut de phase Δ mesuré (voir notations au § III.2.2.).

La précision d'un Shack-Hartmann est fixée par sa capacité à déterminer la position des tâches focales sur la matrice CCD. L'erreur inclut plusieurs facteurs parmi lesquels on trouve le bruit intrinsèque du CCD, le bruit de numérisation, et aussi éventuellement le phénomène d'interférences entre deux tâches focales adjacentes (voir § III.1.2 et [Mansell 99]). L'analyse théorique des sources de bruit est très complexe, mais on peut écrire de façon générale l'écart-type sur la position du barycentre \bar{x} pour *une* acquisition, notée $\sigma_{\bar{x}}$, qui est proportionnel à [Spiricon Tutorial] :

$$\sigma_{\bar{x}} \propto \frac{D_{\text{dyn}}}{\sqrt{N_{\text{PX}}}} \tag{III.15.}$$

avec D_{dyn} : dynamique d'éclairement de la caméra ; N_{PX} : nombre de pixels éclairés par une tache de diffraction.

La mesure du déplacement du barycentre se fait avec une précision *bien inférieure à la taille du pixel*, et s'avère d'autant meilleure que le nombre de pixels couverts par la tache de diffraction est élevé. C'est pour la même raison qu'avec une photodiode à quatre quadrants on est capable de mesurer la position d'un faisceau en comparant les éclairissements des quatre quartiers de la photodiode, avec une résolution spatiale qui dépasse de loin la taille d'un quadrant.

L'écart-type sur la pente locale σ_{θ} (voir la figure III.4.1. pour le rappel des notations employées) est relié à $\sigma_{\bar{x}}$ par :

$$\sigma_{\theta} = \frac{\sigma_{\bar{x}}}{f} \tag{III.16.}$$

Pour obtenir l'écart type σ_Δ sur le défaut de phase associé à une microlentille, il faut multiplier σ_θ par le pas d'intégration, c'est-à-dire le côté d d'une microlentille (qui rappelons-le est carrée) :

$$(\sigma_\Delta)_{\text{pour 1 microlentille}} = \frac{d}{f} \sigma_{\bar{x}}$$

Pour obtenir le défaut de phase global sur un front d'onde, il faut aussi compter l'erreur effectuée lors de l'intégration numérique, qui traduit l'erreur qui est faite en « recollant » les différentes pentes locales calculées indépendamment pour chaque microlentille (comme cela est illustré à la figure II.3.1.). Cela se fait par l'introduction d'un facteur empirique « de reconstruction » $F_{\text{reconstruction}}$ qui dépend de la méthode utilisée pour reconstruire la phase :

$$\sigma_\Delta = F_{\text{reconstruction}} \frac{d}{f} \sigma_{\bar{x}} \quad (\text{III.17.})$$

Il est généralement admis que pour la méthode modale à base de polynômes de Zernike, $F_{\text{reconstruction}} \approx 3$ [Mansell 2001, Spiricon tutorial] ⁸.

La résolution intrinsèque du Shack-Hartmann, définie comme étant l'écart-type sur la variable aléatoire \bar{x} , vaut approximativement $0.1 \mu\text{m}$, d'après le constructeur. Cela correspond à une résolution de la mesure de phase égale à $\lambda/100$, en appliquant l'éq. (III.21) avec $F_{\text{reconstruction}} \approx 3$.

En revanche, la précision obtenue en pratique peut être meilleure que la résolution si le nombre de fronts d'onde moyennés⁹ est grand. Pour N acquisitions indépendantes, l'écart-type devient simplement [J-Taylor 00] :

$$(\sigma_\Delta)_{N \text{ acquisitions}} = \frac{\sigma_\Delta}{\sqrt{N}}$$

La valeur expérimentale $(\sigma_\Delta)_{\text{expérimental}}$ de l'écart-type, qui nous donne la précision que l'on peut réellement attendre des mesures, est facilement mesurable : il suffit d'enregistrer un front d'onde plan (par exemple), et de mesurer ensuite l'écart-type sur ce front d'onde, *référéncé par rapport à lui-même*.

La figure III.5.1. montre l'allure d'un tel front d'onde, avec $N = 10$ acquisitions. La valeur typique de (σ_Δ) est de $0.004 \mu\text{m}$, ce qui correspond approximativement à

$$\boxed{(\sigma_\Delta)_{\text{expérimental}} \approx \frac{\lambda}{150}} \quad (\text{III.18.})$$

Puisque $N = 10$ on peut estimer l'écart-type sur la phase à $\approx \lambda/50$ pour une seule acquisition ($N=1$). C'est inférieur d'un facteur 2 à ce qu'annonce le constructeur.

L'expression (III.18) donne donc la précision sur la mesure de phase accessible avec le Shack-Hartmann. Elle est à comparer avec les précisions répertoriées dans le tableau II.1 pour les autres méthodes de mesure de phase : on constate que la précision est du même ordre que celle qui est accessible avec la technique d'interférométrie à décalage de phase latéral par exemple.

⁸ Pour la méthode zonale utilisant l'algorithme de Southwell (voir annexe D), $F_{\text{reconstruction}} \approx 5$.

⁹ Je me permets d'employer, et je ne suis pas le seul, les barbarismes formés sur le mot « moyenne » tels que « moyenner » ou « moyennage » [C. Taylor 00].

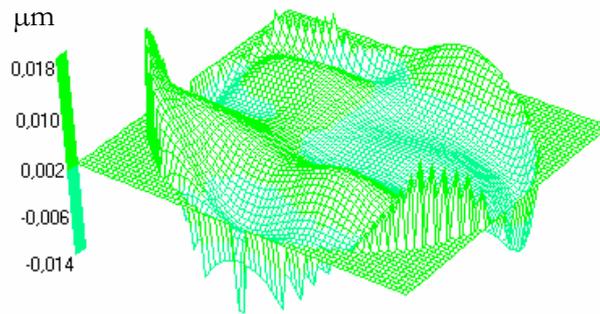


Figure III.5.1. : Evaluation de l'exactitude de mesure de la phase : l'écart-type est de $0.004 \mu\text{m}$ ($\approx \lambda/150$) sur l'étendue de la pupille (diamètre : 2.3 mm). L'écart « pic-vallée » du front d'onde est de $0.032 \mu\text{m}$ ($\lambda/20$). Ici le front d'onde est obtenu par moyennage de 10 acquisitions.

III.5. Performances et limitations du banc en tant que *mesureur de focales thermiques*.

En anticipant un peu sur les résultats expérimentaux présentés dans le § IV qui suit, nous avons constaté que, dans la majorité des cas, les lentilles thermiques mesurées étaient dépourvues d'aberrations. Cela signifie que, presque toujours, le seul paramètre utile pour caractériser la lentille est sa focale f_{th} , ou de façon plus pertinente (voir §I.4), sa puissance dioptrique $D_{th} = \frac{1}{f_{th}}$.

Il est donc très important de connaître les limitations de notre banc de mesure dans le cas particulier où les aberrations sont absentes.

Nous allons dans cette partie répondre aux questions suivantes : quelle précision peut-on attendre sur la mesure de focale ? L'utilisateur peut-il améliorer la précision par un choix judicieux de certains paramètres ? Peut-on évaluer la part des incertitudes systématiques dans l'erreur globale ? Quelle est la plus grande distance focale mesurable ? La plus petite ?

Rappelons avant de commencer que le rayon de courbure mesuré est relié au coefficient de Zernike C_3 et au rayon de la pupille d'analyse r_p par¹⁰ :

$$R_{mes} = \frac{r_p^2}{2\Delta_{foc}} = \frac{r_p^2}{4C_3} \quad (\text{III.19.})$$

La puissance dioptrique de la lentille thermique est alors déduite de cette mesure par la simple relation :

¹⁰ le polynôme de courbure Z_{21} s'écrit $2u^2-1$ (voir encadré « les premiers polynômes de Zernike ») : l'écart de courbure Δ_{foc} entre le bord de la pupille ($u = 1$) et le centre ($u = 0$) est donc égal à **deux fois** le coefficient de courbure C_3 . En pratique, le Shack-Hartmann affiche en permanence les valeurs de r_p , C_3 et R_{mes} .

$$D_{th} = \frac{G^2}{R_{mes}} \quad (\text{III.20.})$$

où G est le grandissement du système afocal d'imagerie du cristal sur le détecteur.

D'après l'équation (III.20), on voit que deux types d'erreurs participent à l'incertitude globale sur la puissance dioptrique D_{th} :

- Les erreurs aléatoires, liées à l'incertitude sur R_{mes} : elles sont liées à la précision sur la phase calculée au § III.4.3. qui précède.
- Les erreurs systématiques, liées soit à une estimation erronée du grandissement G , soit à un mauvais positionnement des lentilles du banc de mesure (et qui fait que l'équation III.20 n'est plus rigoureusement valable).

Commençons par les erreurs aléatoires.

III.5.1. Détermination (expérimentale et théorique) de l'écart-type sur la puissance dioptrique mesurée

Nous cherchons dans cette section la valeur de l'écart-type $\sigma_{D_{th}}$ en supposant que G est parfaitement déterminé, et que le banc est parfaitement réglé (pas d'erreurs systématiques).

La seule façon rigoureuse de connaître la précision est d'effectuer des mesures répétées, indépendantes, d'un même rayon de courbure. Le Shack-Hartmann donne pour chaque acquisition la valeur moyenne du rayon mesuré ainsi que l'écart-type. Ces valeurs sont calculées par le logiciel pour une référence enregistrée une fois pour toutes avant la mesure : on ne peut donc pas savoir ce qui, dans les fluctuations du rayon autour de sa valeur moyenne, est attribuable au Shack-Hartmann lui-même d'une part, et aux fluctuations de phase du faisceau par rapport à la référence au cours de l'acquisition d'autre part. En particulier, si la stabilité de pointé du faisceau de sonde n'est pas bonne, cela peut affecter la valeur de l'écart-type mesuré.

De plus, si la mesure du rayon de courbure se fait en moyennant un nombre suffisant de données (en prenant les valeurs moyennées sur 30 secondes, nous amassons environ 500 acquisitions), il est clair que la précision obtenue sur la valeur moyenne est bien en deçà de l'écart-type. Nous ne pouvons donc évaluer valablement la précision qu'en répétant, avec une référence distincte à chaque fois, la même mesure.

Nous avons effectué 15 mesures du même front d'onde en réenregistrant à chaque fois une nouvelle référence. Pour chaque acquisition nous avons noté la valeur moyenne ainsi que l'écart-type : les résultats sont reproduits à la figure III.5.1. Nous obtenons sur cette série de mesures :

$$\sigma_{\bar{R}_{mes}} = 0.0517 \text{ m et } \bar{R}_{mes} = 2.859 \text{ m.}$$

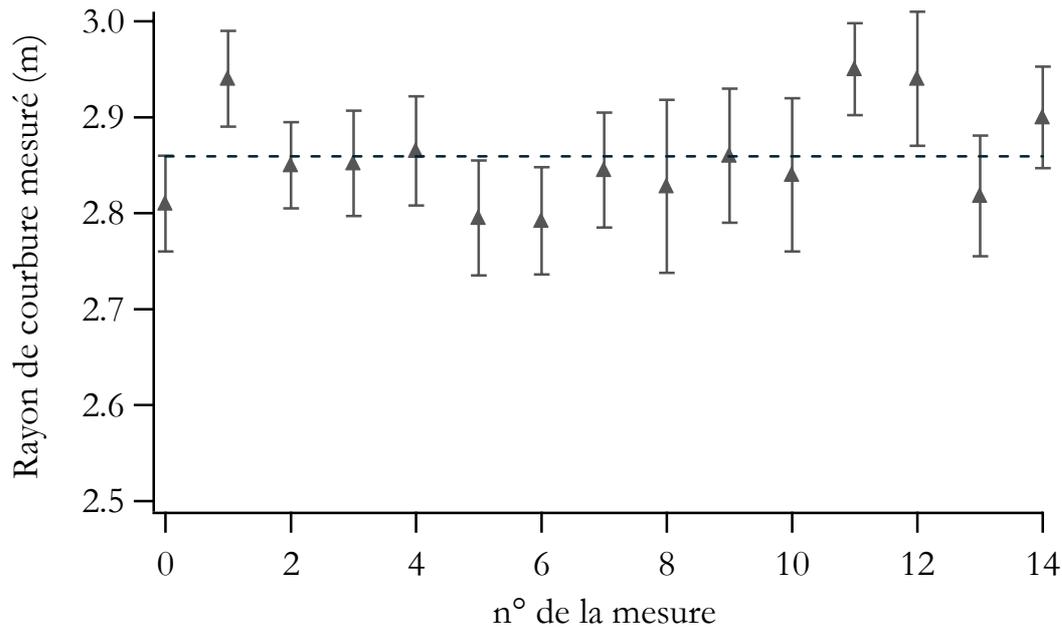


Figure III.5.1 : mesures indépendantes répétées du même rayon de courbure. Les barres d'erreur représentent $\pm \sigma_{R_{mes}}$ pour chaque mesure individuelle. On a $\phi_s = 2.3$ mm. Les statistiques sur cette mesure sont les suivantes : $\bar{R}_{mes} = 2.859$ m ; moyenne des écarts-type individuels : $\bar{\sigma}_{R_{mes}} = 0.06$ m ; et l'écart-type sur les valeurs moyennes $\sigma_{\bar{R}_{mes}} = 0.0517$ m.

Nous remarquons que l'écart-type ainsi calculé (à partir des valeurs moyennes des rayons de courbure) est très proche de la valeur moyenne des écarts-type individuels : cela signifie qu'on peut considérer l'écart-type évalué sur chaque mesure comme étant un bon estimateur de l'écart-type réel.

Nous en déduisons :

$$\left(\frac{\sigma_{\bar{R}_{mes}}}{\bar{R}_{mes}^2} \right)_{\text{expérimental}} = 6.3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$$

Soit, d'après l'éq. (III.20), et en prenant $G = 10$:

$$\left(\sigma_{D_{th}} \right)_{\text{expérimental}} = \frac{\sigma_{f_{th}}}{f_{th}^2} = G^2 \left(\frac{\sigma_{\bar{R}_{mes}}}{\bar{R}_{mes}^2} \right)_{\text{exp}} = 0.6 \text{ m}^{-1}$$

Comparaison avec la théorie

Nous pouvons, sur la base de ce qui a été présenté au § III.4.3 à propos de la précision de mesure de phase, calculer l'écart-type théorique sur la puissance dioptrique. Ce calcul est détaillé dans l'annexe E. On aboutit à la formule suivante :

$$\frac{\sigma_{f_{th}}}{f_{th}^2} = \sigma_{D_{th}} = \left(\frac{G}{G'}\right)^2 F_{reconstruction} \frac{d}{f} \sigma_{\bar{x}} \frac{2\sqrt{6}}{\phi_c^2} \quad (III.21.)$$

où $\sigma_{\bar{x}}$ ($= 0.1 \mu\text{m}$)¹¹ est l'écart-type sur la position du barycentre des tâches ; ϕ_c ($= 220 \mu\text{m}$) est le diamètre à $1/e^2$ du faisceau de sonde au niveau du cristal ; G est le grandissement du système afocal d'imagerie ($= -f_2/f_1$). G' est un coefficient qui apparaît dans le calcul et qui est défini par :

$$G' = \frac{\phi_p}{\phi_c} = \frac{\text{diamètre de la pupille d'analyse}}{\text{diamètre à } 1/e^2 \text{ du faisceau de sonde dans le cristal}} \quad (III.22.)$$

L'utilisateur a le choix du diamètre de la pupille d'analyse, nous en discuterons dans le paragraphe qui suit. Il peut cela dit être choisi égal au diamètre à $1/e^2$ de la sonde sur la matrice de microlentilles, de sorte que $G = G'$.

Alors l'écart-type théorique est donné par :

$$\left(\sigma_{D_{th}}\right)_{théorique} = F_{reconstruction} \frac{d}{f} \sigma_{\bar{x}} \frac{2\sqrt{6}}{\phi_c^2} = 0.8 \text{ m}^{-1}$$

Il y a donc un bon accord entre la théorie et l'expérience.

Cela tend donc à prouver que l'analyseur de front d'onde est la seule source d'erreur aléatoire dans notre montage : on peut raisonnablement négliger les fluctuations (d'intensité, de phase, ou de pointé) du laser de sonde, ou toute autre source de bruit liée au montage expérimental en dehors du détecteur lui-même.

III.5.2. Comment choisir les grandissements G' et G ? Influencent-ils la précision ?

Dans notre étude systématique et progressive des différents morceaux de notre banc de mesure, nous avons expliqué pourquoi et comment on choisissait tel laser de sonde, tel système d'imagerie, et tel capteur de phase (dans le §II). Il nous reste deux paramètres « au choix de l'utilisateur » à propos desquels nous n'avons rien dit, et dont le choix ne peut plus être motivé que par des arguments liés à la précision : c'est le grandissement G du système d'imagerie d'une part, et c'est le diamètre de la pupille d'analyse d'autre part (c'est-à-dire le paramètre G').

III.5.2.1. Le choix de G'

Le paramètre G' , introduit dans le paragraphe précédent (éq. III.22), soulève la question suivante : comment choisir le diamètre de la pupille d'analyse ? En effet, c'est un paramètre que l'utilisateur peut choisir, ou que dans tous les cas il doit pouvoir contrôler¹².

¹¹ Nous prenons en compte la résolution intrinsèque du Shack-Hartmann (c'est-à-dire $\sigma_{\bar{x}} = 0.1 \mu\text{m}$) et non pas la précision expérimentale obtenue par moyennage sur plusieurs acquisitions. Le calcul présenté dans l'annexe E part effectivement de l'hypothèse *qu'une seule série* d'ajustements linéaires est effectuée sur la pupille : il est clair que si l'on effectue N mesures indépendantes à la suite, l'écart-type de la moyenne sera divisé par \sqrt{N} .

¹² Car le plus souvent on fonctionne en régime de « pupille automatique », c'est-à-dire que le diamètre de la pupille est automatiquement choisi en fonction de l'éclairement de la matrice CCD.

Le problème revient en fait à celui de la définition de la « taille » d'un faisceau, car le profil de la sonde est gaussien alors que la pupille d'analyse, elle, est simplement un rond aux bords nets. Si l'on choisit le diamètre de la pupille d'analyse égale au diamètre à $1/e^2$ du faisceau de sonde, ce qui paraît un choix naturel, on a simplement $G = G'$.

Mais comme le montre l'éq. III.21, il y a moyen d'accroître la précision en augmentant G' à G fixé, c'est-à-dire en augmentant le diamètre de la pupille d'analyse¹³. Cela dit, le risque est grand de mesurer des aberrations qui sont insignifiantes pour le faisceau de cavité. En fait, il peut s'agir d'une bonne méthode pour augmenter la sensibilité lorsque l'on mesure de très longues focales, mais il faut s'assurer qu'un terme d'aberration sphérique n'apparaît alors pas, puisque c'est le signe que la zone sondée est devenue trop grande par rapport à la zone pompée (voir § III.6)

D'autre part, puisque nous avons besoin de fixer, par convention en quelque sorte, ce que nous appelons « diamètre de la zone sondée », nous nous arrêterons au choix le plus simple, à savoir que l'on fera toujours en sorte que $G = G'$.

III.5.2.1. Le choix du grandissement G

Plus fondamental est le choix du grandissement du système afocal.

La relation (III.21) montre un résultat qui n'est pas vraiment intuitif : **la précision ne dépend pas du grandissement G** ¹⁴.

En fait, il faut se rappeler que dans la configuration d'imagerie adoptée (« imagerie de front d'onde »), la plus grande pente locale mesurée par le Shack-Hartmann vaut $\theta_{max} = \frac{r_s}{R_{mes}} = \frac{r_s}{G^2 f_{th}}$.

La figure III.5.5. illustre schématiquement ce qui suit. Si G est choisi petit, les pentes locales mesurées seront grandes, et les déplacements des barycentres δx seront largement supérieurs au bruit $\sigma_{\bar{x}}$; en revanche, puisque la pupille d'analyse est petite aussi dans ce cas, l'ajustement linéaire se fait sur un petit nombre de sous pupilles et n'est donc pas très précis.

Si G est choisi au contraire très grand (de manière par exemple à couvrir le plus de microlentilles possible), il y aura beaucoup de points pour l'ajustement linéaire qui sera donc plus précis ; mais en revanche chaque pente locale mesurée sera de l'ordre de grandeur du bruit $\sigma_{\bar{x}}$.

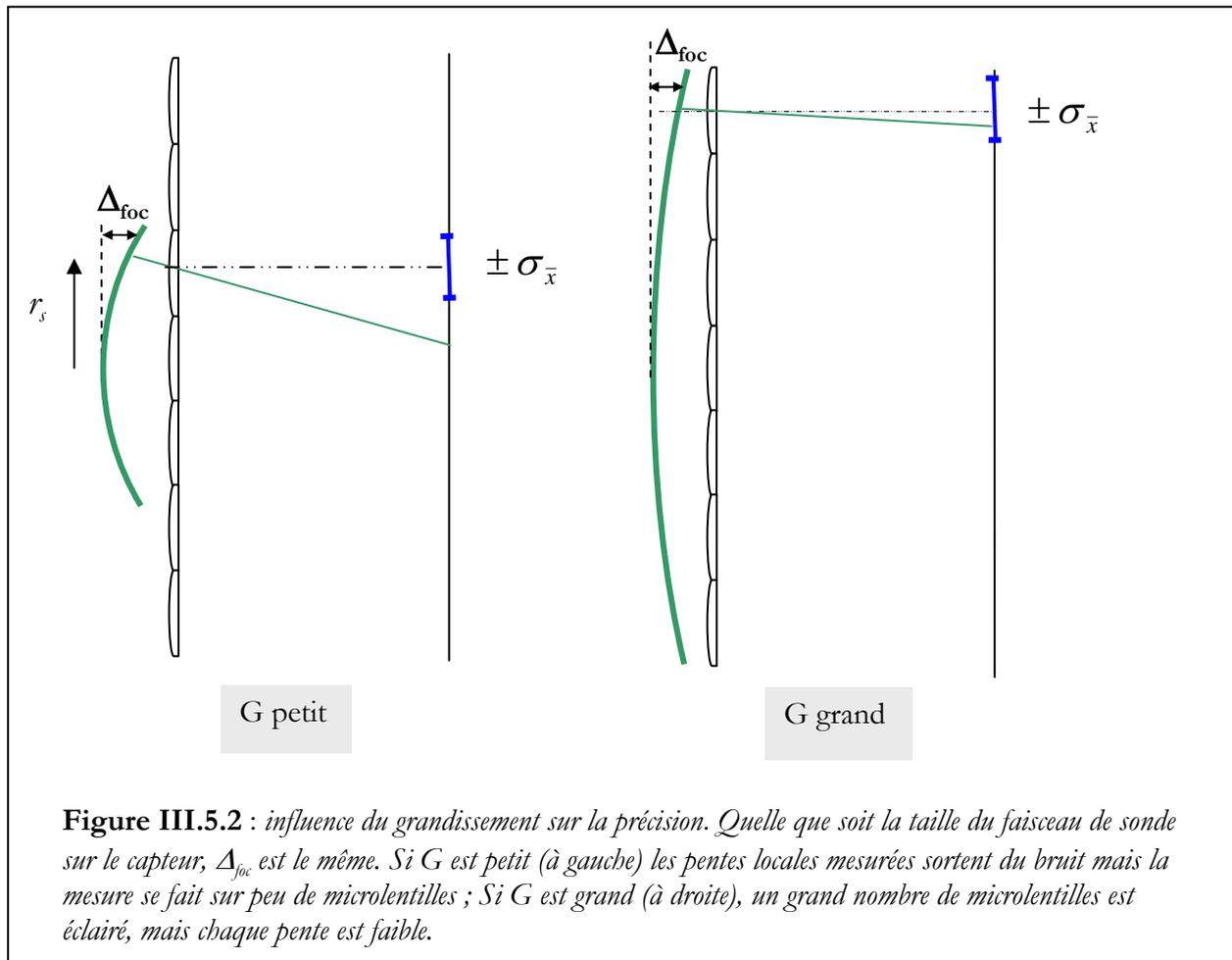
Le calcul exposé dans l'annexe E permet de quantifier l'importance de ces deux effets, et montre donc qu'ils se compensent.

Le choix du grandissement va donc se faire sur des critères purement pratiques.

Le Shack-Hartmann n'arrive pas à mesurer les coefficients de Zernike si la pupille d'analyse a un diamètre ϕ_s inférieur à 1.5 mm (puisque'il lui faut au moins 64 points pour décomposer un front d'onde sur les 64 premiers polynômes de Zernike). Puisque nous avons $\phi_c = 220 \mu m$, cela impose : $G > 7$. La taille de la matrice de microlentilles fixe l'autre limite : $G < 22$.

¹³ Cela peut se faire très simplement avec l'HASO 32 en augmentant le nombre de profils de phase moyennés pour une acquisition lorsque le mode « pupille automatique » est sélectionné.

¹⁴ quand $G' = G$, comme nous venons de le dire.



D'autre part, des forts grandissements rendent le montage expérimental plus complexe et plus encombrant car il faut que la distance intermédiaire entre les lentilles de focale f_1 et f_2 (voir figure III.2.6) soit égale à $f_1 + f_2$.

Un compromis a été choisi en prenant $G \approx 10$.

III.5.3. Evaluation des erreurs systématiques

Les erreurs systématiques sont les décalages permanents entre la valeur mesurée et la valeur réelle, et ils sont plus difficiles à évaluer [J-Taylor 00]. L'étude des erreurs systématiques est une étape fondamentale dans la caractérisation d'un nouvel appareil de mesure : si une grandeur (une distance entre deux lentilles par exemple) est spécialement critique et qu'on ne prend aucune précaution particulière, c'est la validité même de la mesure (et non pas seulement sa précision) qui est remise en cause. Pour un banc de mesure comme le nôtre qui utilise les propriétés d'optique gaussienne de faisceaux très peu ouverts, c'est d'autant plus une nécessité (les moyens de vérifier ne serait-ce que la conjugaison entre deux plans étant déjà une chose délicate...).

Il y a deux sources possibles d'incertitudes systématiques dans notre cas : d'abord une erreur dans l'estimation du grandissement, qui comme on l'a vu est déterminant car il intervient au carré dans l'expression de la focale thermique. L'autre cause d'erreur est un mauvais positionnement des lentilles du banc.

III.5.3.1. Incertitude sur le grandissement

Les focales sont mesurées par une méthode de focométrie classique (méthode $y'/\tan \theta$). La précision de cette méthode est de l'ordre de 1 % si la mesure est soignée. Par conséquent la précision

sur $G^2 = \left(\frac{f_2}{f_1}\right)^2$ est inférieure dans tous les cas à 4 % [J. Taylor 00].

Puisque $D_{th} = \frac{1}{f_{th}} = \frac{G^2}{R_{mes}}$ on peut donc évaluer l'incertitude relative globale (aléatoire + systématique) sur la mesure de puissance dioptrique [J. Taylor 00] :

$$\frac{\Delta D_{th}}{D_{th}} \leq \frac{\sigma_{D_{th}}}{D_{th}} + 0.04 \quad (\text{III.23.})$$

Pour les puissances dioptriques $< 15 \text{ m}^{-1}$ l'erreur aléatoire est prédominante (la précision est alors indépendante de la puissance dioptrique mesurée et vaut $\sigma_{D_{th}}$, soit 0.6 m^{-1} d'après ce qui précède). Pour les très fortes puissances dioptriques en revanche, l'incertitude systématique devient la plus forte contribution et la précision relative tend alors vers 4 %.

III.5.3.2. Influence du mauvais positionnement des lentilles du banc

Nous avons jusqu'ici étudié l'incertitude sur le rayon mesuré et nous en avons déduit celle sur la focale thermique en considérant que la relation de base III.7 ($R_{mes} = G^2 f_{th}$) était vérifiée. Il faut aussi regarder quelles sont les sources d'erreur consécutives à un mauvais positionnement des lentilles, qui font que le rayon mesuré n'est plus exactement donné par l'équation ci-dessus.

On a vu aux § III.2 et III.3 que la validité de cette formule est assurée si :

- les trois distances intervenant dans le système afocal d'imagerie sont les bonnes, à savoir :
 $d_1 = f_1$; $d_2 = f_2$ et $d_{int} = f_1 + f_2$;
- le front d'onde de la sonde est plan au niveau de cristal.

Il est utile de se référer aux schémas III.2.6 et III.3.1.

- L'égalité $d_1 = f_1$ est automatiquement vérifiée, car c'est la distance entre le doublet de focalisation de la pompe et le cristal. On peut très simplement s'assurer que la collimation du faisceau de pompe est parfaite : la distance entre le cristal et le doublet est dès lors égale à la focale de ce dernier, il suffit pour cela que la puissance du laser soit optimisée.
- L'égalité $d_2 = f_2$ n'a pas besoin d'être vérifiée très rigoureusement. On peut le vérifier en faisant varier d_2 dans une large gamme autour de f_2 et en regardant l'évolution du rayon mesuré.

La figure III.5.6 représente l'évolution de l'écart $\frac{\Delta R_{mes}}{R_{mes}} = \frac{(R_{mes})_{mesuré} - (R_{mes})_{vrai}}{(R_{mes})_{vrai}}$ (avec le

« vrai » R_{mes} atteint pour $d_2 = f_2$). Elle a été dessinée en reprenant la formulation générale de la matrice de transfert paraxiale (éq. III.4). On a aussi noté l'importance d'avoir un faisceau de sonde qui ne change pas de taille après instauration de la lentille thermique : en pointillés est représentée la variation relative de la taille du faisceau.

On constate que tant que d_2 est dans la fourchette $[0.9 d_2 ; 1.1 d_2]$, les variations sont inférieures à 2 %, ce qui correspond à une marge de 12 cm si $f_2 = 60 \text{ cm}$! (valeur de f_2 pour $G=10$).

Il n'y a donc aucune précaution particulière à prendre lors du réglage de l'imagerie du cristal sur le détecteur : puisque la focale f_2 est connue, un simple positionnement à la règle graduée (précision \sim cm) suffit largement.

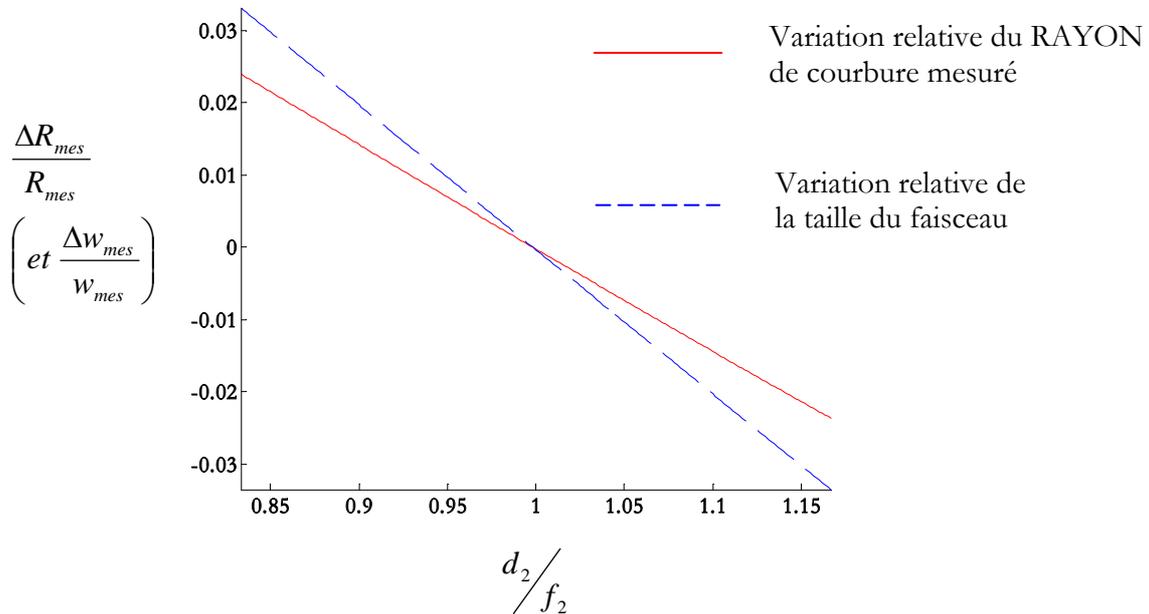


Figure III.5.3. : Étude de l'influence d'un mauvais positionnement de l'analyseur de surface d'onde par rapport au système afocal d'imagerie : l'écart sur le rayon mesuré et sur la taille du faisceau est inférieure à $\approx 2\%$ tant que $0.9 f_2 < d_2 < 1.1 f_2$.

- La distance intermédiaire $d_{int} = f_1 + f_2$, si elle est bien réglée, assure que le front d'onde est plan sur le Shack-Hartmann en l'absence de lentille thermique. On réglerait donc finement cette distance en examinant directement le front d'onde sur le Shack-Hartmann et en le rendant le plus plat possible. Ce réglage est très précis. Toutefois, cela n'est valable que si le cristal est bien au *waist* du faisceau de sonde...
- Le point le plus critique dans le positionnement du banc est de s'assurer que le front d'onde de la sonde sur le cristal est plan : en effet, le rayon de courbure d'un faisceau gaussien varie beaucoup autour de son *waist* à l'intérieur même de la zone de Rayleigh (c'est même dans cette zone qu'il varie le plus).
En reprenant l'expression (III.3) de la matrice de transfert paraxiale, on peut exprimer le rayon mesuré en fonction du rayon de courbure R_0 sur la face de sortie du cristal, et de la distance d_{int} :

$$\frac{1}{R_{mes}} = \frac{1}{f_2} + \frac{f_1}{f_2^2} - \frac{d_{int}}{f_2^2} + \left(\frac{f_1}{f_2} \right)^2 \left(\frac{1}{R_0} + \frac{1}{f_{th}} \right) \quad (\text{III.24.})$$

Le rayon de courbure en l'absence de la lentille thermique est donc ici donné par :

$$\left(\frac{1}{R_{mes}}\right)_{sans} = \frac{1}{f_2} + \frac{f_1}{f_2^2} - \frac{d_{int}}{f_2^2} + \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2 \left(\frac{1}{R_0}\right)$$

Si l'on fait en sorte de régler la distance d_{int} pour que cette dernière expression soit nulle (c'est-à-dire que le rayon mesuré soit infini en l'absence de lentille thermique), alors le

rayon mesuré (re)devient simplement : $R_{mes} = \left(\frac{f_2}{f_1}\right)^2 f_{th}$, comme l'éq.III.7.

D'où une conséquence pratique importante : même si le cristal ne se situe pas rigoureusement au waist du faisceau de sonde, ce qui est de toute façon très délicat à vérifier, il suffit que le front d'onde de référence enregistré en l'absence de lentille thermique soit plan¹⁵ : pour cela il suffit d'ajuster la distance intermédiaire entre les deux lentilles et la rendre si nécessaire légèrement différente de $f_1 + f_2$.

En conclusion de cette étude des erreurs systématiques, on voit qu'aucun réglage n'est particulièrement critique. C'est un atout non négligeable de la méthode. Cela veut dire aussi que l'écart-type sur la puissance dioptrique est simplement donné par l'éq. III.23.

III.5.4. La gamme des focales thermiques mesurables

Nous allons ici simplement répondre aux questions suivantes : quelle est la plus grande focale thermique mesurable ? La plus petite ?

III.5.4.1. Plus grande focale mesurable

Si l'on considère que la mesure n'a plus de sens pour un rapport signal à bruit égal à 1 ($\sigma_{f_{th}} = f_{th}$), on a :

$$(f_{th})_{MAX} \approx \left(\frac{\phi_c}{200}\right)^2 \approx 1 \text{ m}$$

soit $(D_{th})_{min} \approx 1 \text{ m}^{-1}$

L'ordre de grandeur est le m^{-1} pour un faisceau de cavité de 200 microns de diamètre.

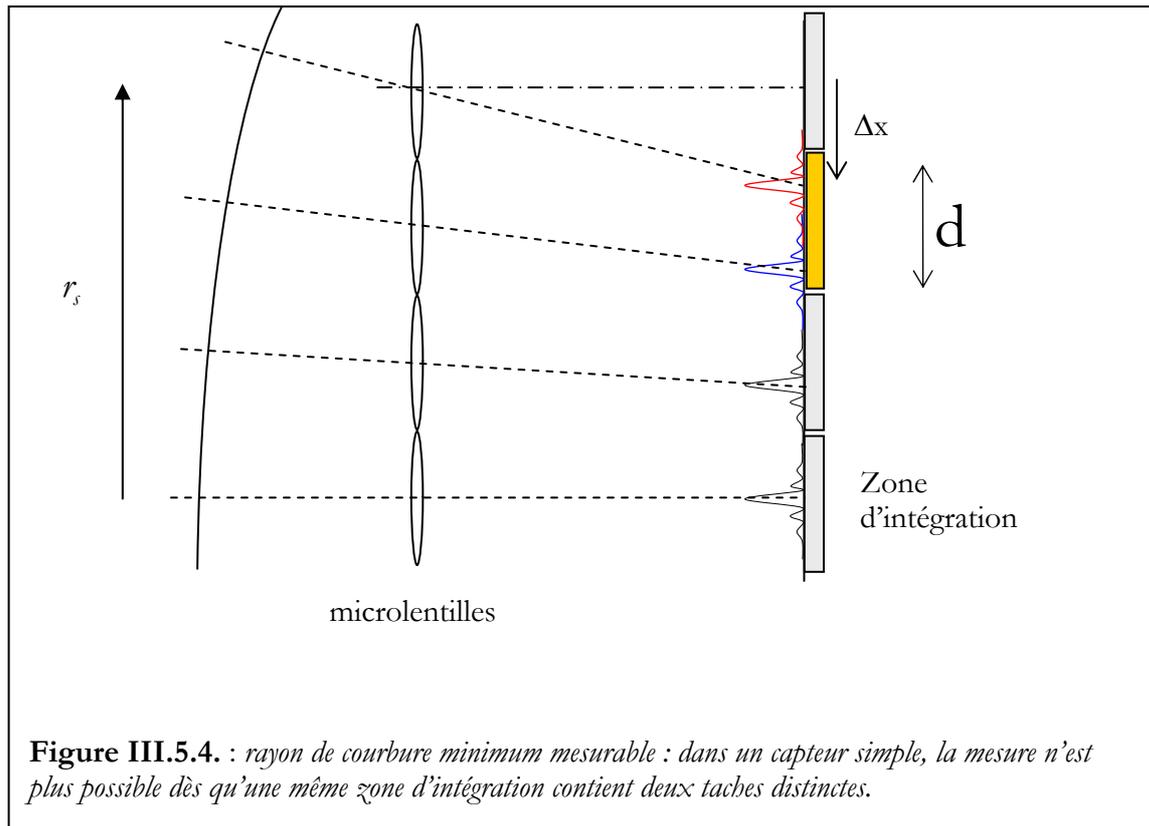
Il faut remarquer qu'une lentille d'1 mètre de focale placée sur le chemin d'un faisceau de cette taille n'a pratiquement aucune influence sur sa propagation. En définitive, *notre banc de mesure est très bien adapté aux configurations de pompage longitudinal.*

III.5.4.2. Plus petite focale mesurable

La courbure maximale mesurable par un analyseur de Shack-Hartmann classique est atteinte quand deux taches focales provenant de deux microlentilles jointives viennent à se superposer sur la même zone d'intégration¹⁶. Cela est illustré à la figure III.5.4

¹⁵ En fait, cette condition n'est pas nécessaire, et la mesure référencée est toujours valable même si le front d'onde de référence n'est pas plan.

¹⁶ En fait, le capteur utilisé ici est capable de mesurer des faisceaux encore plus ouverts, car il est capable d'associer une tache focale à n'importe quelle microlentille, et pas forcément *a priori* à celle qui est située juste en face : à pleine ouverture le rayon de courbure minimal mesurable est 3 cm, alors que ce calcul donne 26 cm. La limite supérieure sur la puissance dioptrique est donc encore plus grande qu'énoncée ici.



Cela se produit pour $\Delta x > d/2$, soit pour une pente locale $r_s / R_{\min} > d/2f$.
D'où :

$$R_{\min} = \frac{\phi_s f}{d}$$

soit :

$$(f_{th})_{\min} = \frac{\phi_c f}{G d} \approx 1 \text{ mm} \quad (\text{pour } G=10)$$

$$\text{ou } (D_{th})_{\max} \approx 1000 \text{ m}^{-1}$$

et nous avons montré au § I.4.2.2 que les intensités de pompage adoptées ne pouvaient amener que des lentilles thermiques dont la focale était largement supérieure à la taille du cristal (quelques mm).

Nous ne sommes donc absolument pas limités par une borne supérieure sur les puissances dioptriques.

III.5.5. Résumé : validation du banc de mesure de focales thermiques

Nous allons conclure cette étude du banc *vu en tant que mesureur de distances focales* par une validation de son exactitude, que nous avons effectuée en mesurant comparativement la puissance dioptrique de quelques lentilles-test avec notre banc d'une part, et avec une méthode de focométrie clas-

sique d'autre part¹⁷. Les résultats sont représentés à la figure III.6.1 : l'écart entre la valeur mesurée et la valeur « vraie » ne dépasse jamais 5%.

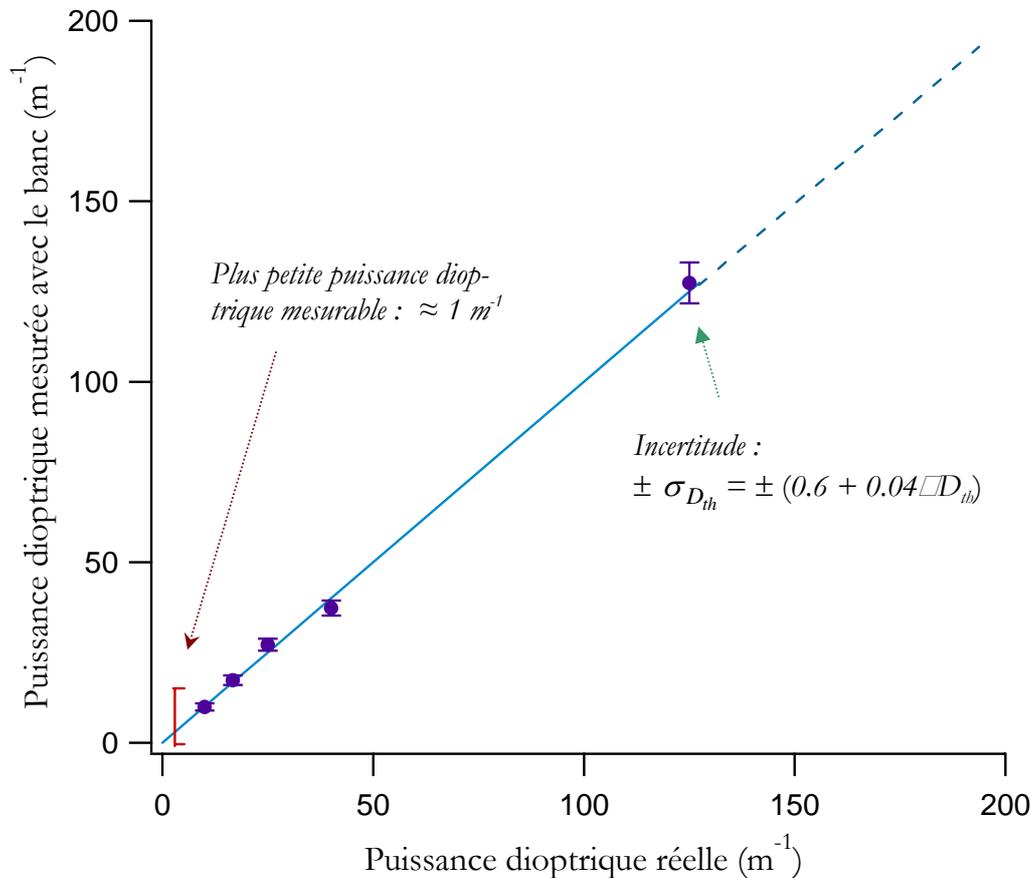


Figure III.6.1 : validation du banc de mesure de lentilles thermiques

III.6. Caractéristiques du banc en tant que *mesureur d'aberrations thermiques*

Nous allons maintenant traiter brièvement de la mesure d'aberrations thermiques. En fait, il ne s'agit pas, comme nous venons de le faire pour la mesure des focales thermiques, d'étudier dans le détail les performances et les limitations du banc en tant que mesureur d'aberrations. Le but est simplement ici d'attacher une signification physique aux polynômes de Zernike que nous avons définis au § III.4, en expliquant comment telle aberration peut être associée à telle propriété physique de la lentille thermique.

Il s'agit, on l'aura compris, d'une discussion uniquement qualitative.

¹⁷ La détermination de focales avec cette méthode est plus difficile que lorsqu'il s'agit de lentilles thermiques dans des cristaux, car il est beaucoup plus ardu de positionner très finement la lentille-test à la distance d_l du doublet de focale f_l : ce qui est automatiquement réalisé quand la cavité est réglée ne l'est pas du tout ici, et cette distance est de plus assez critique. Il faut s'assurer lors de la mesure que la taille du faisceau d'analyse n'a pas bougé une fois qu'on a inséré la lentille à tester dans le chemin du faisceau.

III.6.1. Degré du polynôme

Plus le degré du polynôme est élevé, plus il représente des défauts de phase de grande fréquence spatiale. Projeter la phase sur un nombre limité de polynômes (ici 64) réduit donc la plus grande fréquence spatiale mesurable par rapport à la méthode zonale¹⁸.

Cela dit, puisque la sonde a ici le même diamètre que le faisceau de cavité, il est évident que les éventuelles aberrations thermiques ne sont que des termes de *basse fréquence spatiale*, correspondant aux premiers polynômes. Plus fondamentalement, comme on l'a dit au § II.3.3., les variations de la température sont toujours lentes dans un milieu homogène, de sorte que les aberrations thermiques (à condition qu'elles soient mesurées sur une surface comparable à la surface pompée) ne peuvent jamais être des aberrations de grande fréquence.

En pratique, un développement au 3^{ème} ordre est suffisant, ce qui limite l'étude aux 8 premiers polynômes.

III.6.2. Le basculement :

Ces deux polynômes (basculement à 0° et à 90°) ne sont pas des aberrations mais mesurent un mouvement d'ensemble des taches sur toute la pupille. Nous obtiendrons en pratique un basculement non nul dès que le faisceau de sonde n'est pas correctement centré sur la zone pompée, comme le montre le schéma de la figure III.6.1.

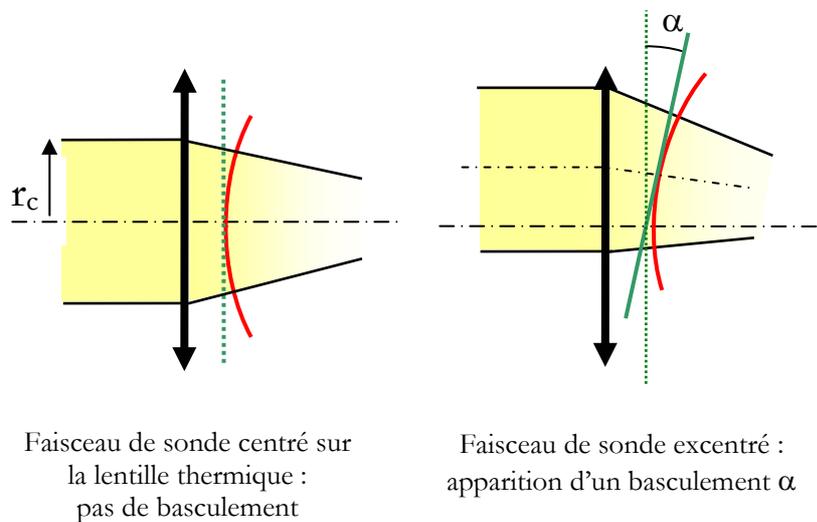


Figure III.6.1 : relation entre le basculement et le mauvais centrage du faisceau de sonde sur le profil de gain.

¹⁸ La méthode de reconstruction zonale, et sa différence avec la méthode modale utilisant les polynômes de Zernike, est expliquée dans l'annexe D. Dans le cas d'une reconstruction zonale, la fréquence de coupure est fixée uniquement par la fréquence spatiale du réseau de microlentilles, c'est-à-dire l'inverse du diamètre d'une microlentille.

III.6.3. L'aberration sphérique

Il y a en fait beaucoup de polynômes d'aberration sphérique, celui de plus basse fréquence étant le polynôme n°8 (Z_{42}) décrivant l'aberration sphérique du 3^{ème} ordre, et qui est un polynôme du 4^{ème} degré. Pour décrire les très fortes aberrations sphériques il peut être utile de recourir à des polynômes d'aberration sphérique d'ordre $2N+1 > 3$ (avec N entier), qui sont alors de degré $2N+2$.

En dehors de la courbure, ce sont les seuls polynômes de Zernike qui ne dépendent que de r . Ainsi, dans le cas le plus simple où la lentille thermique est parfaitement sphérique (ce qui veut dire que la distribution de température est radiale, et que les propriétés thermomécaniques et thermo-optiques du cristal sont isotropes), *ce sont les seuls polynômes que l'on peut rencontrer en plus de la courbure.*

Nous avons discuté au § I.4.2.4 des circonstances qui rendaient possible l'apparition d'aberration sphérique. Dans le cas d'un faisceau de pompe rigoureusement « top hat », nous pouvons nous attendre à ne voir de l'aberration sphérique que si le diamètre de la sonde est significativement plus grand que le diamètre de la pompe. Nous illustrerons cet aspect au § IV avec un résultat expérimental.

Dans le cas d'un faisceau de pompe gaussien en revanche, on peut observer de l'aberration sphérique même si le recouvrement entre le faisceau de pompe et le faisceau de cavité est bon (voir § I.4 et [Clarkson 01]).

III.6.4. L'astigmatisme

L'astigmatisme peut se rencontrer si la distance focale n'est pas la même dans deux directions perpendiculaires. Un front d'onde constitué d'un terme de courbure et d'un terme d'astigmatisme à 0°, par exemple, s'écrira donc :

$$\Delta(r, \theta) = C_3(2r^2 - 1) + C_4 r^2 \cos 2\theta \quad (\text{III.25.})$$

On peut en déduire les deux rayons de courbure dans les directions x et y :

$$R_{mes_x} = \frac{r_p^2}{2 \times (2 C_3 + C_4)} \quad (\text{III.26.})$$

$$R_{mes_y} = \frac{r_p^2}{2 \times (2 C_3 - C_4)} \quad (\text{III.27.})$$

Le rayon de courbure affiché par le capteur (donné par l'équation III.19) est donc, logiquement, la moyenne entre ces deux rayons de courbure.

Nous avons évoqué au § I.4.2.4. les cas où on pouvait rencontrer de l'astigmatisme : il suffit pour cela que les propriétés du cristal ne soient pas isotropes, que le pompage ne soit pas à symétrie de révolution, ou même que le refroidissement privilégie une direction particulière. Nous y reviendrons en analysant les résultats expérimentaux obtenus sur le GdCOB en faisant varier la polarisation du faisceau de sonde (voir § IV.7).

III.6.5. La coma et les autres aberrations de « fréquence » $\nu \neq 0$

Nous avons vu que les seuls polynômes qui ont une dépendance purement radiale sont les polynômes d'aberration sphérique et de courbure. D'autre part, les seuls polynômes représentant une anisotropie dans des directions orthogonales sont les polynômes d'astigmatisme (n° 4 et 5). La présence d'autres termes dans le développement est embarrassante à plus d'un titre : non seulement la correction de ces aberrations est problématique, mais leur interprétation l'est souvent tout autant. Citons deux cas où on les rencontre :

1) *Un mauvais centrage de la sonde sur la zone de gain* : cela va rendre dissymétrique le profil de température effectivement sondé. Nous avons signalé que du basculement apparaissait, mais il peut aussi y avoir de la coma et d'autres aberrations d'ordre supérieur. Si c'est effectivement un mauvais centrage qui est responsable de leur présence, elles doivent toutes s'annuler en même temps que le basculement.

2) *Un refroidissement notablement anisotrope* : si le maintien du cristal se fait de sorte que la symétrie radiale du flux de chaleur n'est plus vérifiée, le profil de température perd également sa symétrie. Dans des cas où le refroidissement a une symétrie particulière, on la retrouve dans la décomposition en polynômes de Zernike¹⁹.

On peut aussi penser à des inhomogénéités ou à des défauts du cristal.

En conclusion, dans le cas d'un cristal refroidi de façon isotrope et pompé par une diode fibrée, nous ne pouvons avoir dans le développement en polynômes de Zernike que les termes suivants :

- de la *courbure* ;
- de l'*aberration sphérique* si le profil de température s'écarte d'une loi parabolique à l'intérieur de la zone sondée ;
- de l'*astigmatisme* (à 0° et/ou 45°, selon la direction des axes par rapport au capteur).

Qu'il s'accompagne ou non d'autres aberrations plus exotiques, le basculement est la preuve que la sonde est mal centrée sur la lentille thermique.

Conclusion :

Les deux exigences que nous nous étions fixées au début de ce chapitre sont satisfaites :

- 1) **la mesure est possible avec et sans effet laser grâce à un dispositif expérimental adapté, et à un faisceau de sonde dont les propriétés spectrales ont été convenablement définies.**
- 2) **La précision ($< 1 \text{ m}^{-1}$) et la gamme de puissances dioptriques mesurables ($1 \text{ m}^{-1} < D_{\text{th}} \leq 1000 \text{ m}^{-1}$) font que le banc de mesure est particulièrement bien adapté au pompage longitudinal.**

Nous allons pouvoir maintenant passer aux résultats expérimentaux proprement dits.

¹⁹ S. Ferré [Ferré 02] rapporte l'apparition d'une forte aberration de trèfle, à cause d'un refroidissement s'effectuant avec trois doigts équidistants situés sur le pourtour d'un barreau cylindrique de saphir dopé au titane.

IV. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

IV.1. Les cristaux étudiés et leurs conditions de pompage

IV.2. Mesure des aberrations thermiques.

IV.3. Mise en évidence d'effets non radiatifs : application à la détermination du rendement quantique

IV.4. Mise en évidence de la dépendance de la lentille thermique avec la longueur d'onde laser dans l'Yb:YSO

IV.5. Mise en évidence d'une inflexion de la puissance dioptrique en fonction de la puissance de pompe absorbée (en l'absence d'effet laser).

IV.6. Estimation du coefficient thermo-optique χ à partir des mesures de lentilles thermiques avec/sans effet laser.

IV.7. Etude en fonction de la polarisation de la sonde : mise en évidence d'un astigmatisme dépendant de la polarisation dans l'Yb:GdCOB

IV.8. Mise en évidence d'une réduction des effets thermiques dans un cristal composite d'Yb:YCOB.

IV.9. Conclusion

Des mesures de lentilles thermiques ont été effectuées dans des cristaux d'Yb:GdCOB, Yb:YCOB, Yb:YSO, Yb:BOYS, Yb:CaBOYS, Yb:KGW, Yb:GGG et Yb:YAG.

Bien qu'un exposé structuré par familles de matériaux eût été davantage dans l'esprit de la première partie consacrée aux tests laser, nous avons préféré présenter les résultats en montrant une à une les différentes tendances observées. Il s'avère en effet que d'un cristal à l'autre les tendances ou bien se retrouvent, ou bien si elles diffèrent s'éclairent mutuellement, de sorte qu'une présentation systématique cristal par cristal aurait inévitablement amené des répétitions.

À notre connaissance, certains effets n'ont jamais été mis en évidence auparavant : le plus intéressant est la présence quasi-systématique d'effets non radiatifs dans les cristaux, contrairement à ce qui est généralement admis concernant les matériaux dopés à l'ytterbium.

Mais cette présentation thématique ne nous fait pas oublier pour autant la perspective générale de cette étude qui est la caractérisation de matériaux. Ce n'est donc pas seulement la valeur absolue des focales thermiques qui nous intéresse pour chaque laser, mais aussi comment ces résultats peuvent être exploités dans le but d'évaluer des paramètres intrinsèques au matériau, comme le rendement quantique de fluorescence η_r ou le coefficient thermo-optique χ .

Pour rendre la lecture des résultats plus aisée, nous commençons par résumer les propriétés des cristaux utilisés pour ces expériences, ainsi que leurs conditions de pompage.

IV.1. Les cristaux étudiés et leurs conditions de pompage

Parmi les cristaux étudiés, seuls le KGW et l'YCOB n'ont pas fait l'objet d'une description dans le premier chapitre. Nous dirons ici simplement quelques mots, de manière à les situer plus facilement par rapport aux autres :

Le KGW ($KGd(WO_4)_2$) [Liu 01, Brunner 00, Lagatsky 99] est un cristal de la famille des tungstates, caractérisé par de très grandes sections efficaces : ainsi sa section efficace d'absorption à 981 nm vaut $12 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, ce qui est 11 fois plus que le GdCOB et 15 fois plus que le YAG (à 976 et 968 nm, respectivement). C'est une propriété très intéressante qui permet de réaliser des cristaux fins et très absorbants, tout en gardant un faible dopage. Il présente par ailleurs un spectre large, propriété qui en général ne va pas de pair avec de grandes sections efficaces, ce qui a permis l'obtention d'impulsions très courtes (112 fs dans un cristal de KYW [Brunner 00]).

L'échantillon de KGW que nous avons utilisé est dopé à 5 % (ce qui correspond à $2.2 \cdot 10^{20} \text{ ions/cm}^3$), mesure 3 mm de longueur et il est orienté de sorte que la propagation s'effectue parallèlement à l'axe cristallographique c . Il a été fourni par la société lituanienne Eksma[®].

Pour les expériences présentées ici, la longueur d'onde de la pompe (977 nm) était inférieure à la longueur d'onde de la *zero line* (981 nm) pour limiter la température de la diode à 30°C (et augmenter sa durée de vie). Les performances laser obtenues ici ne sont donc pas significatives des performances de ce matériau.

l'YCOB ($Ca_4YO(BO_3)_3$) est un oxoborate de calcium comme le GdCOB : les propriétés de la matrice sont analysées en détail, et comparées à celles du GdCOB, dans [Mougel 99]. Une étude plus spécifique du YCOB dopé à l'ytterbium peut se trouver dans [Aron 01].

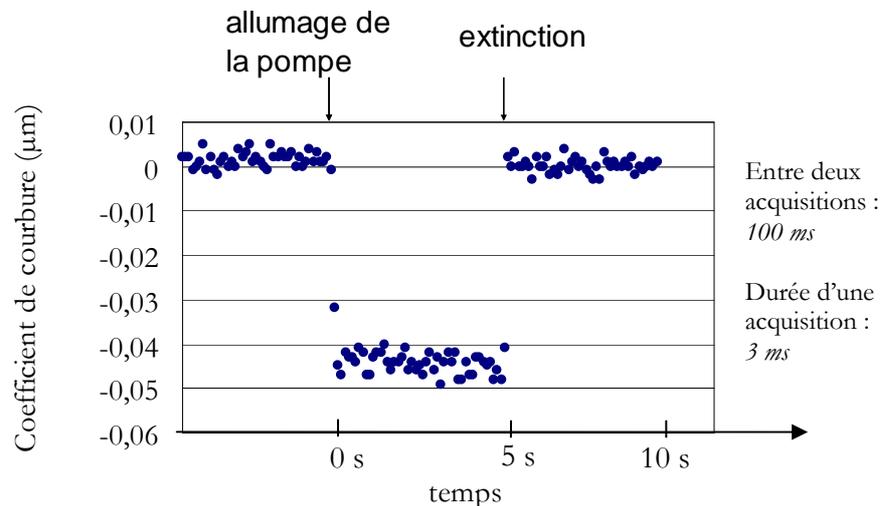
Nous avons reproduit dans le tableau IV.1 les principales données utiles, ainsi que les conditions de pompage (puissance incidente, puissance absorbée). Toutes les mesures ont été effectuées avec la diode de pompe LIMO fibrée (diamètre de cœur : 200 μm ; ouverture numérique : 0.22)

Dans les parties IV.2 à IV.6 (et IV.8), nous utilisons le faisceau de sonde directement en sortie de fibre, c'est-à-dire non polarisé. Nous mesurons ainsi la lentille thermique moyenne vue par toutes les polarisations. L'étude en fonction de la polarisation de la sonde sera faite au § IV.7.

Dynamique d'installation et de disparition de la lentille thermique

Le Shack-Hartmann offre la possibilité d'étudier **en temps réel** l'évolution de la lentille thermique. Toutefois, le capteur dont nous disposons ne permet pas d'effectuer des mesures à une cadence supérieure à 10 Hz. La figure ci-dessous illustre l'évolution au cours du temps du terme de courbure (C_3). Elle a été enregistrée ici pour un cristal d'Yb:GdCOB mais le même comportement a été observé sur tous les autres cristaux. Le temps d'acquisition a été fixé ici au minimum (3 ms), ce qui rend les mesures un peu plus bruitées que celles présentées ailleurs dans ce mémoire.

Aucun temps d'installation, ni même d'extinction de la lentille thermique, n'est mesurable : la dynamique semble



donc être régie par un temps caractéristique inférieur à $1/(10 \text{ Hz}) = 100 \text{ ms}$.

Le temps d'installation de la lentille thermique est géré par une constante de temps t_c qui s'écrit [Gordon 65, Farrukh 88] :

$$t_c = \frac{w_p^2}{4D} \text{ avec } D = \frac{K_c}{\rho c_p} \text{ (} w_p \text{ est le rayon du faisceau ; } D \text{ est la diffusivité thermique ; } \rho \text{ la densité et } c_p \text{ la chaleur}$$

spécifique). Pour le GdCOB (à 300K, d'après [Mougel 99]), $(\rho c_p)^{-1} = 0.36 \text{ K} \cdot \text{J}^{-1} \cdot \text{cm}^3$ et $K_c \approx 2 \text{ W/m/K}$. Pour un faisceau de pompe de rayon 100 μm , cela correspond à 3.3 ms.

Pour le YAG, $(\rho c_p)^{-1} = 0.38 \text{ K} \cdot \text{J}^{-1} \cdot \text{cm}^3$, $K_c \approx 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$: le temps caractéristique est encore plus court : $t_c = 0.65 \text{ ms}$.

Ces temps sont donc trop courts pour que l'apparition du gradient thermique puisse être résolu avec un pas temporel d'acquisition de 100 ms.

Ces temps très courts (pour des effets thermiques...) sont donc attribuables à la très petite surface de la zone pompée, puisque le temps caractéristique y est proportionnel. Dans des lasers où la pompe est focalisée sur une surface plus grande (de l'ordre du cm^2), les temps d'installation sont couramment de l'ordre de plusieurs secondes et sont clairement visibles [Burnham 70, Paugstadt 94].

IV.2 Mesure des aberrations thermiques.

Nous allons dans cette partie présenter les fronts d'onde obtenus expérimentalement, et mesurer ainsi la part des aberrations dans la lentille thermique.

Nous commençons par examiner ce qui se passe lorsque le faisceau de pompe est plus petit que le faisceau de cavité (ce dernier ayant toujours la même taille que le faisceau de sonde) ; puis nous en viendrons à la situation où les faisceaux de pompe et de cavité ont la même dimension, ce qui est le cas pour tous les lasers que nous avons étudiés jusqu'ici.

Répetons que dans cette partie les fronts d'onde sont obtenus avec une sonde *non polarisée*.

IV.2.1. Mesure du front d'onde obtenu lorsque le faisceau de cavité est plus grand que le faisceau de pompe

On sait que si le faisceau de cavité est choisi plus grand que le faisceau de pompe dans le cristal, des aberrations thermiques sont susceptibles d'apparaître, en particulier de l'aberration sphérique (comme nous l'avons dit aux § I.4 et § III.6).

Nous pouvons vérifier cela en sondant la lentille thermique avec un faisceau de sonde plus grand que la zone pompée.

En modifiant la focale f_0 de la lentille du banc de sonde (voir figure III.3.1), nous avons fait en sorte que le faisceau de sonde ait un diamètre (à $1/e^2$) de $320\ \mu\text{m}$, ce qui est délibérément plus grand que la zone pompée (qui a un diamètre de $200\ \mu\text{m}$).

Les résultats sont présentés à la figure IV.2.1 dans le cas du cristal d'Yb:YAG. Ils sont comparés avec les résultats obtenus lorsque la pompe et la sonde ont la même taille.

En haut de la figure IV.2.1. apparaît une coupe transversale du front d'onde entier : dans le cas où le faisceau de sonde est plus gros que le faisceau de pompe (à gauche), on reconnaît le profil typique de température que nous avons rencontré dans la première partie. En retranchant numériquement le terme de courbure, on obtient le front d'onde résidu représenté en dessous : on reconnaît alors très bien le polynôme d'aberration sphérique du 3^{ème} ordre, qui s'avère être le seul terme d'aberration non négligeable (comme l'atteste la décomposition en polynômes de Zernike, non représentée pour ne pas alourdir la figure).

En particulier, le profil en 3 dimensions montre très clairement une aberration sphérique du 3^{ème} ordre, « comme dans les livres ». En revanche, lorsque la sonde a une taille comparable à la pompe (à droite), la courbure est le seul terme non négligeable. Le front d'onde résidu obtenu en soustrayant la courbure est alors remarquablement plat.

Cette démonstration qualitative illustre l'importance de choisir un faisceau de cavité adapté au mode de pompe.

Elle montre également que même si le faisceau de cavité a la bonne taille, sonder la lentille thermique avec un faisceau plus grand que la zone pompée conduit à mesurer des aberrations *qui ne sont pas vues par le faisceau de cavité*.

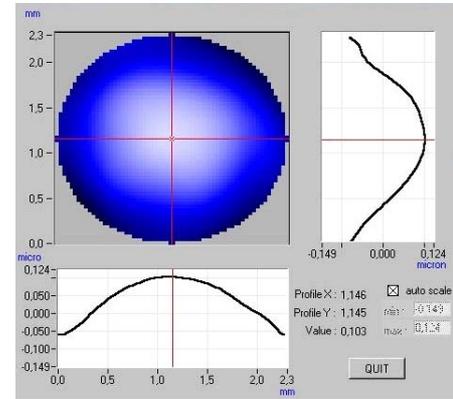
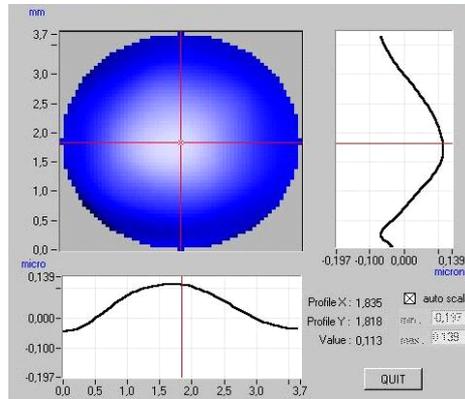
Dans la suite le faisceau de sonde, le faisceau de cavité, et le faisceau de pompe auront donc tous trois la même taille (environ $200\ \mu\text{m}$ de diamètre).

Diamètre de la zone pompée : 200

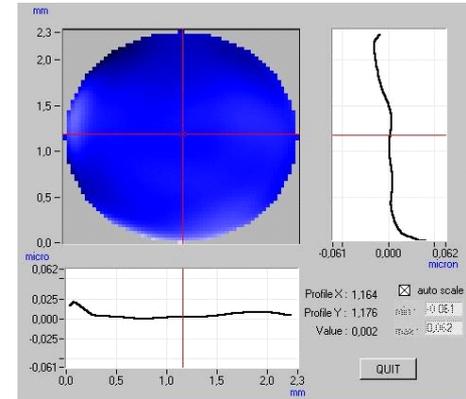
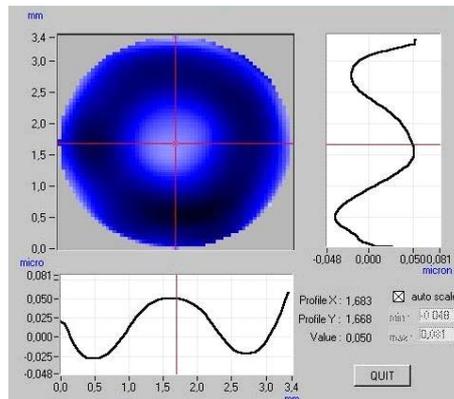
Diamètre de la sonde : 320 μm

Diamètre de la sonde : 220 μm

Coupe du **Front d'onde complet** :
(courbure + aberrations)



Coupe du **front d'onde résidu**
(aberrations seulement)



Vues du **Front d'onde résidu**

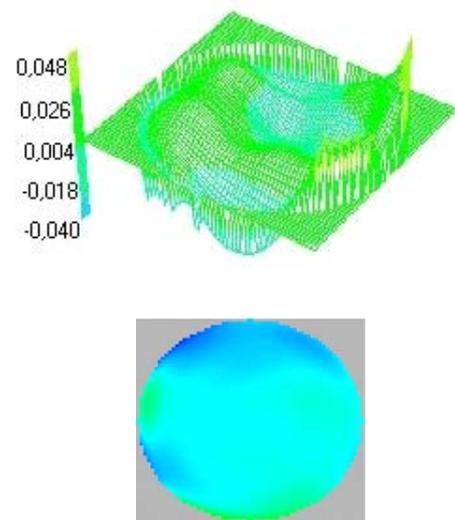
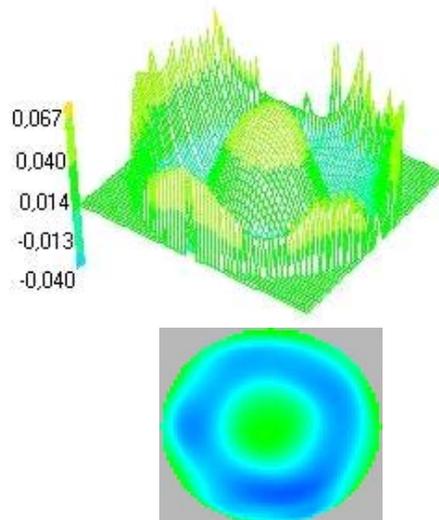


Figure IV.2.1 : Fronts d'onde enregistrés avec un cristal d'Yb:YAG. **À gauche** : la zone sondée est plus grande que la zone pompée (diamètre de pompe : 200 μm ; diamètre de sonde à $1/e^2$: 320 μm). Sur une pupille d'analyse de 3.38 mm de diamètre, les coefficients d'aberration non négligeables sont : $C_3 = -0.118 \mu\text{m}$ et $C_8 = +0.046 \mu\text{m}$. **À droite** : la zone sondée et la zone pompée ont des tailles comparables (diamètre de sonde à $1/e^2$: 220 μm). Sur une pupille d'analyse de 2.3 mm de diamètre, le seul coefficient non négligeable est la courbure : $C_3 = -0.085 \mu\text{m}$ ($C_8 = +0.001 \mu\text{m}$).

IV.2.2 exemple de front d'onde obtenu : cas de l'Yb:GdCOB

La figure IV.2.2 représente les fronts d'onde obtenus, sans effet laser, avec le cristal d'Yb:GdCOB.

On constate que le terme de courbure est largement majoritaire, comme le confirme l'histogramme de la figure IV.2.2, qui représente les coefficients de Zernike jusqu'au 5^{ème} ordre. Remarquons que le signe négatif du coefficient de courbure est lié à une convention de signe que le Shack-hartmann a adoptée : un coefficient de courbure C_3 (ou un rayon de courbure mesuré R_{mes}) négatif signifie que le point de focalisation est situé à l'intérieur du capteur : d'après la théorie exposée au § III, **un coefficient de courbure négatif correspond donc à une lentille thermique convergente.**

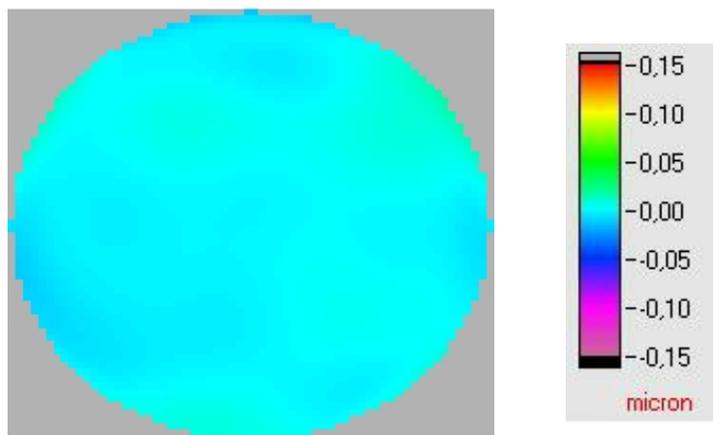
Alors que l'écart-type mesuré sur le front d'onde de référence est de $0.004 \mu\text{m}$, l'écart-type sur le front d'onde résidu est de $0.010 \mu\text{m}$.

Les aberrations thermiques peuvent donc être considérées comme négligeables.

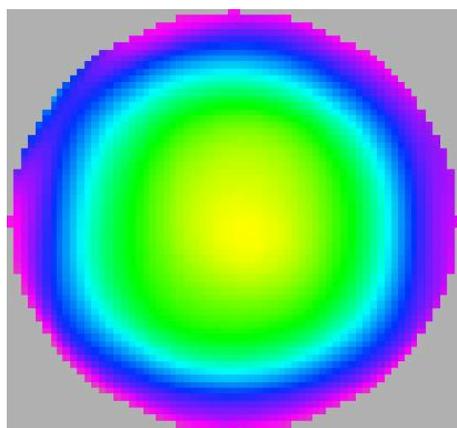
IV.2.3 fronts d'onde obtenus avec les autres cristaux.

Pour les autres cristaux, nous avons toujours observé les mêmes tendances. L'histogramme de la figure IV.2.3. montre les coefficients de Zernike pertinents pour le YAG, le GGG, l'YCOB (cristal non composite), le KGW, l'YSO, le BOYS et le CaBOYS. Sont représentés : le coefficient de Zernike C_3 de courbure (exprimé en microns), le coefficient C_8 d'aberration sphérique du 3ème ordre, ainsi que les coefficients C_4 et C_5 correspondant respectivement à l'astigmatisme à 0° et à 45° . Rappelons qu'ils donnent directement la valeur de l'écart normal de l'aberration correspondante, au bord de la pupille (ici 2.3 mm).

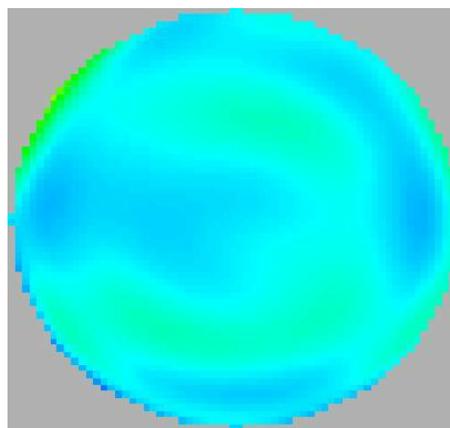
Nous avons également représenté sur cet histogramme, en dernière position, l'écart type mesuré sur le front d'onde « résidu ». Contrairement aux quatre premiers termes qui sont des coefficients de polynômes, cette dernière valeur correspond à une statistique spatiale réalisée sur le front d'onde et renseigne donc de façon globale sur la présence d'aberrations thermiques. On voit que cette valeur est toujours inférieure à $0.01 \mu\text{m}$, et très proche de la même valeur calculée sur le front d'onde de référence lui-même, ce qui montre bien que **les aberrations thermiques sont toujours négligeables.** On peut donc considérer que la lentille thermique est une lentille parfaite dans tous les cas.



Front d'onde de référence (écart-type : $0.004 \mu\text{m}$)



Front d'onde complet (écart-type : $0.068 \mu\text{m}$)



Front d'onde résidu obtenu après soustraction de la courbure (écart-type : $0.010 \mu\text{m}$)

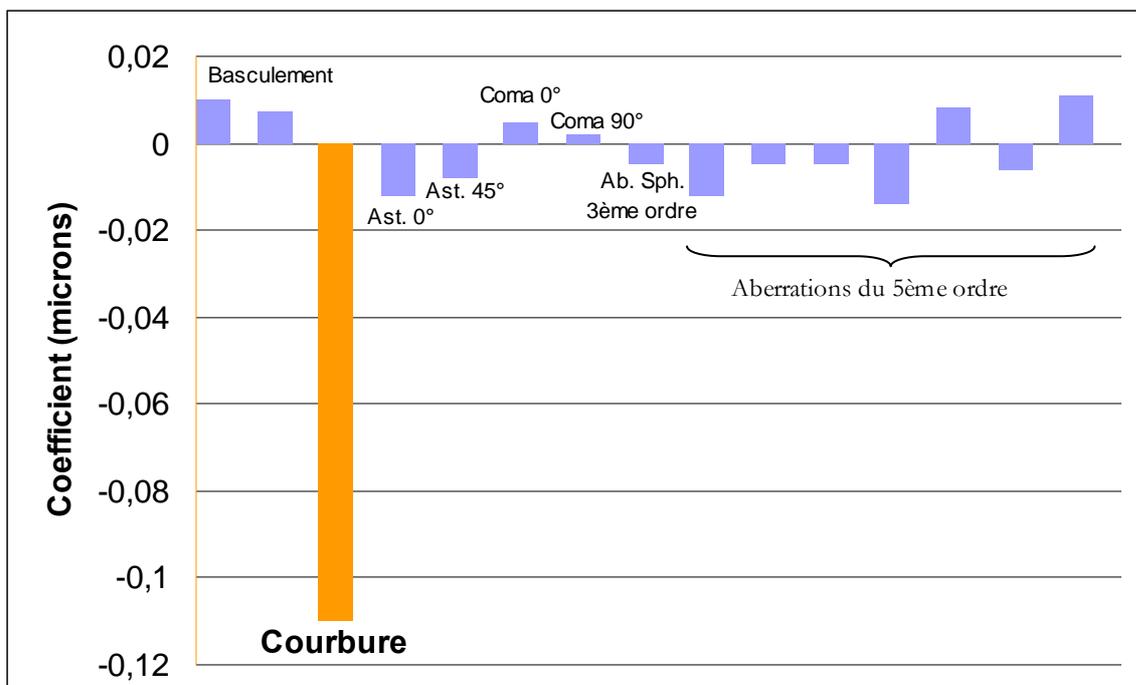


Figure IV.2.2 : allure des fronts d'onde obtenus avec le cristal d' **Yb:GdCOB** et décomposition sur la base des polynômes de Zernike (rayon de la pupille : 2.3 mm). Les aberrations sont négligeables.

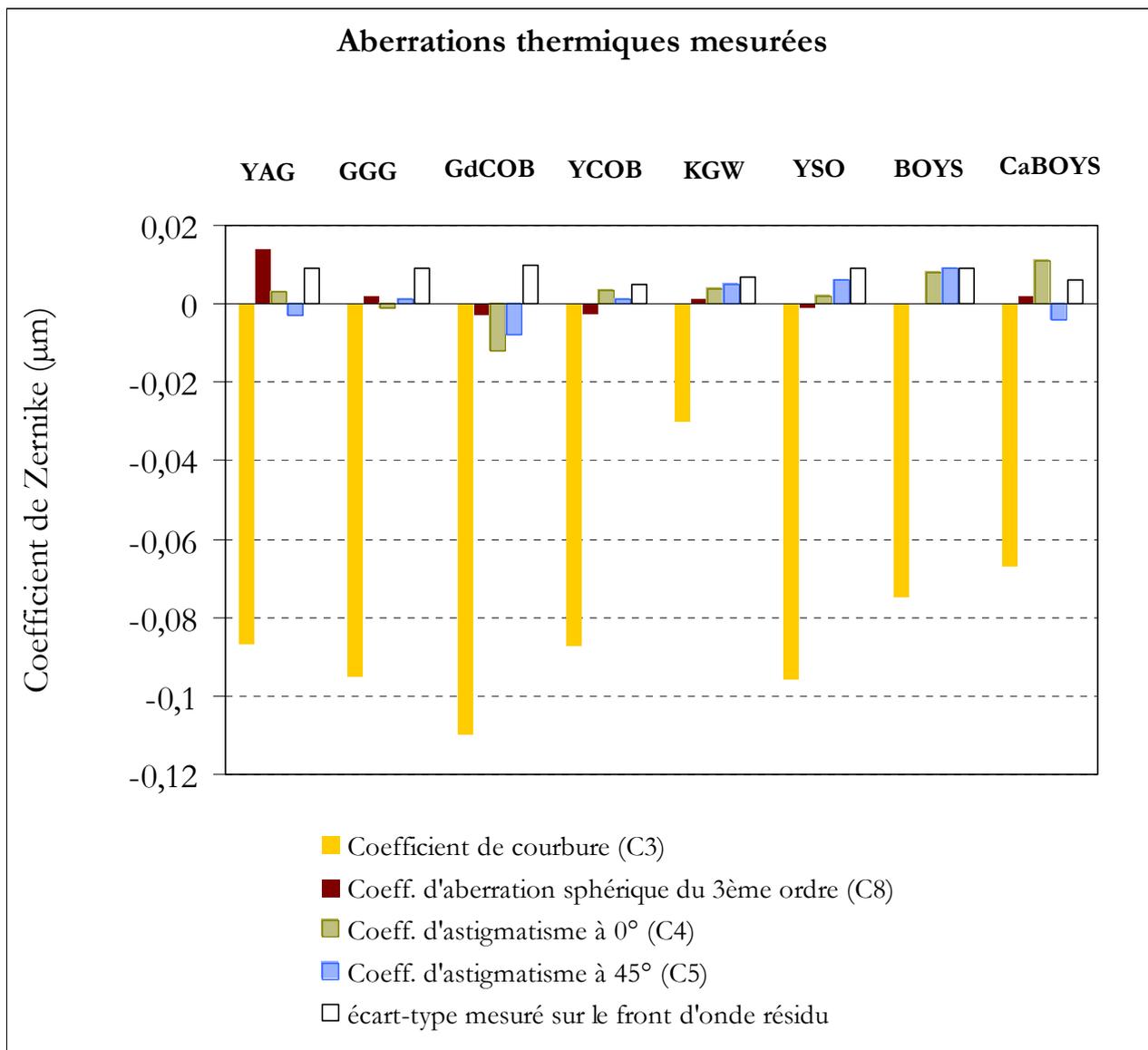


Figure IV.2.3 : aberrations thermiques mesurées, sans effet laser, sur les cristaux de YAG, GGG, GdCOB, YCOB (non composite), KGW, YSO, BOYS et CaBOYS (de gauche à droite). Les coefficients de Zernike pertinents sont indiqués. Pour tous les cristaux le terme de courbure domine largement.

Précisons que les résultats de la fig.IV.2.3 ne permettent pas, tels qu'ils sont présentés, de comparer l'ampleur des effets thermiques d'un cristal à l'autre puisque les puissances absorbées sont différentes.

IV.2.4. Interprétation

L'absence d'aberration sphérique (qui représente moins d'un dixième de la valeur de la courbure dans tous les cas) a été commentée au § IV.2.1. Elle est en accord avec les prévisions exposées au § III.4.2.4 , compte tenu que : 1) les faisceaux de sonde et de pompe ont la même taille sur le cristal et 2) le profil de la pompe est *top hat*.

L'absence d'astigmatisme est plus surprenante (il a été souvent observé, par exemple dans le Nd:YLF [LLE 97] et dans le Nd:YVO₄ [Grossard 02]). La présence d'astigmatisme ne peut être attribuée qu'aux anisotropies des propriétés thermiques et mécaniques du matériau puisque le pompage possède la symétrie de révolution (voir §III.4.2.4) et que la sonde est non polarisée. On s'attend donc à ce que tout astigmatisme soit exclu pour les cristaux isotropes (c'est le cas des cristaux de YAG et de GGG), ou pour les cristaux uniaxes si la propagation s'effectue parallèlement à l'axe optique (c'est le cas ici pour le BOYS et le CaBOYS : voir tableau IV.1). En revanche pour les autres, c'est-à-dire ici les cristaux biaxes (GdCOB, YCOB, KGW, YSO), on ne peut pas en dire autant.

On peut vérifier qu'il n'y a effectivement pas d'anisotropies significatives le GdCOB, dont on connaît les valeurs de conductivité thermique et d'expansion thermique selon trois axes. Rappelons toutefois que la prise en compte théorique de ces anisotropies ne peut se faire qu'au moyen de simulations par éléments finis, les valeurs données ici ne servent donc qu'à une estimation sommaire.

Pour le GdCOB : On a, d'après [Mougel 99] :

$$\begin{cases} K_x = 2.54 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \\ K_y = 1.32 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \\ K_z = 2.06 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \end{cases}$$

Ici le vecteur d'onde est // Y, donc ce sont les valeurs de K_x et K_z qui nous intéressent : on constate qu'elle sont du même ordre de grandeur.

Pour les coefficients d'expansion thermique, les mesures ont été faites selon les axes cristallographiques a, b, c (distincts des axes cristallographiques X, Y, Z). Néanmoins on peut considérer¹ qu'on a : $\alpha_{T_x} \approx \alpha_{T_c} = 15 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ et $\alpha_{T_z} \approx \alpha_{T_a} = 11 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

Là encore, l'écart relatif entre ces deux valeurs est faible. De plus, si l'on considère dans l'expression de la lentille thermique (éq. I.4.19) la part liée à la courbure des faces et à l'effet photoélastique, on voit que c'est le rapport α_T / K qui intervient pour ces deux termes, et il est ici pratiquement identique selon X et Z (il diffère de seulement 10 %).

En conclusion, la lentille thermique n'étant pas aberrante, elle peut être compensée facilement, en jouant simplement sur les distances entre les miroirs de la cavité par exemple. En particulier, les effets thermiques n'induisent ni pertes ni dégradation de la qualité de faisceau (voir § I.4).

Rappelons cependant que ces mesures sont réalisées avec une sonde non polarisée, et que la polarisation du laser peut avoir une influence, comme nous le verrons au § IV.7.

Dans la suite la lentille thermique sera définie uniquement par sa distance focale f_{th} ou par son inverse, sa puissance dioptrique D_{th} .

¹ Les angles entre axes cristallographiques et axes cristallographiques sont, dans le GdCOB : (b, Y) = 0° ; (c, X) = 15° et (a, Z) = 26°, d'où l'approximation (certes grossière) faite ici.

IV.3. Mise en évidence d'effets non radiatifs : application à la détermination du rendement quantique.

Nous allons, dans cette partie, comparer les puissances dioptriques mesurées avec et sans effet laser.

IV.3.1. Résultats

Pour ne pas répéter les mêmes courbes expérimentales à chaque fois que nous commentons une nouvelle tendance, nous avons reproduit l'ensemble des résultats, cristal par cristal, sur les figures IV.3.1 à IV.3.6. On constate, sur chaque courbe donnant la puissance dioptrique *sans* effet laser, qu'une inflexion apparaît : nous l'ignorons pour l'instant, et commenterons spécifiquement cet aspect dans la section suivante.

Les fronts d'onde obtenus avec effet laser sont comparables à ceux décrits aux §IV.2.2 et § IV.2.3 précédents (il n'y a pas non plus d'aberrations), c'est pourquoi ils ne sont pas représentés.

À l'examen de ces courbes il apparaît très nettement que la puissance dioptrique de la lentille *avec* effet laser n'est pas la même que *sans* effet laser.

Nous avons représenté également pour chaque cristal (axe de droite) la puissance laser obtenue. Le décrochement entre les courbes représentant la puissance dioptrique avec et sans effet laser se fait au seuil d'oscillation laser.

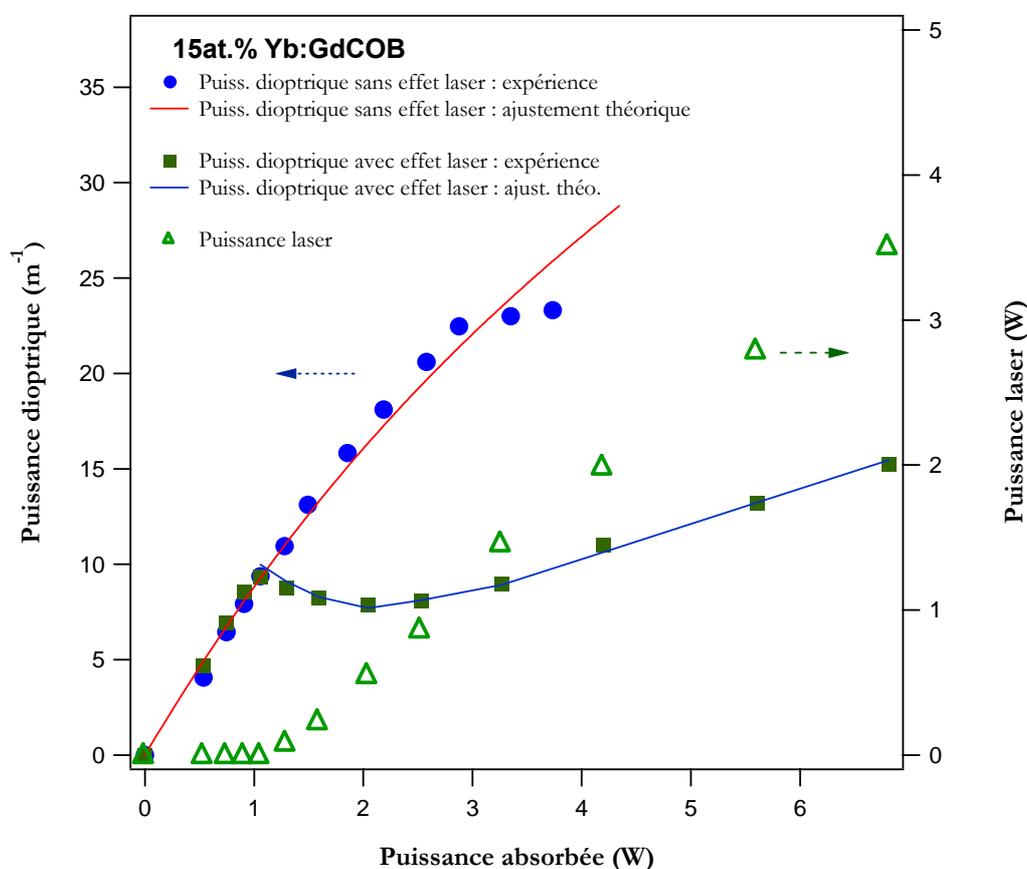


Figure IV.3.1 : lentille thermique dans l'Yb:GdCOB (à gauche : puissance dioptrique ; à droite : puissance laser obtenue en sortie).

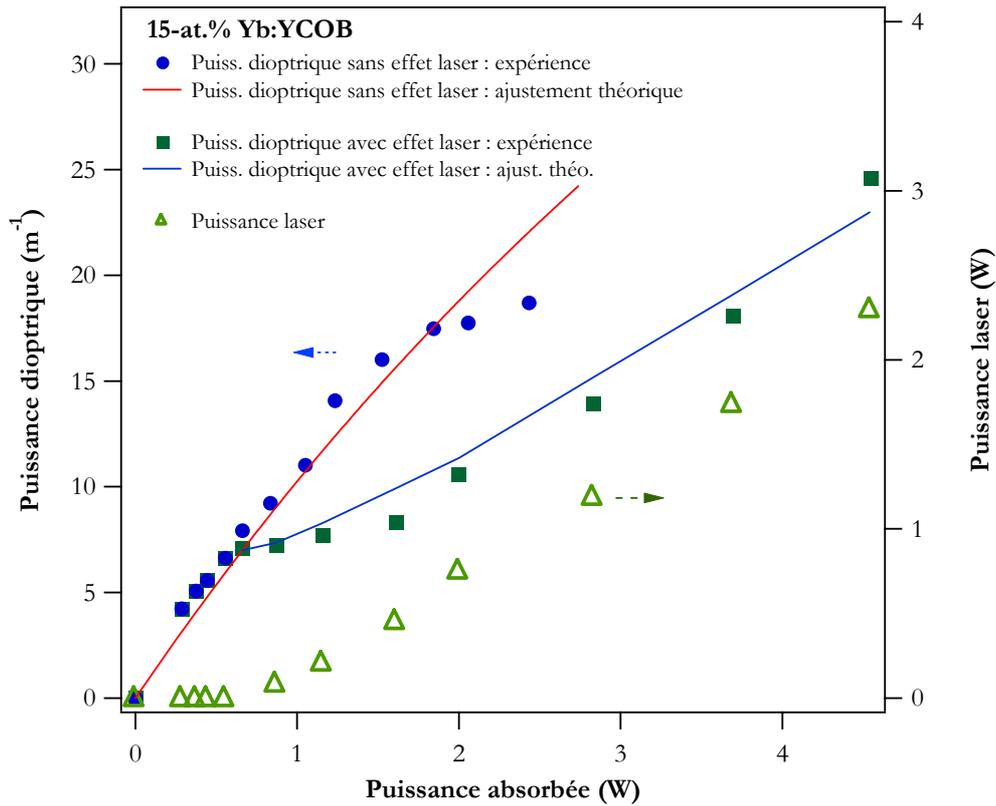


Figure IV.3.2 : lentille thermique dans l'Yb:YCOB (à gauche : puissance dioptrique ; à droite : puissance laser obtenue en sortie).

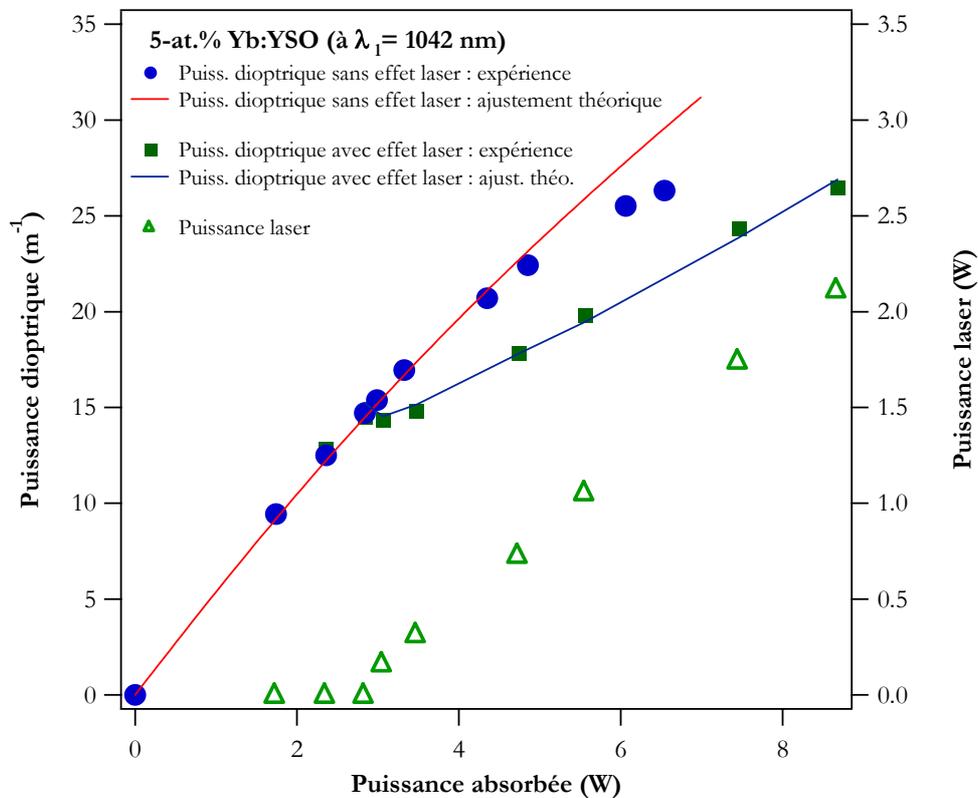


Figure IV.3.3 : lentille thermique dans l'Yb:YSO, à une longueur d'onde de 1042 nm (à gauche : puissance dioptrique ; à droite : puissance laser obtenue en sortie à 1042 nm).

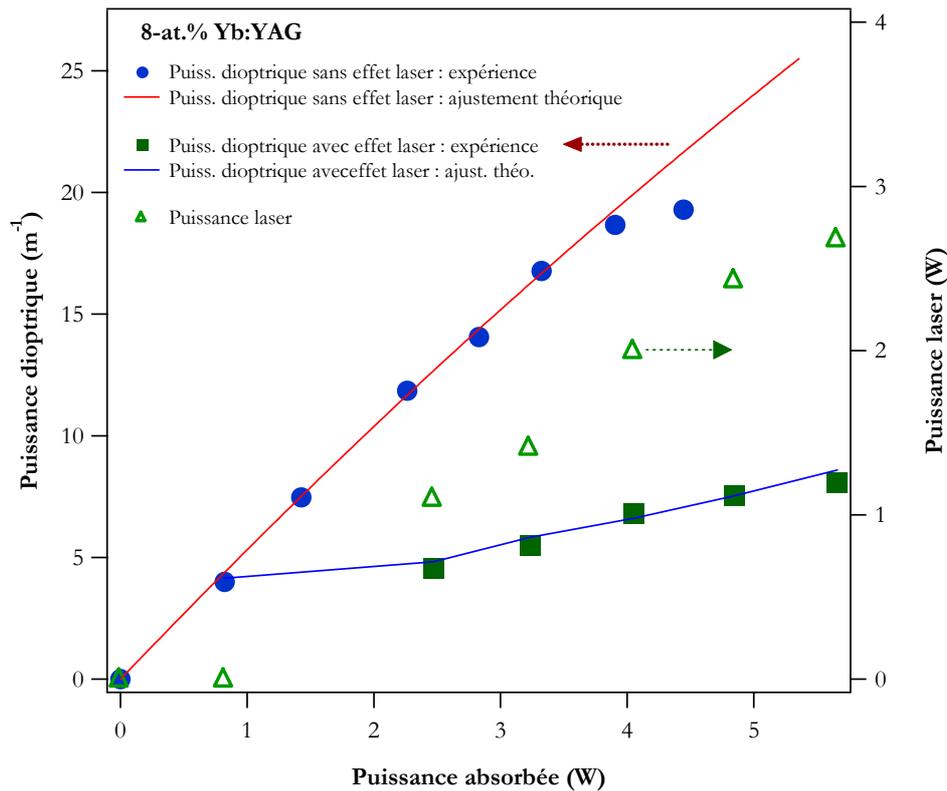


Figure IV.3.4 : lentille thermique dans l'Yb:YAG (à gauche : puissance dioptrique ; à droite : puissance laser obtenue en sortie).

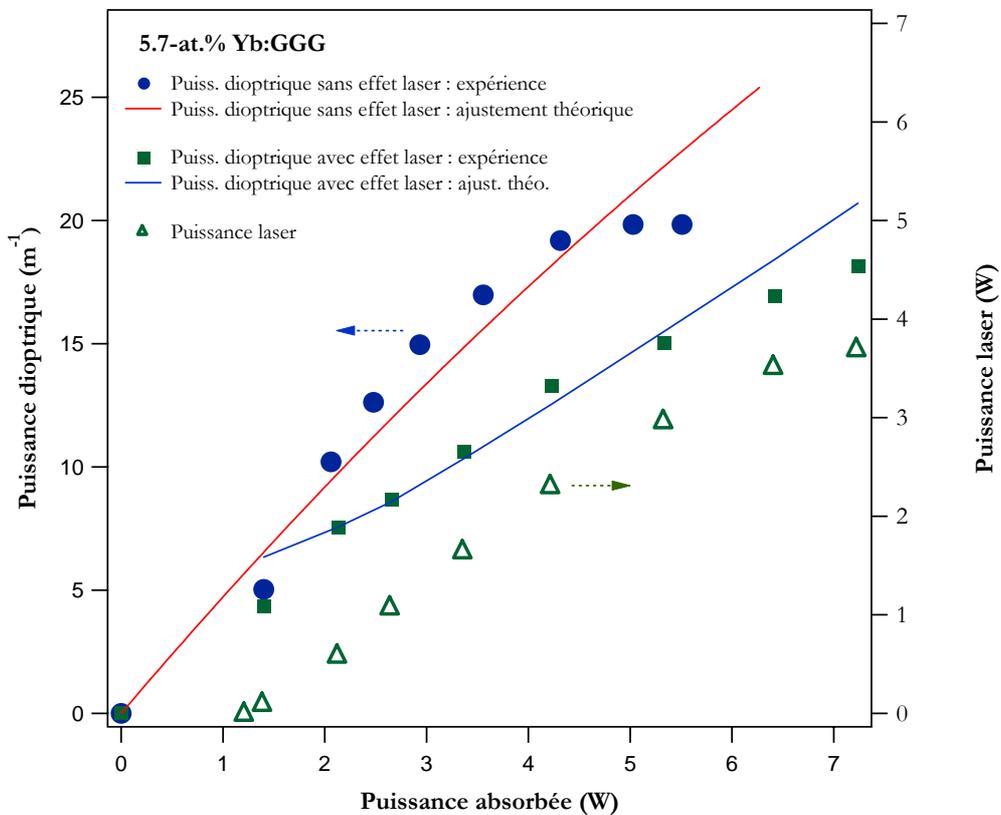


Figure IV.3.5 : lentille thermique dans l'Yb:GGG (à gauche : puissance dioptrique ; à droite : puissance laser obtenue en sortie).

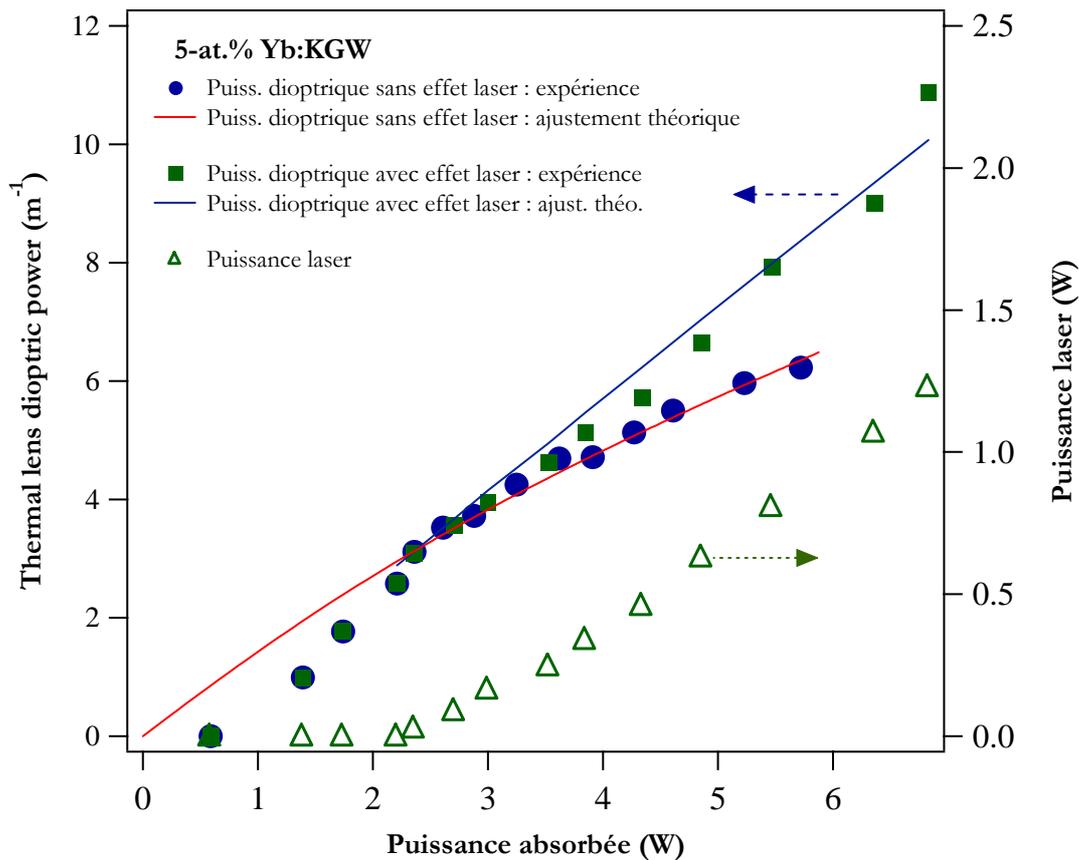


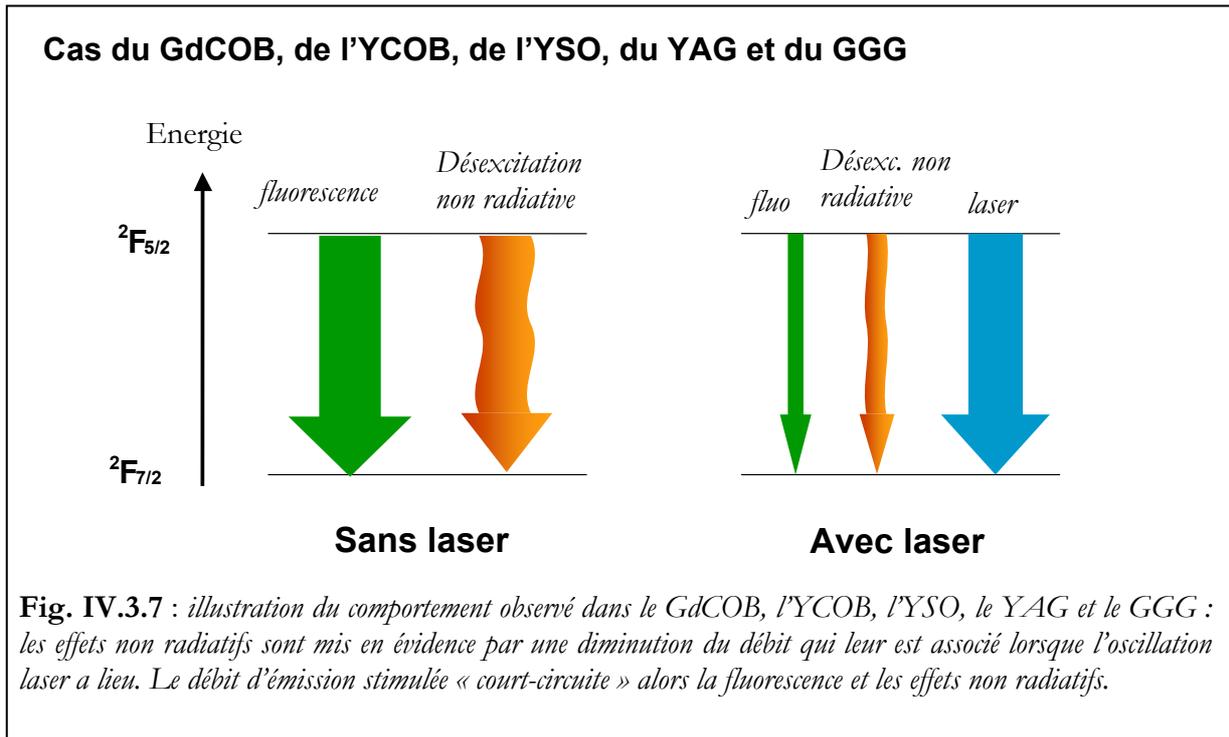
Figure IV.3.6 : lentille thermique dans l' Yb:KGW (à gauche : puissance dioptrique ; à droite : puissance laser obtenue en sortie).

Nous avons détaillé au §I.1. quelles étaient les contributions à la fraction thermique η_h , et en particulier nous avons expliqué pourquoi cette fraction thermique pouvait être différente dès que l'oscillation laser est présente. Nous allons maintenant utiliser ces résultats pour interpréter nos mesures.

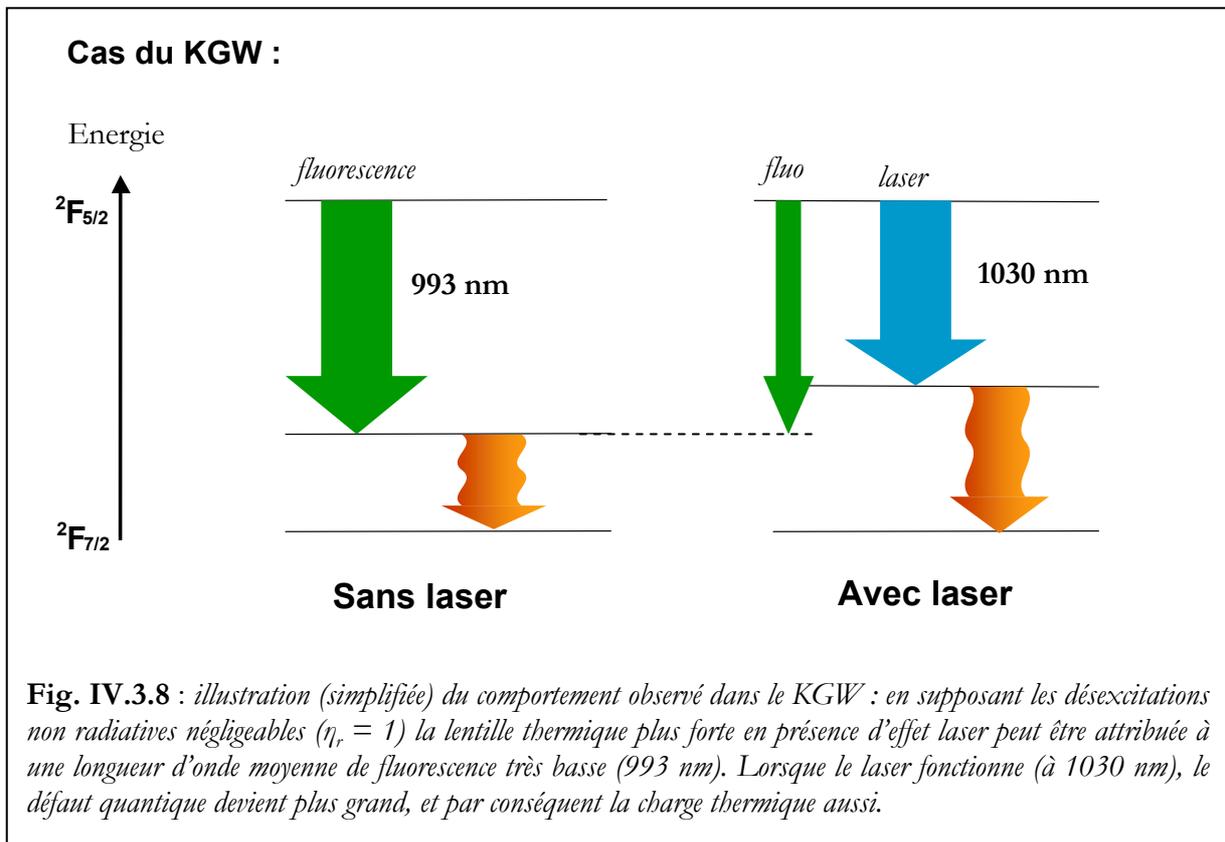
IV.3.2. Explication qualitative simple

Commençons par une explication qualitative. La forte réduction de la lentille thermique quand l'effet laser s'installe, observée dans le GdCOB, l'YCOB, l'YSO, le YAG et le GGG, peut s'expliquer par la présence de désexcitations non radiatives (voir première partie de ce mémoire, §I.1.3 : « phénomènes parasites dans l'ytterbium »). La figure IV.3.7. explique schématiquement ce qui se passe. Sans effet laser, le débit de fluorescence et le débit non radiatif sont tous deux proportionnels à la population de l'état excité. Quand l'énergie stockée est extraite sous forme de photons laser, cette population diminue, et avec elle, le débit non radiatif. En d'autres termes, le laser « court-circuite » les désexcitations non radiatives. Notons que l'effet analogue sur le débit de fluorescence est très facilement observable².

² Et il l'est d'autant plus dans les matériaux dopés à l'ytterbium, dans lesquels la densité de population de l'état excité se « voit » par l'intermédiaire du phénomène de luminescence coopérative, qui produit une lumière verte : on voit effectivement une atténuation significative de cette dernière dès que l'effet laser a lieu.



Nous remarquons que le KGW se comporte de manière surprenante : à l'inverse de tous les autres matériaux, la lentille thermique est plus faible lorsqu'il n'y a pas d'effet laser. Une interprétation simple est proposée sur le schéma de la figure IV.3.8. En supposant ici que les désexcitations non



radiatives sont négligeables, on constate qu'il existe une franche différence entre la longueur d'onde de fluorescence moyenne (993 nm) et la longueur d'onde laser (1030 nm) : par conséquent le défaut quantique est plus élevé en présence d'effet laser.

Nous allons maintenant voir plus en détail si l'on peut, grâce à des outils analytiques simples, modéliser les comportements observés, et voir quel type d'information quantitative il est possible de déduire.

IV.3.3. Modélisation : application à la détermination du rendement quantique

La charge thermique η_h , d'après l'expression établie vaut au § I.1, vaut :

$$\eta_h = 1 - \eta_p \left[(1 - \eta_l) \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_F} + \eta_l \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \right] \quad (\text{IV.3.1.})$$

Le rendement d'extraction laser η_l a été calculé au § I.1.2. Il est bien sûr nul avant le seuil d'oscillation laser ; après le seuil il s'exprime en fonction de l'intensité intracavité I (exprimée en nombre de photons/m²/s) :

$$\eta_l = \frac{\sigma_{em}(\lambda_{laser}) I}{\sigma_{em}(\lambda_{laser}) I + \frac{1}{\eta_r \tau_{rad}}} \quad (\text{IV.3.2.})$$

L'intensité I , dans une cavité linéaire, est reliée à la puissance de sortie par la relation suivante (en supposant qu'il n'y a pas d'autres pertes que celles occasionnées par le miroir de sortie, et en négligeant également les aspects de « hole burning » spatial) [Augé 00] :

$$I \text{ (photons / m}^2 \text{ / s)} = \frac{2 - T}{T} \frac{\lambda_{laser}}{h c} \frac{P_{laser} (W)}{\pi w_c^2} \quad (\text{IV.3.3.})$$

où T est la transmission du miroir de sortie et w_c le rayon du mode de cavité.

D'après l'équation (I.4.19) on peut écrire :

$$D_{th} = A \times P_{abs} \times \eta_h \quad (\text{IV.3.4.})$$

Nous ne détaillons pas ici ce que contient le coefficient que nous appelons « A », qui dépend du coefficient thermo-optique χ et du diamètre w_p de la zone pompée (voir éq. I.4.19) : en effet, la divergence de la pompe dans le cristal fait que le diamètre à considérer est plutôt un « diamètre effectif » plus grand que le diamètre réel. C'est un aspect que nous laissons de côté pour l'instant, et sur lequel nous reviendrons au § IV.6. Nous considérons simplement A comme une simple constante de proportionnalité à laquelle nous n'attachons pas de grandeurs physiques mesurables ou connues.

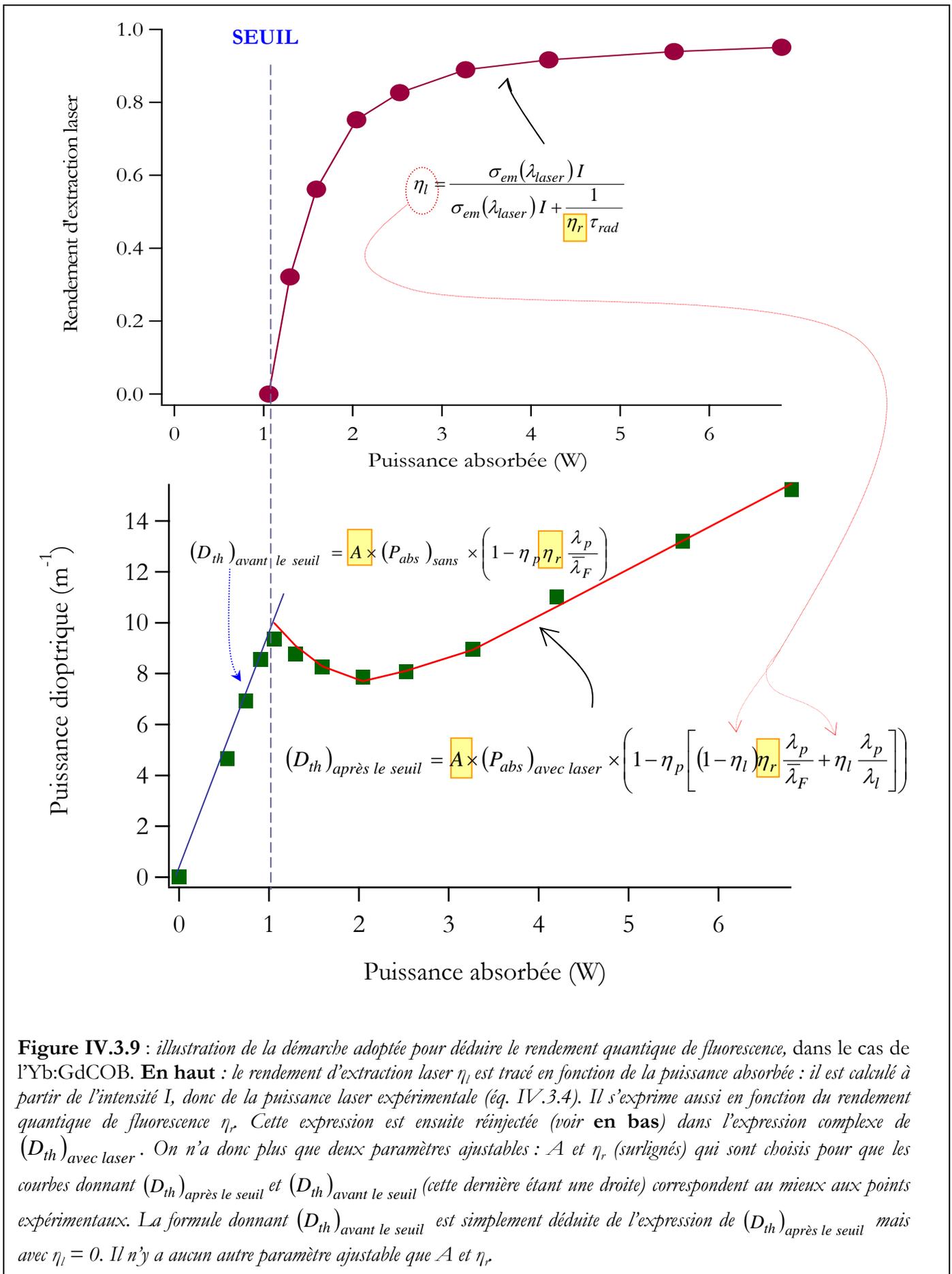
Il faut voir que la puissance dioptrique est en réalité décrite par deux sections de courbes, car la fraction thermique η_h (cf. éq. IV.3.1) a une expression différente selon qu'on se place *avant* le seuil ($\eta_l = 0$ dans l'éq. IV.3.1) ou *après* le seuil (η_l donné par l'éq. IV.3.2).

Puisque nous avons accès expérimentalement à la puissance absorbée (« réelle », c'est-à-dire y compris lorsque l'oscillation laser a lieu) et à la puissance laser, et que les données spectroscopiques sont connues, nous n'avons, d'après les équations IV.3.1 à IV.3.4., que trois inconnues : le coefficient A, le rendement quantique de fluorescence η_r et le rendement quantique d'absorption η_p .

Ayant à notre disposition deux séries de mesure (avec/sans laser, ou plus exactement avant/apres le seuil), nous pouvons donc déduire deux grandeurs parmi ces trois inconnues.

Nous allons ici supposer que le rendement quantique d'absorption est égal à 1. C'est évidemment une hypothèse forte puisque nous ne savons rien des propriétés radiatives des échantillons étudiés. Mais remarquons toutefois que :

- Si $\eta_p < 1$ c'est parce qu'il existe des « sites non radiatifs » qui piègent des photons de pompe avant même qu'ils ne parviennent jusqu'à l'état excité : leur existence paraît donc moins probable statistiquement que la présence de pièges pour la fluorescence, qui eux peuvent piéger des photons de fluorescence après plusieurs transferts (c'est le phénomène d'extinction de fluorescence par piégeage, ou « concentration quenching »). D'autre part nous verrons au § IV.4 que dans l'Yb:YSO, nous avons pu estimer le rendement quantique d'absorption η_p et qu'il vaut 1 dans ce cristal. Faire l'hypothèse $\eta_p = 1$ pour tous les cristaux étudiés n'est donc pas *a priori* tout à fait idiot.
- Même si $\eta_p < 1$ cela n'explique pas la différence entre les courbes « avec » et « sans » effet laser. En fait, si une valeur de $\eta_p < 1$ est injectée dans le modèle, on constate que l'on déduit alors une valeur du rendement quantique de fluorescence η_r qui est *inférieure* à celle que l'on déduit en prenant $\eta_p = 1$. Si l'on veut être totalement rigoureux, il faut donc considérer les valeurs de rendements quantiques annoncées comme des bornes supérieures.



En utilisant les équations IV.3.1 à IV.3.6, on peut donc chercher le couple de coefficients (A, η_r) qui permette d'ajuster les données expérimentales. Ceci est illustré à la figure IV.3.9 dans le cas du GdCOB.

Les ajustements sont superposés aux points expérimentaux sur les figures IV.3.1 à IV.3.6.

Notons **qu'aucun paramètre ajustable, autre que le coefficient A et le rendement quantique, n'a été utilisé pour effectuer ces ajustements.**

En particulier, on ne s'est pas permis d'ajuster les sections efficaces, prises ici égales aux valeurs « crête » aux longueurs d'onde d'intérêt.

Commentons par exemple la courbe de l'Yb:GdCOB, reproduite à la figure IV.3.9. Remarquons d'abord qu'il y a un excellent accord entre théorie et expérience. On note en particulier que cette théorie permet très bien d'expliquer la chute de la puissance dioptrique observée tout de suite après le seuil. Cette chute peut s'expliquer qualitativement de la façon suivante : lorsque l'oscillation laser démarre, elle entre en compétition avec les relaxations non radiatives. Or, comme l'atteste la courbe du haut de la figure IV.3.9., le rendement d'extraction laser augmente très vite juste après le seuil, de telle sorte que dès qu'on a franchi le seuil, les désexcitations non radiatives tendent à disparaître. On constate d'ailleurs que c'est pendant cette phase d'augmentation rapide du rendement d'extraction laser que la puissance dioptrique diminue. Ensuite, quand η_l s'est stabilisé à 1 (après environ 4 W de puissance absorbée), la puissance dioptrique reprend son ascension « régulière », avec une pente que l'on peut approximer (quand $\eta_p = 1$ et $\eta_l \rightarrow 1$) par

$$(\eta_b)_{avec} \approx 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_l}$$

c'est-à-dire égale simplement au défaut quantique.

On met donc en évidence ici, expérimentalement, un aspect qui a été soulevé dans le § I.1 : dès que l'oscillation laser a lieu (en régime continu), l'échauffement peut être calculé à partir du simple défaut quantique, même si le rendement quantique est inférieur à 1.

Ce comportement assez complexe est également bien décrit par cette théorie dans les autres cristaux. Notons que la validité de ces ajustements est quand même tributaire de notre connaissance précise des sections efficaces d'émission.

Nous avons résumé dans le tableau IV.2. les différents paramètres calculés ou mesurés utiles aux ajustements théoriques, ainsi que les valeurs du coefficient A et du rendement quantique de fluorescence déduites de ces mesures.

<i>Cristal</i>	Yb:GdCOB	Yb:YCOB	Yb:YSO	Yb:YAG	Yb:GGG	Yb:KGW
Longueur d'onde laser expérimentale (nm)	1044	1033	1042	1049	1038	1044
Longueur d'onde de fluorescence moyenne $\lambda_{\bar{F}}$ (nm) (calculée)	1020	1020	1005	1008	1010	993
Transmission (T) du coupleur de sortie utilisé	4 %	4 %	6 %	4 %	4 %	4 %
A ($\text{m}^{-1} \text{W}^{-1}$)	29.1	85	41	14.7	39.4	23.5
Rendement quantique de fluorescence η_r	0.71	0.90	0.89	0.70	0.90	0.96

Tableau IV.2 : exploitation des mesures de lentilles thermiques avec et sans effet laser pour la détermination du rendement quantique de fluorescence.

Ces mesures mettent donc en évidence de forts effets non radiatifs dans les matériaux dopés à l'ytterbium. Les rendements quantiques obtenus, parfois largement inférieurs à 1 (cas du GdCOB et du YAG), infirment la prédiction théorique [Fan 93] selon laquelle le rendement quantique devrait être égal à 1 dans tous les matériaux dopés à l'ytterbium. Cela dit plusieurs études ont déjà contredit Fan en faisant état de rendements quantiques inférieurs à 1 dans l'Yb:YAG [Patel 01, Barnes 02], et un effet d'extinction de fluorescence (*concentration quenching*) a même été clairement démontré dans l'Yb:YAG, sur la base d'analyses spectroscopiques [Yang 02]. Ici nous les avons mis en évidence et quantifiés pour plusieurs cristaux différents, et en fonctionnement laser.

Pour le YAG (et seulement pour ce matériau), nous pouvons donc comparer notre valeur de rendement quantique avec des travaux publiés précédemment. Dans une première étude [Barnes 02], les auteurs utilisent deux méthodes distinctes et mesurent un rendement quantique de 0.932 avec une méthode photométrique, et de 0.898 avec une méthode calorimétrique, pour un échantillon de YAG dopé à 1 % en ions Ytterbium. Il est donc assez logique d'attendre, pour notre échantillon dopé à 8 %, une valeur plus basse du rendement quantique. Mais une deuxième étude menée par Patel *et al.* [Patel 01], basée sur des mesures de temps de vie, a conduit à un rendement quantique de 0.97 pour des échantillons dopés à 5 et à 10%. Il semble donc y avoir une variabilité importante selon l'échantillon considéré.

La valeur élevée du rendement quantique dans le KGW est aussi en bon accord avec la très faible concentration en ions Ytterbium dans ce matériau par rapport aux autres (voir tableau IV.1), étant donné que la probabilité d'extinction de fluorescence par effet de concentration (*concentration quenching*) augmente avec la concentration en ions Ytterbium [Gaumé 02].

Il serait bien sûr très instructif d'effectuer, sur ces mêmes cristaux, des mesures de rendement quantique par d'autres méthodes.

IV.3.4. Conclusion

Les expériences présentées ici de mesure de lentille thermique avec et sans effet laser mettent clairement en évidence des effets non radiatifs dans tous les cristaux étudiés. Nous avons pu déduire de ces mesures un rendement quantique de fluorescence, dans certains cas bien inférieur à 1. Des investigations spectroscopiques complémentaires seraient nécessaires pour éclaircir l'origine physique précise de ces effets.

Conformément à ce qui a été présenté dans la première partie (§ I.1.3), l'extinction de fluorescence par effet de concentration apparaît comme le seul phénomène non radiatif vraiment envisageable, attendu que les relaxations multiphonon sont, selon toute vraisemblance, négligeables³. De plus, ce phénomène met en jeu directement la présence d'impuretés (ions luminescents, centres colorés) dans les cristaux, et aucune étude approfondie n'a encore été menée pour déterminer quels sont ces défauts et comment ils interviennent dans les processus cités.

Cette responsabilité supposée des impuretés ne peut que nous inciter à la plus grande prudence quant aux conclusions que l'on peut tirer.

Pour être tout à fait rigoureux, la seule chose que l'on peut conclure est que le rendement quantique de fluorescence vaut telle valeur dans tel cristal particulier, un cristal dont la croissance a été faite par telle méthode, en partant de constituants élémentaires ayant tel degré de pureté (lequel n'est pas toujours connu...). Pour étudier de façon générale les effets non radiatifs dans un matériau, il faut se donner les moyens d'effectuer une étude statistique sur le plus grand nombre possible de cristaux différents, réalisés à partir de réactifs différents, si possible de provenances différentes. C'est à ce prix qu'une compréhension des effets non radiatifs pourra être véritablement apportée.

Cela dit, pour les mêmes raisons, remarquons que ce qui intéresse le lasériste utilisateur de cristaux, c'est la valeur du rendement quantique *du cristal particulier qu'il a entre les mains*, et non pas une valeur statistique globale. Sauf si l'étude met en lumière de grandes tendances concernant le procédé de croissance, ou l'importance relative de différents types d'impuretés.

IV.4. Mise en évidence de la dépendance de la lentille thermique avec la longueur d'onde laser dans l'YSO.

Nous avons eu l'occasion de constater l'influence de la longueur d'onde laser sur la charge thermique, en particulier avec le cas du KGW. Néanmoins, cette dépendance est généralement masquée par le fait que le rendement d'extraction laser varie avec la longueur d'onde (puisque la section efficace d'émission dépend, bien sûr, énormément de la longueur d'onde).

Nous avons choisi le cristal d'Yb:YSO pour illustrer l'influence de la longueur d'onde d'émission sur la lentille thermique dans les matériaux accordables. Ce cristal (voir première partie, §III.5) présente en effet deux maxima d'amplitudes comparables dans son spectre d'émission, à 1042 et 1058 nm respectivement. Pour forcer l'oscillation sur l'une de ces deux longueurs d'onde, nous avons inséré dans la cavité un prisme (ici un prisme en SF₆) taillé à l'incidence de Brewster, dans un schéma comparable à celui présenté à la figure II.2.4 de la première partie.

³ Nous parlons ici sous le contrôle du LCAES de l'ENSCP, attendu que nous n'avons pas la compétence requise pour nous prononcer sur ce sujet...

Des performances identiques ont alors été obtenues aux deux longueurs d'onde (2.1 W pour 8.5 Watts absorbés). Le rendement d'extraction est donc sensiblement identique, et l'effet de la longueur d'onde est clairement mis en lumière. Les résultats sont résumés sur la figure IV.4.1.

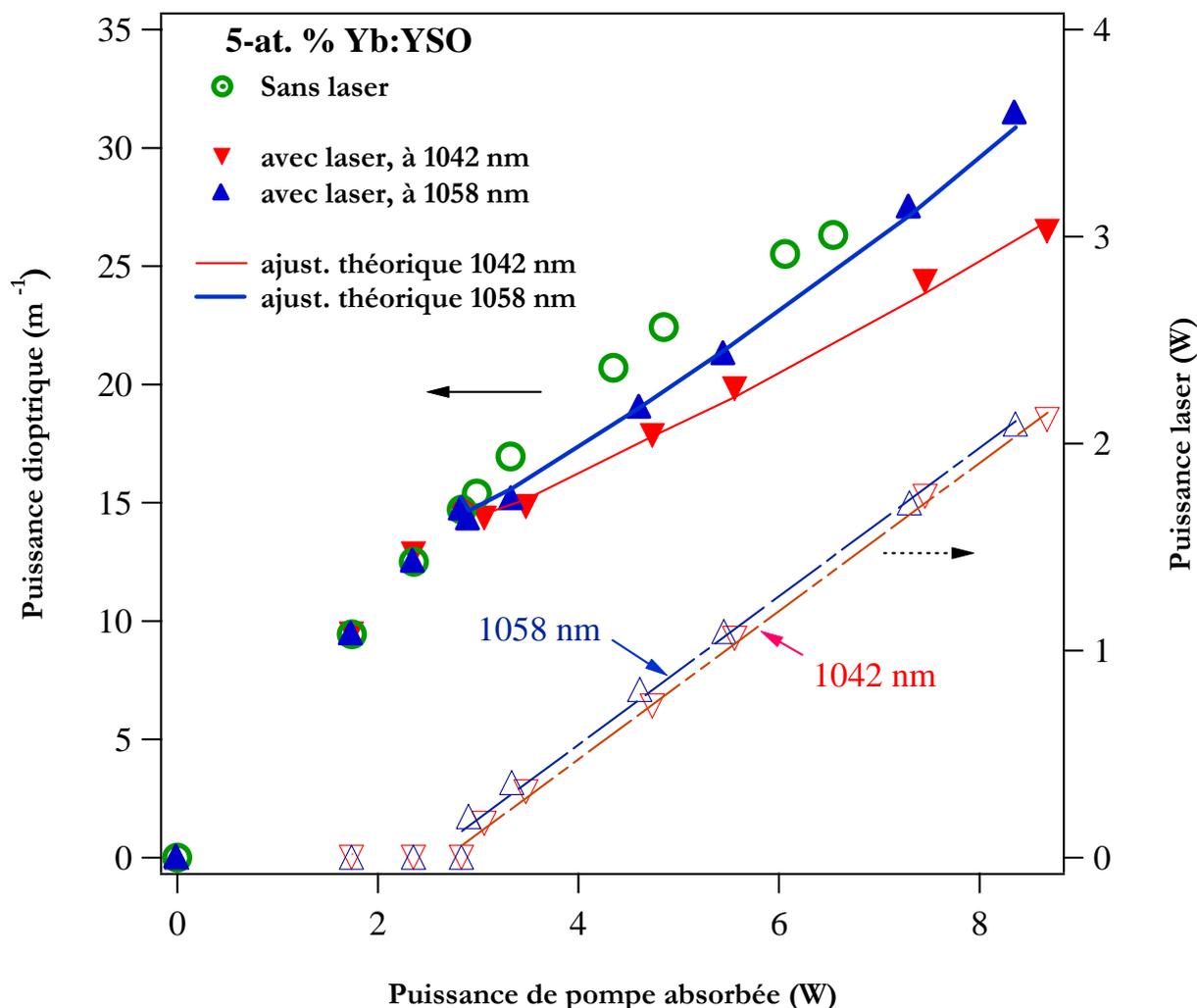


Figure IV.4.1 : à gauche : Puissance dioptrique de la lentille thermique dans l'Yb:YSO à 1042 nm et à 1058 nm. À droite : puissance laser obtenue à ces deux longueurs d'onde.

On constate clairement que la lentille thermique est plus forte à 1058 nm qu'à 1042 nm, ce qui s'explique simplement par la différence de défaut quantique (voir figure IV.4.2).

Nous avons également superposé aux points expérimentaux la courbe théorique calculée d'après le modèle présenté au paragraphe précédent. On constate un excellent accord entre théorie et expérience, ce qui est remarquable parce que le seul paramètre qui a été modifié pour obtenir la courbe théorique à 1058 nm, à partir de celle à 1042 nm, est la longueur d'onde⁴.

Incidentement, cette conformité avec la théorie nous permet de valider (pour ce cristal) une des hypothèses fortes que nous avons faite au paragraphe précédent, qui consistait à fixer le rendement quantique d'absorption η_p égal à 1.

⁴ Ainsi bien sûr que la section efficace d'émission stimulée (voir première partie, §III.5).

De façon générale, cela montre que la mesure de lentilles thermiques « résolue spectralement » si l'on peut dire, *i.e.* effectuée en fonction de la longueur d'onde d'oscillation laser, permet d'accéder à toutes les inconnues du problème, c'est-à-dire à la fois au rendement quantique d'absorption et au rendement quantique de fluorescence.

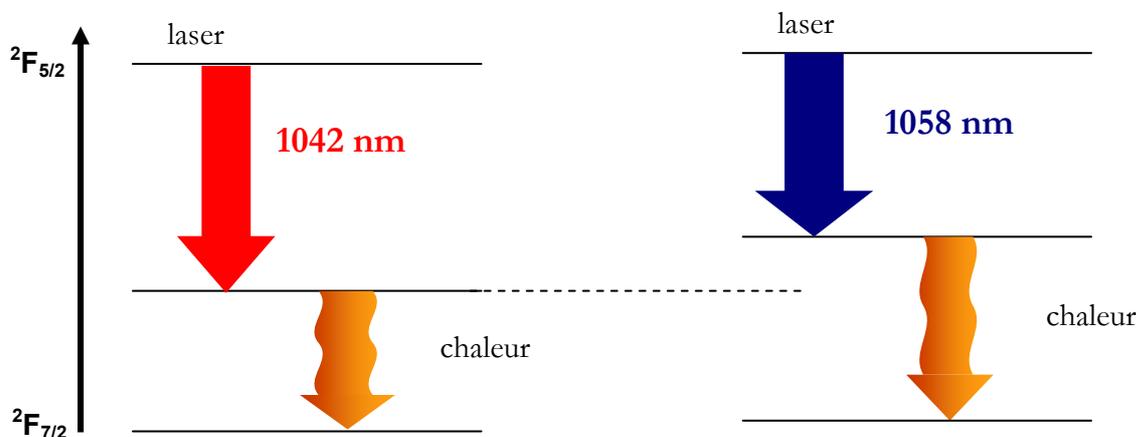


Figure IV.4.2. : illustration simplifiée de la dépendance en longueur d'onde de la lentille thermique dans l'Yb:YSO. Il y a davantage de chaleur générée à 1058 nm car le défaut quantique est plus grand.

Cette expérience illustre très clairement (et pour la première fois) l'influence de la longueur d'onde laser sur la charge thermique des matériaux dopés à l'ytterbium. Si elle est trop basse, la réabsorption limite les performances en ajoutant des pertes ; si elle est trop haute, la lentille thermique devient plus grande.

IV.5. Mise en évidence d'une inflexion de la puissance dioptrique en fonction de la puissance de pompe absorbée (en l'absence d'effet laser).

Nous allons maintenant commenter un des aspects observés sur les courbes IV.3.1 à IV.3.6 et que nous avons jusqu'ici passé sous silence : c'est l'apparition d'une inflexion sur la courbe représentant la puissance dioptrique *sans effet laser*.

IV.5.1. Résultats (voir fig. IV.3.1 à IV.3.6)

On remarque que pour tous les cristaux testés sans exception, une inflexion de la puissance dioptrique en fonction de la puissance absorbée apparaît clairement. Cette tendance est également visible avec le BOYS et le CaBOYS (voir courbes dans la première partie, au § III.3.5.).

Ce comportement est inhabituel. Remarquons tout de suite que le fait de tracer la puissance dioptrique en fonction de la puissance absorbée interdit, de fait, une explication fondée uniquement sur la saturation de l'absorption.

Des variations non linéaires de la puissance dioptrique avec la puissance absorbée ont déjà été observées dans des cristaux de colquirites dopées au chrome [Pilla 03] ou dans des cristaux de Nd:YLF [Hardman 99] par exemple, mais cela a toujours été attribué à la présence

d'« upconversion ». Or on sait que cet effet est impossible dans l'ytterbium en raison de sa structure simple à deux niveaux (voir §I.1 de la première partie). Une autre cause de variation non linéaire, cette fois-ci possible, pourrait être le « quenching de fluorescence » ou la relaxation multiphonon (*idem* : voir § I.1) : en effet, le temps de vie non radiatif diminuant avec la température, la charge thermique augmente du même coup, ce qui se traduit par une évolution non linéaire en fonction de la puissance absorbée. Mais même si cet effet était significatif, on verrait la lentille thermique *augmenter* de plus en plus, et non pas diminuer comme on l'observe expérimentalement.

Nous proposons ici une explication fondée sur la conjonction de deux effets : la saturation de l'absorption et la divergence de la pompe dans le cristal.

IV.5.2. Modélisation théorique du comportement observé

Nous partons de l'expression de l'écart de phase (I.4.15). L'expression de la lentille thermique (I.4.19) a été démontrée au § I.4.2.2. en faisant l'hypothèse que la pompe ne divergeait pas dans le cristal. C'est en effet, en toute rigueur, le seul cas où le calcul des contraintes est valable puisque, rappelons-le, le calcul littéral ne permet d'obtenir que des expressions de contraintes intégrées sur toute la longueur du cristal.

Si l'on suppose que le dn/dT est l'unique contribution à la lentille thermique, on peut écrire (d'après les équations I.4.16 et I.2.11) :

$$D_{th} = \frac{2 \left(\frac{dn}{dT} \right)}{r^2} \int_0^L [T(0, z) - T(r, z)] dz = \frac{\eta_h \left(\frac{dn}{dT} \right)}{2 \pi K_c} \int_0^L \frac{-1}{w_p^2(z)} \frac{dP_p(z)}{dz} dz \quad (IV.5.1)$$

Équation qui prend en compte la saturation de l'absorption *et* la divergence de la pompe dans le cristal.

Nous allons ici supposer que si le dn/dT n'est pas la seule contribution, cette formule reste valable à condition de remplacer le dn/dT par le coefficient thermo-optique χ . Cela revient donc finalement à supposer que les contraintes suivent *à l'intérieur du cristal* le même type de loi que la température (par exemple : une exponentielle décroissante en l'absence de saturation), ce qui est en toute rigueur faux mais qui ne choque pas l'intuition physique⁵. C'est donc un modèle approché que nous proposons. L'expression de la puissance dioptrique sans effet laser devient dans ces conditions :

$$D_{th} \approx \frac{\eta_h \chi}{2 \pi K_c} \int_0^L \frac{-1}{w_p^2(z)} \frac{dP_p(z)}{dz} dz \quad (IV.5.2)$$

et $\frac{dP_p(z)}{dz}$ est calculé numériquement, en découpant le cristal en tranches infinitésimales de

largeur dz , comme cela a été exposé au § I.2.4.

On voit qu'en raison de la divergence de la pompe dans le cristal, la puissance dioptrique n'est plus simplement proportionnelle à la puissance absorbée. Sur la figure IV.5.1. sont présentés les résultats expérimentaux obtenus avec l'Yb:YSO ainsi que plusieurs ajustements théoriques. La courbe pleine (en violet) représente la théorie *lorsque la saturation de l'absorption n'est pas prise en compte* (mais le facteur M^2 est inclus). La pente de cette courbe est ajustée à partir des premières valeurs (à basse puissance), où la saturation de l'absorption est la plus faible. On constate

⁵ C'est d'ailleurs ce qui est supposé – sans réelle justification, toutefois – par certains auteurs ([Chen 99], [Xie 01]).

qu'aucune saturation n'apparaît, et que, comme on s'y attend, la puissance absorbée est largement surestimée⁶. Si l'on prend en compte la saturation de l'absorption mais pas la divergence de la pompe on obtient la courbe en pointillés (en vert). Sa pente a été ajustée aux points expérimentaux également. Comme on le voit également avec l'équation ci-dessus⁷, aucune saturation n'apparaît puisque dans ce cas la puissance dioptrique est également proportionnelle à la puissance absorbée. On s'approche en revanche davantage de la valeur réelle de la puissance absorbée, tout en la sous-évaluant un peu (voir note ⁵).

Enfin, la dernière courbe (en bleu) représente la théorie complète, prenant en compte à la fois la saturation de l'absorption et la divergence de la pompe. On constate que l'inflexion observée expérimentalement est présente, et que la puissance absorbée est également bien évaluée.

Sur la figure IV.5.2 les mesures effectuées avec le cristal d'Yb:BOYS sont présentées. On constate un bon accord entre théorie et expérience concernant l'inflexion, mais la puissance absorbée théorique apparaît ici surestimée. Nous pensons que ce désaccord est attribuable aux valeurs de sections efficaces prises en compte : nous avons en effet considéré les valeurs crête, alors que le BOYS présente un spectre d'absorption très large (6 nm : voir première partie, § III.3), de sorte que le recouvrement entre spectres d'absorption et spectre d'émission de la diode doit être pris en compte ici.

Ces comparaisons théorie/expérience illustrent que c'est bien la divergence de la pompe dans le cristal qui peut être jugée responsable du comportement observé, mais que son influence demeure négligeable s'il n'y a pas de saturation d'absorption : seule la conjonction des deux effets permet un bon accord avec l'expérience. Notons que la théorie prévoit bien une inflexion, mais pas une saturation (i.e. une convergence vers un palier).

Une explication qualitative est apportée à la figure IV.5.3. : quand l'intensité de pompe devient supérieure à l'intensité de saturation, le profil de température est modifié, comme on l'a vu et longuement commenté au § I.2. Mais le faisceau de cavité, tout comme le faisceau de sonde, a un diamètre pratiquement constant dans le matériau (son paramètre M^2 vaut 1). Par conséquent, les régions à l'intérieur de la zone pompée qui ne sont pas traversées par le faisceau de sonde (sur le bord) sont le siège d'un échauffement qui n'est pas « vu » par le faisceau de sonde. L'inflexion observée peut donc s'expliquer par une diminution du recouvrement entre le volume sondé d'une part et le volume à l'intérieur duquel se crée la chaleur d'autre part.

⁶ Le modèle est basé sur le calcul tranche par tranche de la puissance de pompe à l'intérieur du cristal à partir de la donnée de la puissance incidente (en $z = 0$) : on ne peut donc pas, de façon simple, injecter dans le modèle la puissance absorbée mesurée. Nous pouvons cependant vérifier si la valeur calculée de puissance absorbée est en accord avec la valeur expérimentale en **comparant le dernier point de la courbe théorique avec le dernier point de la courbe expérimentale**.

⁷ Car si $w_p(z) = Cte$, $\int_0^L \frac{-dP_p(z)}{dz} dz = P_p(0) - P_p(L) = P_{abs}$

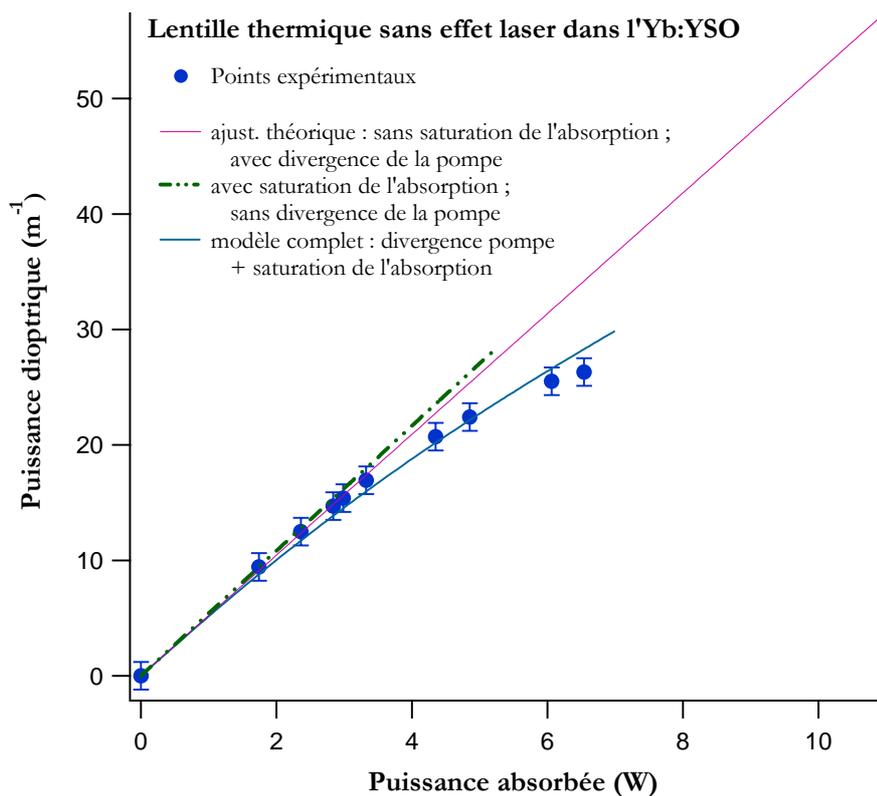


Figure IV.5. 1 : Puissance dioptrique de la lentille thermique sans effet laser dans l'Yb:YSO. Comparaison des données expérimentales avec la théorie prenant en compte la saturation de l'absorption et la divergence de la pompe.

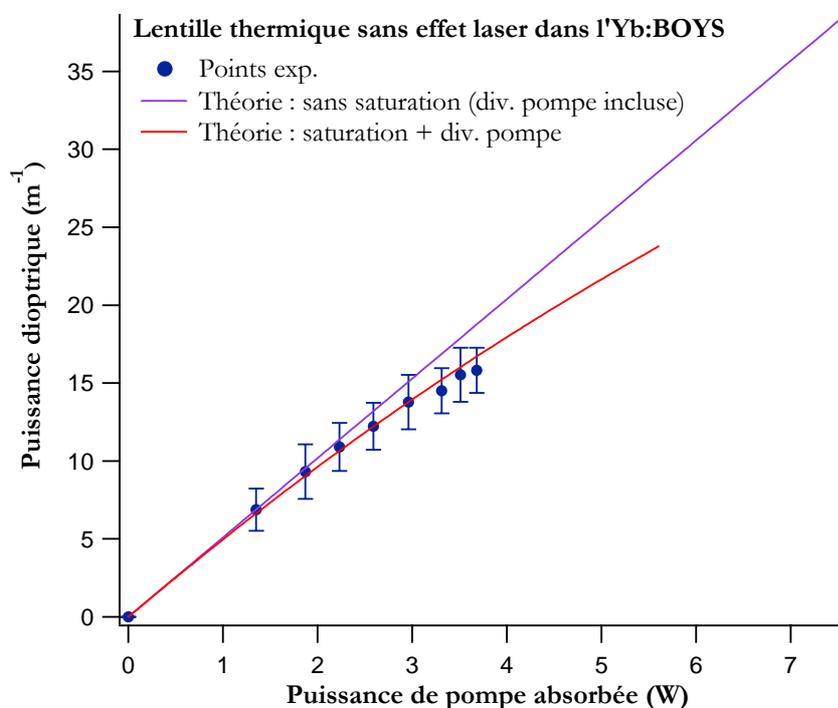
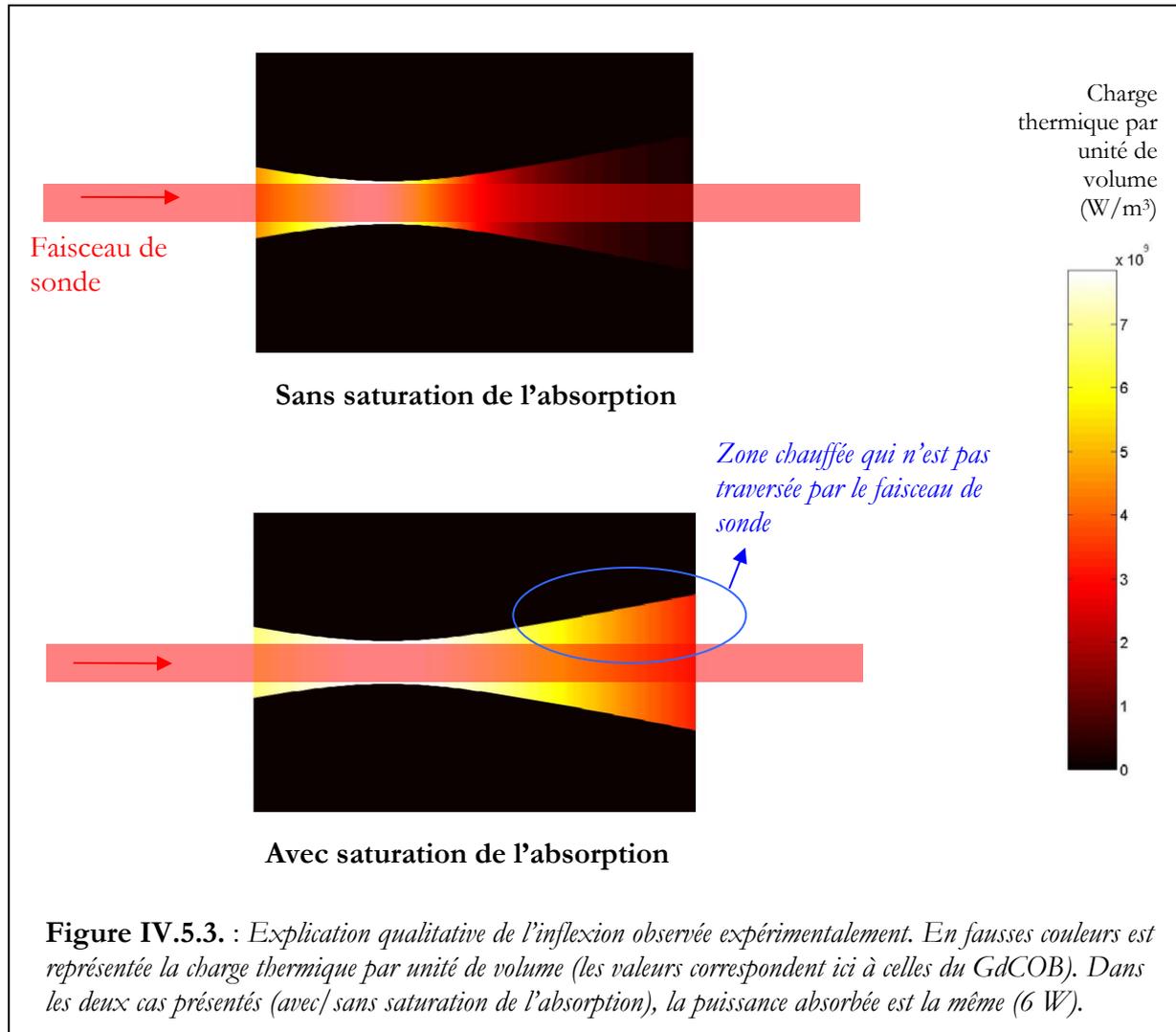


Figure IV.5.2 : Puissance dioptrique de la lentille thermique sans effet laser dans l'Yb:BOYS. Les barres d'erreur représentées ont été tracées en prenant ± 2 fois l'écart-type mesuré sur chaque puissance dioptrique.



Sur les figures IV.3.1. à IV.3.6. sont représentés, superposés aux points expérimentaux, les ajustements théoriques pour les autres cristaux. Dans tous les cas, la puissance absorbée réelle est bien évaluée, et l'inflexion apparaît bien. On notera cependant quelques écarts, et notamment vers les points correspondant aux puissances absorbées les plus grandes. En particulier, la théorie sous-estime toujours l'ampleur de l'inflexion observée expérimentalement. Voici quelques facteurs qui peuvent intervenir et qui permettraient d'expliquer ces écarts :

- La charge thermique (qui dépend de la température) peut avoir un profil plus compliqué qu'un simple profil « top hat », même si la pompe a, elle, un profil rigoureusement « top hat ». En particulier, là où le cristal est le plus chaud (au centre), les sections efficaces d'absorption sont plus faibles⁸, ce qui tend à « creuser » au centre le profil de charge thermique. Cela va dans le bon sens, car ce « creusement » tend effectivement à réduire la température au centre, là où passe le faisceau de cavité.

⁸ Dans un laser à quasi-trois niveaux (voir première partie, § I.1), la section efficace « effective » d'absorption est le produit de la section efficace « spectroscopique » par la fraction de population du sous-niveau le plus bas du multiplet fondamental. Plus le cristal est chaud, et plus la population du multiplet fondamental tend à se répartir uniformément entre les quatre sous-niveaux (statistique de Boltzmann). Par conséquent la section efficace diminue lorsque la température augmente.

- Lorsque la puissance absorbée augmente, c'est en pratique le courant de la diode qui est augmenté, et ce à température fixée. Lorsque l'on part du courant nul pour arriver au courant qui est tel que l'absorption est maximisée, il y a un glissement de la longueur d'onde de pompe (qui augmente en parcourant une plage de quelques nanomètres) et donc avec cela une augmentation du coefficient d'absorption, qui est proportionnel à la section efficace d'absorption $\sigma_{abs}(\lambda_p)$. L'intensité de saturation (donnée par $I_{P_{sat}} = \frac{hc}{\lambda_p (\sigma_{abs}(\lambda_p) + \sigma_{em}(\lambda_p))}$) devient donc de plus en plus *petite* au fur et à mesure que la puissance absorbée augmente. Cet effet va aussi dans le bon sens pour expliquer un effet d'inflexion de la puissance dioptrique plus marqué.
- Comme on l'a dit, ce modèle n'est rigoureusement vrai que si le coefficient thermo-optique ne comprend que le terme dn/dT . Cela dit, on comprend intuitivement que plus la saturation augmente, plus le diamètre « effectif » de la zone pompée augmente (comme illustré à la figure IV.5.3), ce qui réduit également le bombement des faces du cristal ainsi que les contraintes moyennes de façon générale. Il est donc vraisemblable que, même si l'évolution en fonction de la puissance absorbée n'est pas exactement celle prévue par l'éq. (IV.5.2), les termes de contrainte donnent également lieu à une inflexion.

Il va de soi que la seule façon de prendre en compte ces aspects est le recours à des simulations par éléments finis.

Le modèle très simple qui est présenté permet toutefois de fournir une explication satisfaisante à l'inflexion observée. Cette dernière peut donc être attribuée aux conditions de pompage et non à une propriété physique intrinsèque des matériaux, ce qui était finalement la question sous-jacente à ces expériences.

On pourrait vérifier cela en mesurant la lentille thermique sur des cristaux très minces, dans lesquels la pompe ne diverge pas, ou bien de façon plus simple avec un laser titane-saphir comme source de pompage⁹.

IV.6. Estimation du coefficient thermo-optique χ à partir des mesures de lentilles thermiques avec/sans effet laser

Nous avons au § IV.3 exploité les mesures de lentilles thermiques avec effet laser (et en particulier la comparaison entre la puissance dioptrique mesurée avant et après le seuil), cela nous avait permis de déduire le rendement quantique. Nous avons ensuite au § IV.5 modélisé le comportement de la puissance dioptrique sans effet laser, et là nous avons pris en compte la divergence de la pompe. En reliant ces deux modèles il est possible d'avoir une estimation du coefficient thermo-optique χ . Notons qu'il ne s'agit que d'une estimation compte tenu des hypothèses assez grossières faites au § IV.5.

D'après l'éq. IV.3.4 :

$$(D_{th})_{sans\ laser} = A \times (P_{abs})_{sans\ laser} \times (\eta_h)_{sans\ laser} \quad (IV.6.1)$$

⁹ Notons toutefois qu'en effectuant des mesures dans les cristaux dopés au néodyme (Nd:GdCOB et Nd:YAG), dans lesquels la saturation de l'absorption est négligeable, nous n'avons observé aucune inflexion alors que les puissances dioptriques mesurées étaient parfois beaucoup plus grandes que celles-ci. Ces expériences n'ayant pas de lien avec le sujet, elles ne sont pas exposées ici.

et d'autre part d'après l'éq. IV.5.2 :

$$(D_{th})_{sans\ laser} \approx \frac{(\eta_h)_{sans\ laser} \times \chi}{2 \pi K_c} \int_0^L \frac{-1}{w_p^2(z)} \frac{dP_p(z)}{dz} dz \quad (IV.6.2)$$

L'éq. IV.6.1 est donc l'approximation *aux faibles puissances absorbées* (quand la saturation d'absorption ne se manifeste pas encore) de l'équation IV.6.2.

On peut donc, en prenant pour base l'équation (I.4.19), faire intervenir un « rayon de pompe effectif » $\langle w_p \rangle$, plus grand que le diamètre réel, pour que la puissance dioptrique obéisse, aux faibles puissances absorbées, à la loi suivante :

$$(D_{th})_{sans\ laser} = \frac{\chi}{2 \pi K_c \langle w_p^2 \rangle} \times (P_{abs})_{sans\ laser} \times (\eta_h)_{sans\ laser} \quad (IV.6.3)$$

Ce qui lève le mystère sur le coefficient A introduit au § IV.3.

Puisque nous connaissons depuis le § IV.3, pour chaque cristal, ce coefficient A, les équations (IV.6.2) et (IV.6.3) peuvent être vues comme un système d'équations où il y a deux inconnues : le rayon de pompe effectif $\langle w_p \rangle$ et le coefficient thermo-optique χ .

Ce dernier est un paramètre du matériau qu'il est bien sûr très intéressant d'estimer.

Dans le tableau IV.3 figurent les valeurs de « rayon de pompe effectif » et de coefficients thermo-optiques déduits de ces mesures.

Nous avons fait également figurer la conductivité thermique, dont la valeur est nécessaire pour pouvoir déduire le coefficient thermo-optique.

Comme on peut s'y attendre, le rayon effectif est d'autant plus grand que le cristal est épais (voir également le tableau IV.1).

Pour mémoire, rappelons l'expression du coefficient thermo-optique établie dans le § I.4 :

$$\chi = \frac{dn}{dT} + (n_0 - 1)(1 + \nu)\alpha_T + 2n_0^3\alpha_T C_{r,\theta} \approx \frac{dn}{dT} + \alpha_T + 2n_0^3\alpha_T C_{r,\theta}$$

le dernier terme ($2n_0^3\alpha_T C_{r,\theta}$) représentant la contribution de l'effet photoélastique à la lentille thermique.

Nous avons longuement discuté au § I.4 de la pertinence de cette expression. Elle permet d'illustrer qualitativement quelles sont les trois contributions au coefficient thermo-optique, mais elle ne permet pas d'évaluer avec rigueur la part relative de chacun de ces termes, quantitativement parlant, essentiellement à cause du flou planant sur la pertinence physique du dn/dT .

Nous nous garderons donc bien d'aller plus loin dans l'interprétation et de tirer de ces mesures des informations qu'elles ne peuvent pas fournir. Il faudrait, pour mettre en évidence la part relative de chacun des termes, faire des expériences complémentaires, et en particulier mesurer indépendamment le bombement des faces. On peut juste remarquer que les ordres de grandeur sont relativement conformes à ce qu'on peut attendre. Par exemple, le coefficient thermo-optique dans le YAG est presque égal au coefficient dn/dT (qui vaut $9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ dans ce cristal) alors qu'il est supérieur dans le GGG, ce qui est cohérent avec un coefficient dn/dT plus élevé dans ce matériau ($17.5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$).

La précision sur le coefficient thermo-optique ainsi calculé est difficile à évaluer, car pour l'obtenir nous avons utilisé l'approximation (présentée au § IV.5) qui consiste à supposer que les

contraintes suivent la même loi de variation que la température à l'intérieur du cristal. Pour vérifier la validité de cette approximation, seul un calcul par éléments finis pourrait nous éclairer. Néanmoins, si l'on suppose que l'erreur consécutive à cette approximation est négligeable, on peut évaluer la précision sur χ (liée à la précision de l'ajustement, et à la précision sur la conductivité thermique) à environ 20 %.

<i>Cristal</i>	Yb:GdCOB	Yb:YCOB	Yb:YSO	Yb:YAG	Yb:GGG	Yb:KGW
Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$) (moyenne, d'après [Gaumé 02])	2.1	1.9	4.4	7 (dopé 8 %)	7.5 (dopé 5.7 %)	3.2
Rayon de pompe effectif $\langle w_p \rangle$ (dédit des mesures)	130 μm	130 μm	115 μm	120 μm	125 μm	130 μm
Coefficient thermo-optique χ ($\square 10^{-6} K^{-1}$)	6.5	17	15	10	29	7.5

Tableau IV.3 : rayon de pompe effectif et coefficient thermo-optique, déduits des mesures de lentilles thermiques avec et sans effet laser.

Il est par contre possible de mettre en évidence l'effet photoélastique grâce à une mesure de la lentille thermique en fonction de la polarisation, et c'est ce que nous allons voir maintenant dans le cas de l'Yb:GdCOB.

IV.7. Étude en fonction de la polarisation de la sonde : mise en évidence d'un astigmatisme dépendant de la polarisation dans l'Yb:GdCOB

Nous avons jusqu'à présent mesuré les lentilles thermiques avec une polarisation de la sonde non fixée. Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus sur le GdCOB en fonction de la polarisation de la sonde. Cette étude nous permet de sonder la lentille effectivement vue par le faisceau de cavité, ce dernier étant polarisé dans le GdCOB, et de mieux appréhender les effets qui sont liés à la polarisation dans la lentille thermique, en particulier les effets photoélastiques.

Le dispositif expérimental est simplement modifié par rapport à celui présenté à la figure III.3.1. : un cube séparateur de polarisation à 670 nm est ajouté juste après l'objectif de collimation de la LED fibrée, immédiatement suivi d'une lame $\lambda/2$ (à 670 nm également) pour tourner la direction de la polarisation.

Le cristal de GdCOB est un cristal biaxe, dans lequel l'émission laser est naturellement polarisée selon l'axe cristallographique Z, car c'est selon cet axe que la section efficace d'émission stimulée est la plus élevée. La figure IV.7.1. représente les conventions adoptées pour le repérage de la direction de polarisation ($0^\circ =$ polarisation horizontale) ainsi que la position des axes neutres du cristal. On remarquera bien que l'astigmatisme (qui se manifeste ici par le fait que f_z est différent de f_x) n'a rien à voir avec l'angle ψ qui sert simplement à repérer une direction de polarisation.

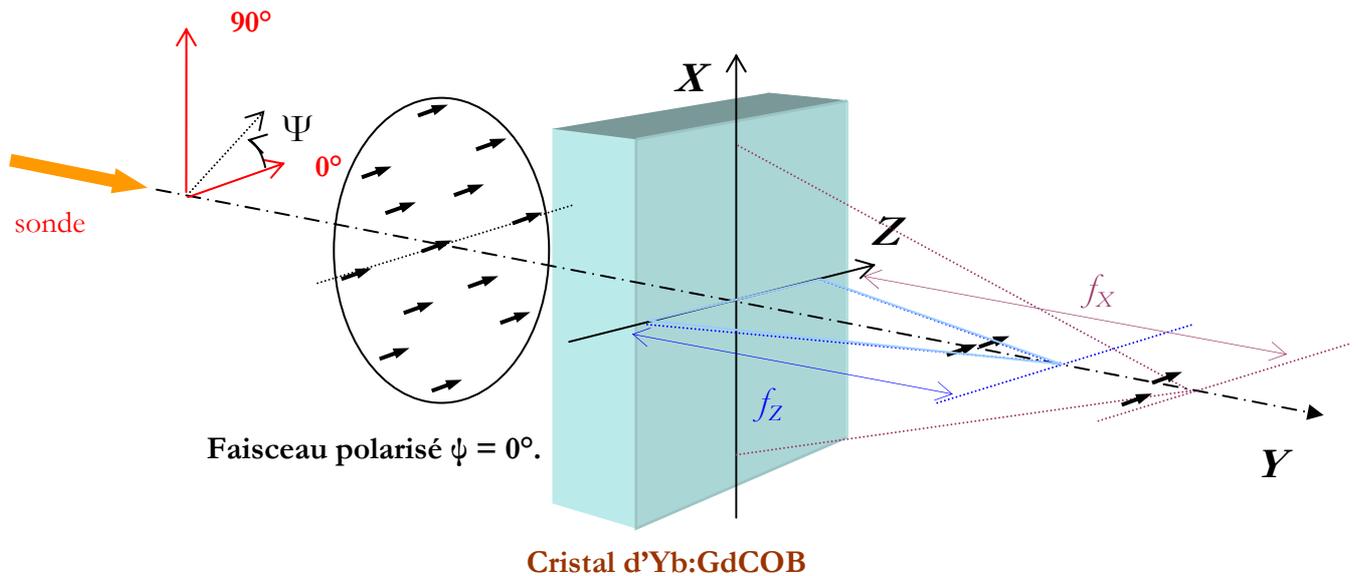


Figure IV.7.1. : position des axes cristallographiques (X , Y , Z) du cristal (biaxe) de GdCOB : le faisceau laser est naturellement polarisé selon Z . La direction de polarisation de la sonde est définie par l'angle Ψ . Quand $\Psi=0^\circ$ la polarisation est parallèle à l'axe Z . On a également représenté la signification des focales f_z et f_x (dans le texte on se référera à leurs inverses, D_z et D_x respectivement), ici avec un faisceau polarisé $\Psi=0^\circ$.

IV.7.1. Lentille thermique pour une sonde polarisée comme le laser ($\Psi = 0^\circ$)

La lame demi-onde est orientée de telle façon que la polarisation de la sonde coïncide avec la polarisation du laser, autrement dit, pour qu'elle soit alignée avec l'axe Z ($\Psi = 0^\circ$). L'axe Z étant un axe cristallographique, c'est un axe neutre et la polarisation reste inchangée au cours de la propagation.

En plaçant un polariseur sur le chemin du faisceau de sonde, après la traversée du cristal, nous n'avons pas pu détecter de modification de la puissance de sonde transmise une fois que la pompe est mise en route : nous en déduisons qu'il n'y a donc pas de phénomène significatif de dépolarisation : les axes Z et X restent les lignes neutres du cristal même quand il est pompé. Cette absence de dépolarisation a toujours été remarquée dans des cristaux fortement biréfringents (dans le YVO_4 [Grossard 02] ou le YLF [Hardman 99]), car la biréfringence naturelle l'emporte largement sur la biréfringence induite par contraintes.

On enregistre alors le front d'onde représenté à la figure IV.7.2. (avec effet laser, voir conditions expérimentales dans le tableau IV.1).

Contrairement à ce que nous avons toujours observé jusqu'ici, un fort astigmatisme apparaît. En utilisant les relations (III.17) et (III.18) nous pouvons relier aux coefficients de courbure C_3 et d'astigmatisme C_4 mesurés les valeurs des focales selon les directions physiques X et Z .

Nous avons représenté à la figure IV.7.3. l'allure de la puissance dioptrique selon l'axe Z (D_z) et selon l'axe X (D_x) avec et sans effet laser.

Fronts d'onde enregistrés dans l'Yb:GdCOB, avec effet laser, pour $\Psi = 0^\circ$.

Front d'onde complet :

Front d'onde résidu (sans le terme de courbure) :

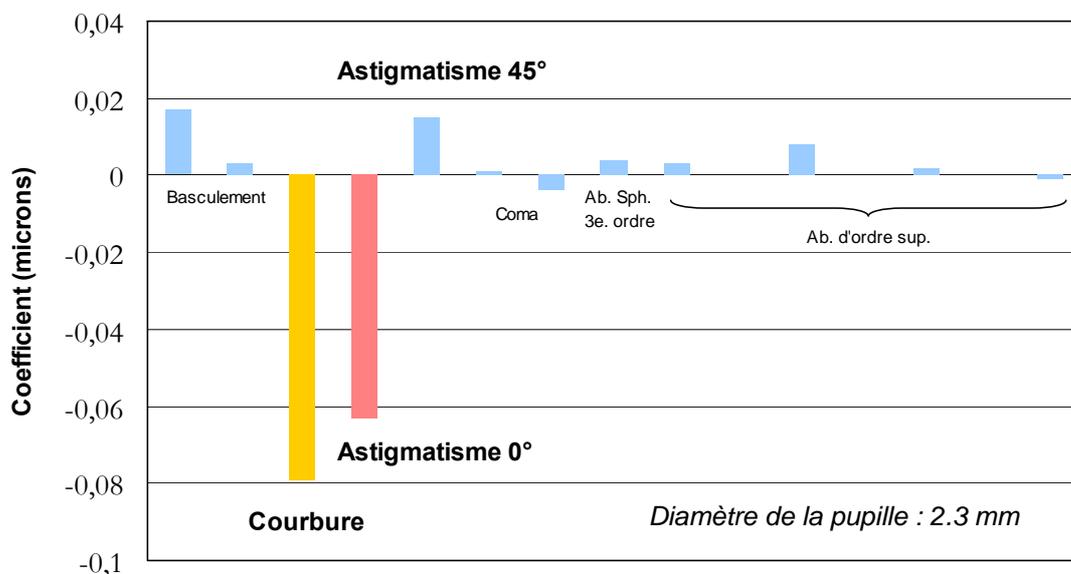
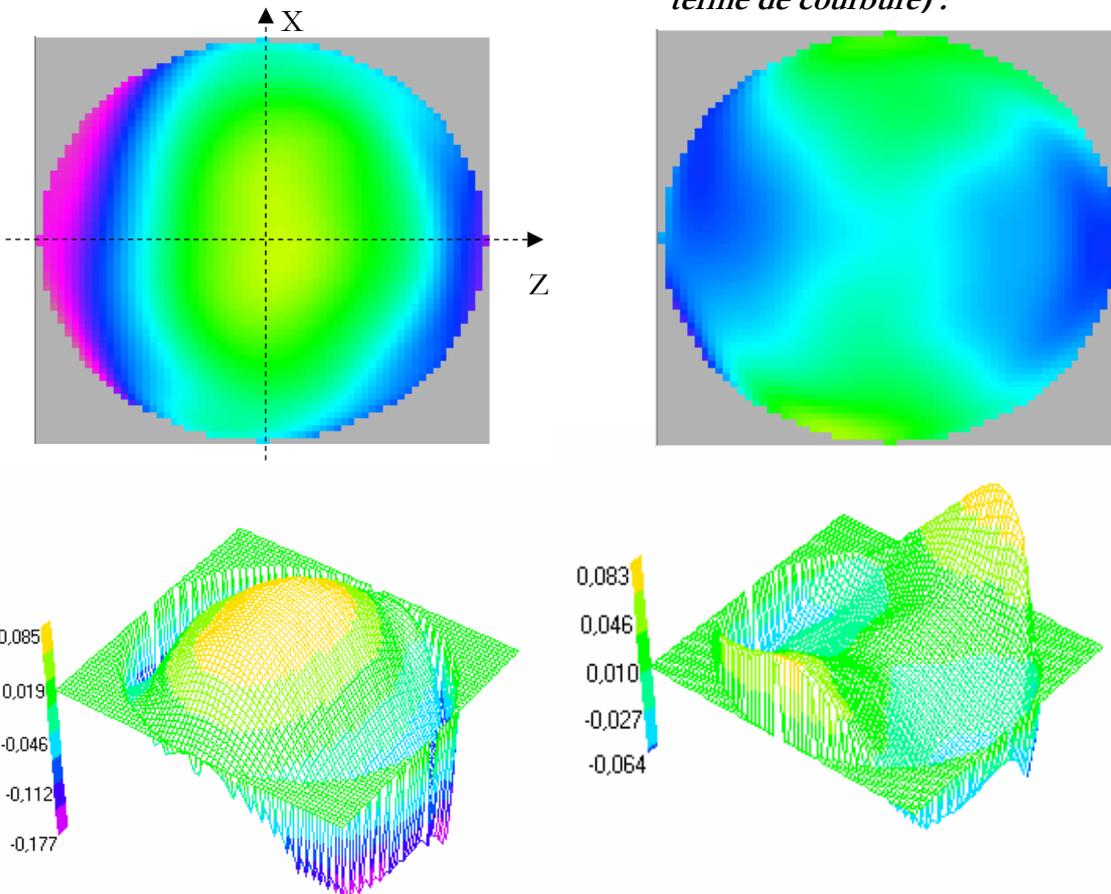


Figure IV.7.2 : allure du front d'onde obtenu (avec effet laser) avec l'Yb:GdCOB pour une sonde polarisée parallèlement à l'axe cristallographique Z ($\Psi = 0^\circ$). Un fort astigmatisme à 0° est présent ($C_4 = -0.063 \mu\text{m}$) ; les autres aberrations sont négligeables. Le rayon de la pupille d'analyse vaut $\varnothing_p = 2.3 \text{ mm}$. En haut à gauche : le front d'onde complet ; en haut à droite : le front d'onde résidu (terme de courbure soustrait) ; en bas : coefficients de Zernike.

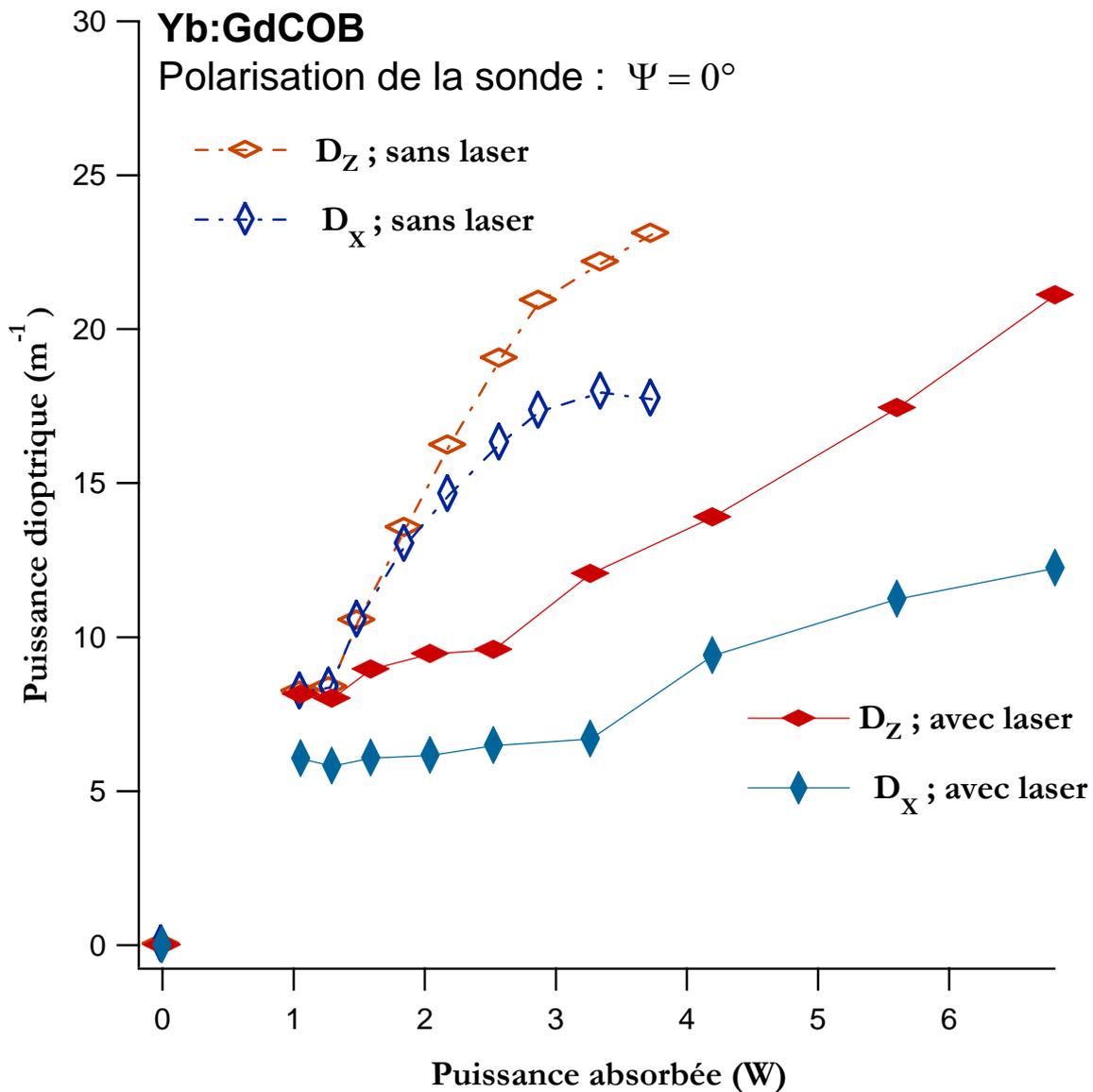


Figure IV.7.3 : puissance dioptrique mesurée avec et sans effet laser avec un faisceau de sonde polarisé comme le laser.

On retrouve les mêmes tendances qui ont été décrites aux paragraphes précédents (en particulier l'inflexion de la puissance dioptrique sans effet laser).

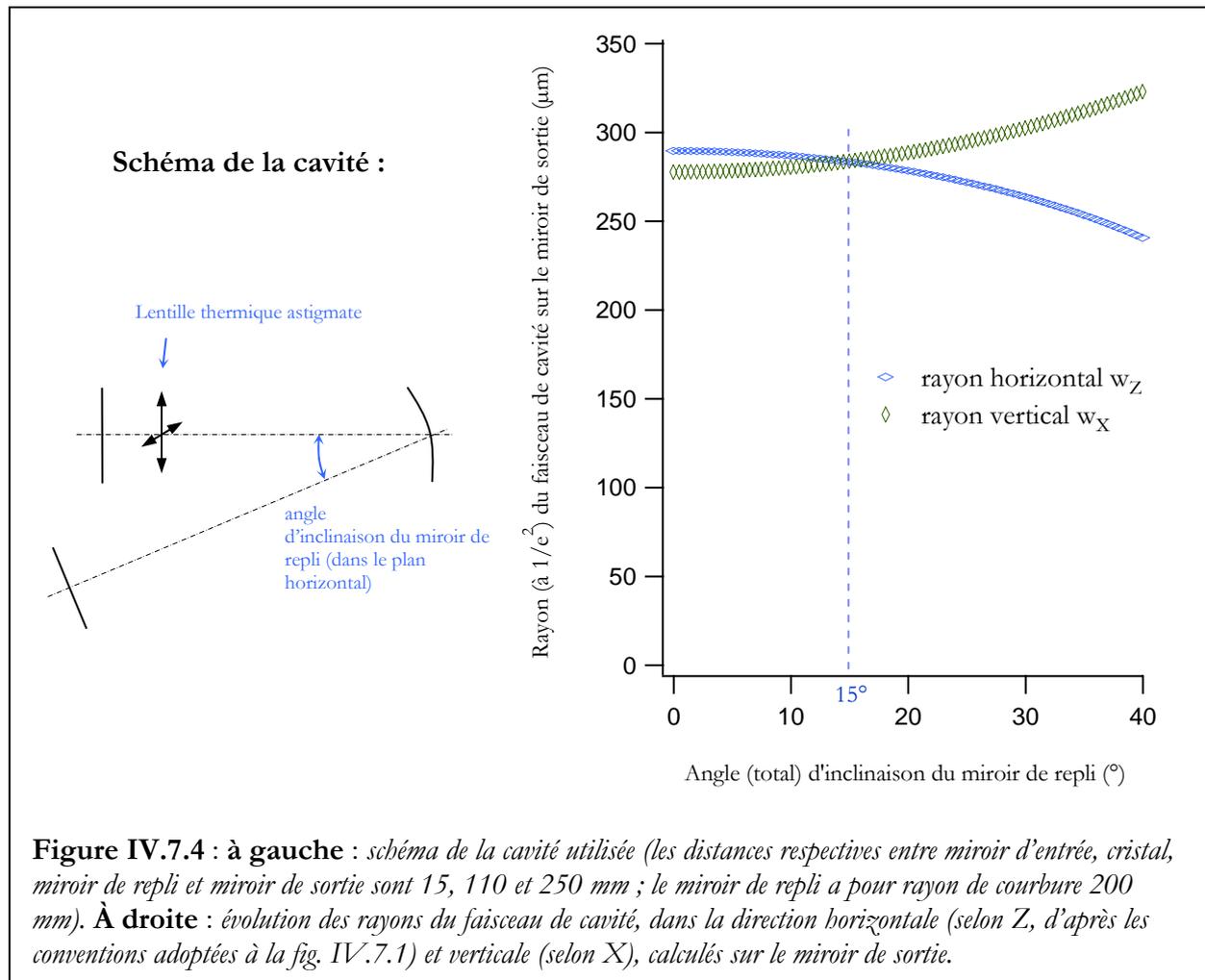
On notera donc que la lentille thermique effectivement vue par le faisceau de cavité, polarisé, **est fortement astigmaté**. À la puissance absorbée maximale (6.8 W), les focales thermiques selon les deux directions valent :

$$\begin{cases} f_{th_z} = 1/D_Z = 4.7 \text{ cm} \\ f_{th_x} = 1/D_X = 8.1 \text{ cm} \end{cases}$$

La focale thermique moyenne (obtenue en ne considérant que le terme de courbure) vaut 6 cm.

Il faut donc tenir compte de cet astigmatisme lorsqu'on conçoit une cavité. Dans la cavité que l'on utilise (représentée à la figure IV.7.4) nous avons néanmoins pu constater que l'astigmatisme avait une très faible influence sur la taille du faisceau de cavité. Il est en effet compensé par l'astigmatisme du miroir sphérique de repli, qui, puisqu'il n'est pas utilisé à l'incidence normale,

introduit aussi de l'astigmatisme : par une coïncidence heureuse il est de signe opposé. On peut facilement calculer l'écart relatif entre la taille du faisceau de cavité dans les deux directions orthogonales : il est de 4.3 % si le miroir de repli est utilisé en incidence normale ; cet écart s'annule complètement si le miroir de repli est basculé de 15° (voir fig.IV.7.4, à droite). On remarquera que si la lentille thermique n'avait pas d'astigmatisme, les deux courbes de la figure IV.7.4 se rejoindraient pour un angle d'inclinaison nul. Si l'inclinaison du miroir est supérieure à 15° , c'est l'astigmatisme du miroir de la cavité qui l'emporte (voir figure IV.7.4). Dans la cavité utilisée pour ces expériences l'angle est de l'ordre de 20° , on se situe donc dans un cas où il y a compensation.



IV.7.2. Lentille thermique mesurée avec une sonde polarisée sur l'autre ligne neutre ($\Psi = 90^\circ$)

Nous présentons maintenant les résultats obtenus lorsque la polarisation de la sonde est tournée de 90° , c'est-à-dire quand elle coïncide avec l'autre ligne neutre. L'oscillation laser se fait toujours suivant la polarisation $\Psi = 0^\circ$.

La figure IV.7.6 montre l'allure des fronts d'onde ainsi que la décomposition en polynômes de Zernike, et la figure IV.7.5 expose les résultats de mesure de puissance dioptrique.

On constate que, curieusement, l'astigmatisme a presque totalement disparu. La même tendance se retrouve sur la courbe « sans effet laser » de la figure IV.7.5., où le front d'onde obtenu est alors parfaitement sphérique.

Il subsiste un petit astigmatisme « avec effet laser », mais l'observation du front d'onde résidu (obtenu après soustraction du terme de courbure) de la figure IV.7.6. montre qu'il ne s'agit pas d'un terme significatif, car le coefficient d'astigmatisme correspondant est de l'ordre de $0.01 \mu\text{m}$ (ce qui est égal à l'écart-type sur le front d'onde de référence).

La focale thermique dans ce cas, à puissance maximale, est de 7.2 cm.

Nous allons maintenant, à défaut de pouvoir modéliser complètement les comportements observés, ce qui nécessiterait des données que nous n'avons pas sur le GdCOB, tenter d'interpréter les résultats obtenus.

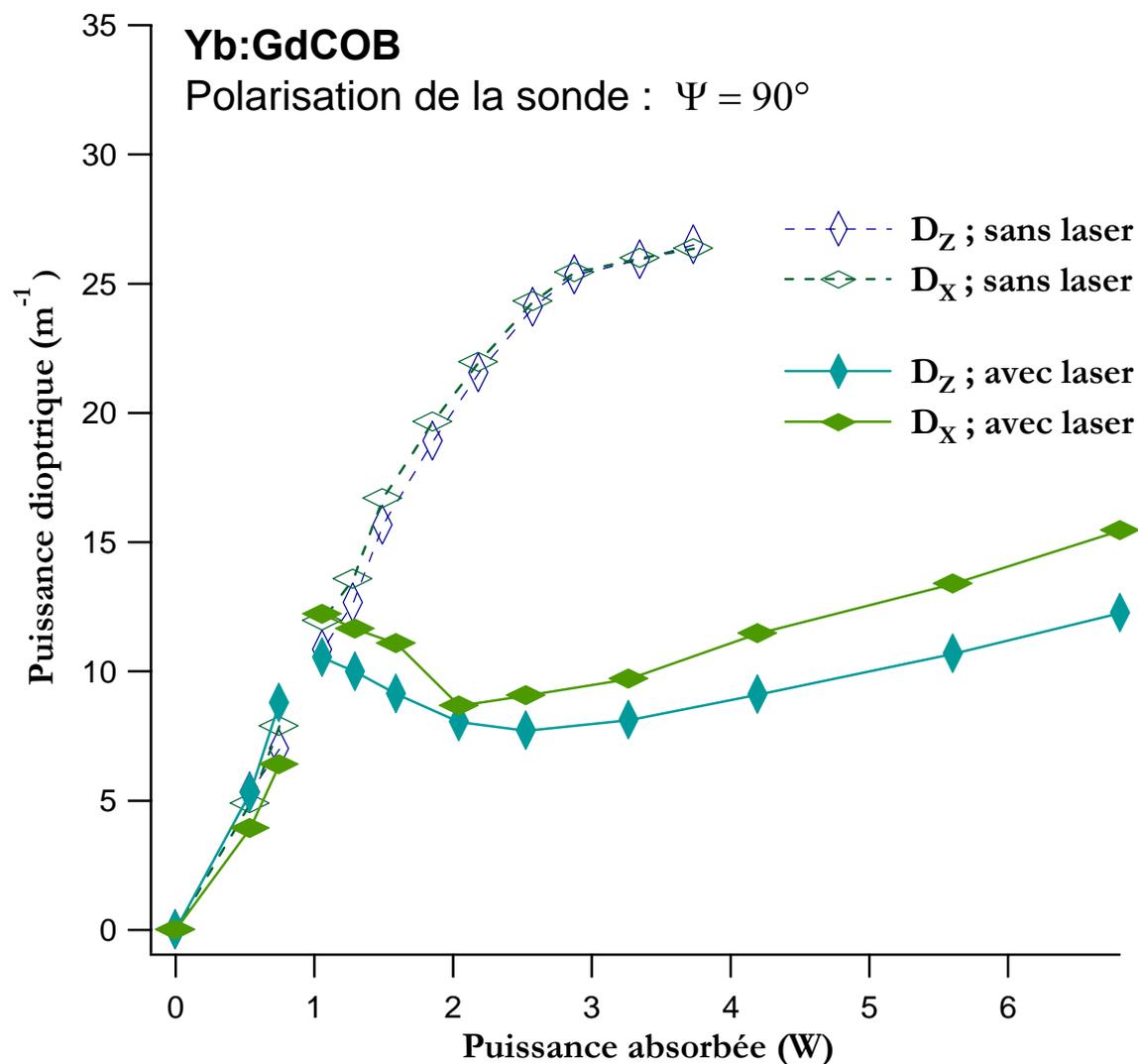
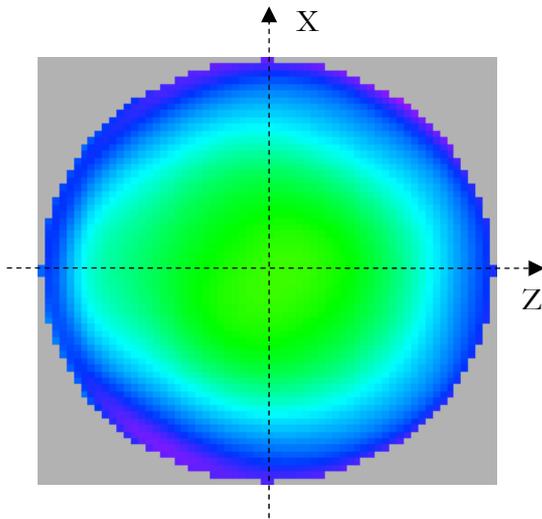


Figure IV.7.5 : puissance dioptrique mesurée avec et sans effet laser avec un faisceau de sonde polarisé parallèlement à l'axe cristallographique X ($\Psi = 90^\circ$).

Fronts d'onde enregistrés dans l'Yb:GdCOB, avec effet laser, pour $\Psi = 90^\circ$.

Front d'onde complet :



Front d'onde résidu (après soustraction de la courbure) :

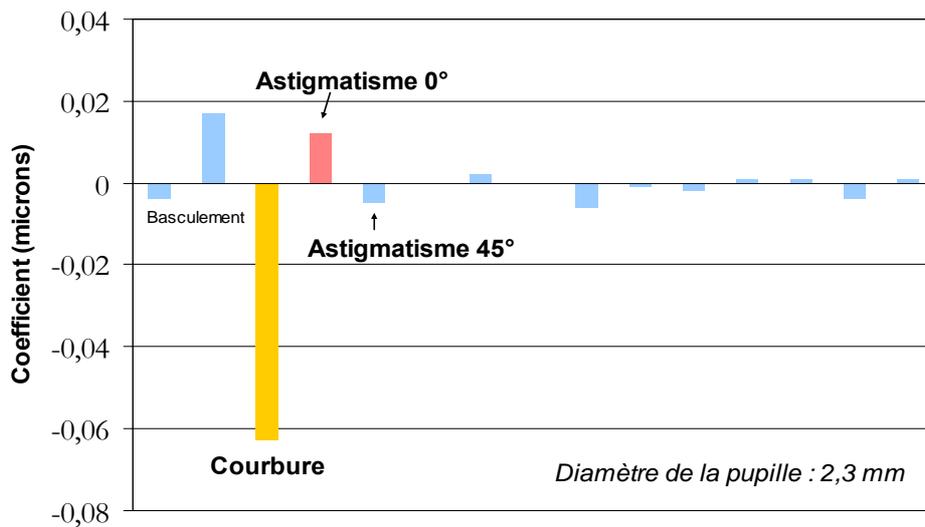
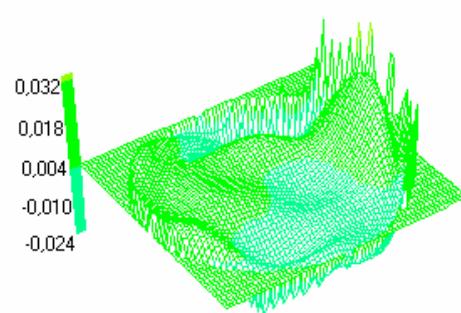
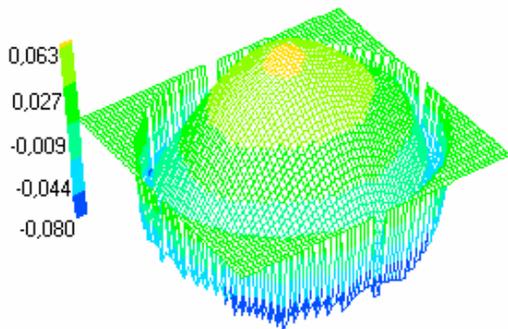
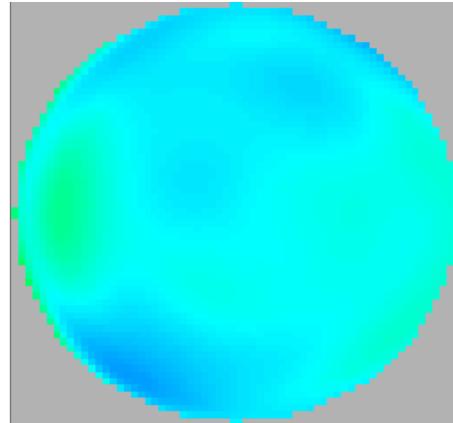


Figure IV.7.6 : allure du front d'onde obtenu (avec effet laser) avec l'Yb:GdCOB pour une sonde polarisée parallèlement à l'axe cristallographique X ($\Psi = 90^\circ$). Toutes les aberrations, y compris l'astigmatisme, sont cette fois-ci négligeables. En haut à gauche : le front d'onde complet ; en haut à droite : le front d'onde résidu (terme de courbure soustrait) ; en bas : coefficients de Zernike.

IV.7.3. Interprétation des résultats obtenus

Nous allons utiliser les résultats théoriques étudiés dans la partie I.4.

Pour faciliter la discussion, nous avons représenté à la figure IV.7.7. l'évolution, sans effet laser, des coefficients de courbure C_3 et d'astigmatisme C_4 en fonction de la puissance absorbée. Notons que ces coefficients ont ici un sens puisque le diamètre de la pupille d'analyse est toujours le même (2.3 mm).

Nous avons également superposé les coefficients obtenus avec une sonde non polarisée.

Précisons d'emblée que la théorie, très simplifiée, établie au § I.4. est inadaptée au cas du GdCOB puisqu'elle a été établie que dans le cas d'un cristal isotrope. Elle permet néanmoins de comprendre physiquement ce qui se passe.

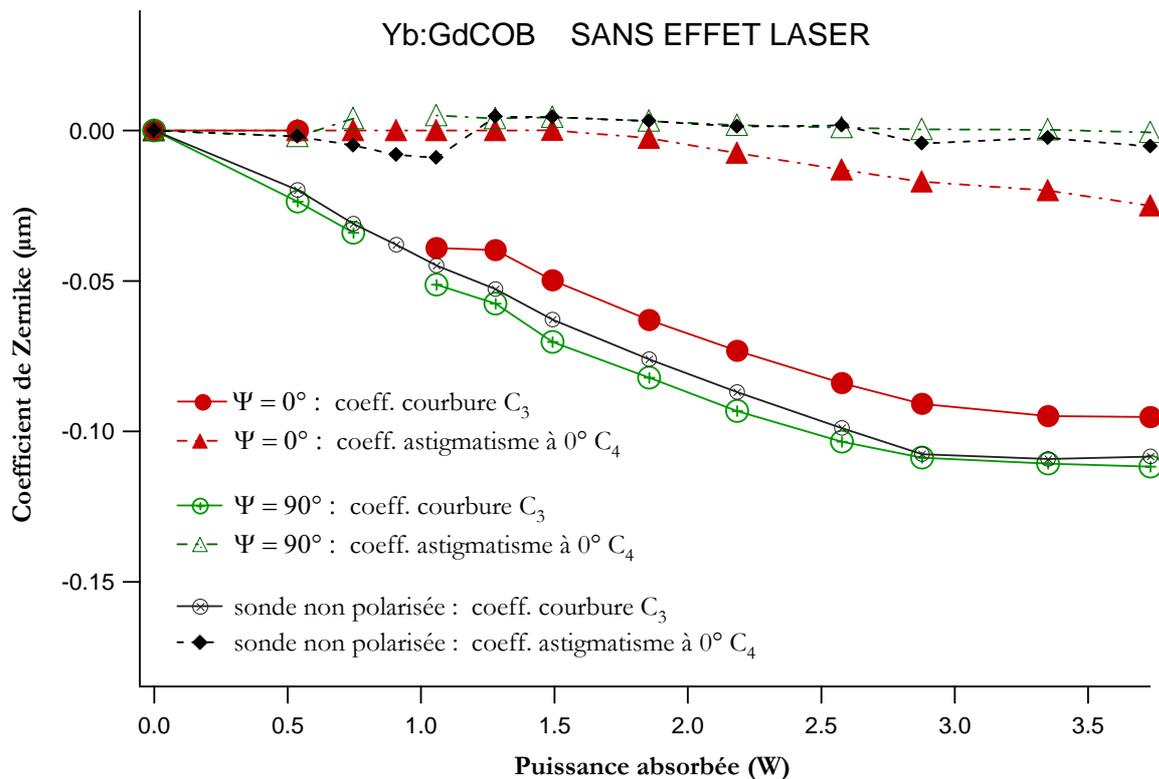


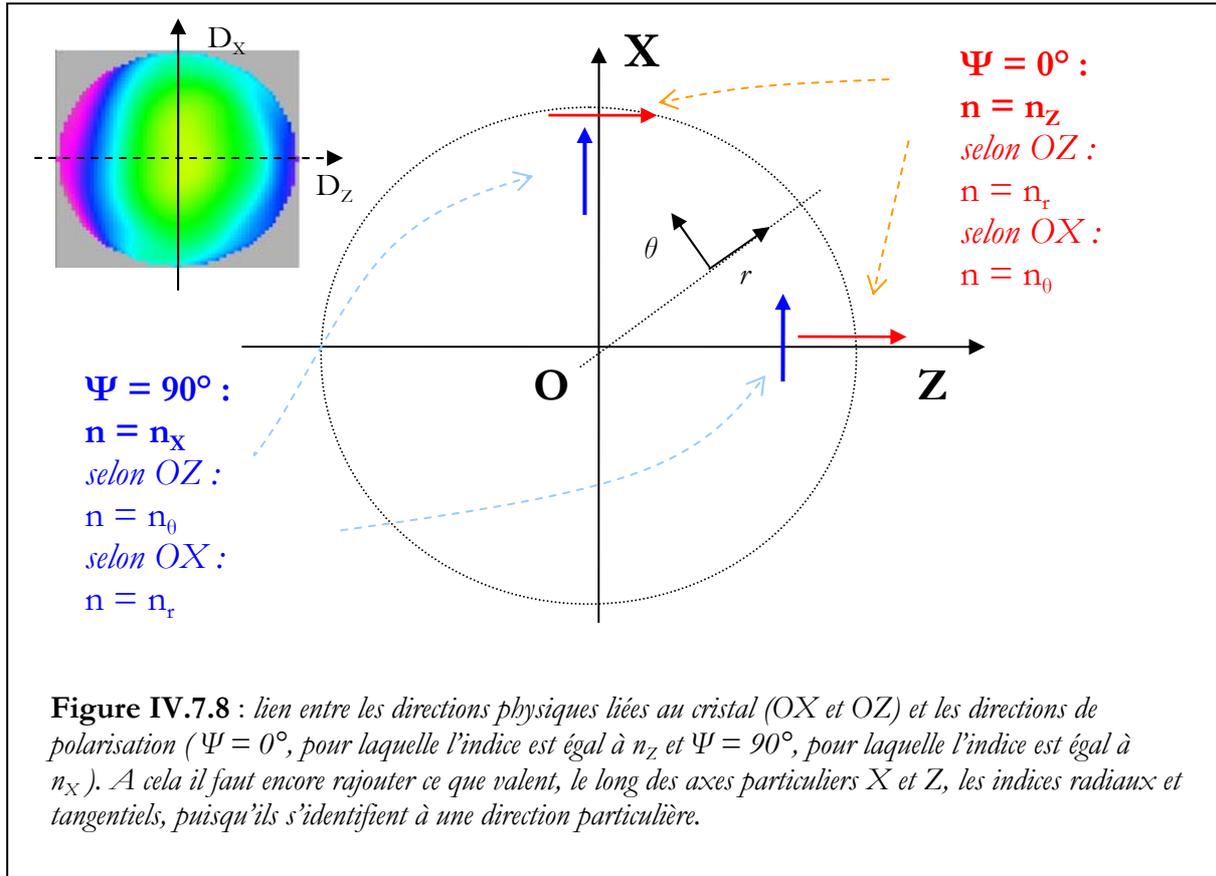
Figure IV.7.7 : coefficients de courbure (C_3) et d'astigmatisme à 0° (C_4) pour l'Yb:GdCOB sans effet laser, pour une polarisation de la sonde $\Psi = 0$ et 90° , et une sonde non polarisée.

L'expression de la puissance dioptrique est, d'après l'équation (I.4.19) :

$$D_{th} = \frac{1}{f_{th}} = \frac{\eta_h P_{abs}}{2\pi w_p^2 K_c} \left[\frac{dn}{dT} + (n_0 - 1)(1 + \nu)\alpha_T + 2n_0^3 \alpha_T C_{r,\theta} \right] \quad (IV.7.1)$$

Ecrivons l'expression de la puissance dioptrique déduite de l'écart de phase selon les axes X et Z (voir figure IV.7.1.) pour une polarisation de sonde $\Psi = 0$ et 90° .

Quand $\Psi = 0^\circ$ l'indice vu par la sonde est égal à l'indice n_z (car Z est un des axes de l'ellipsoïde des indices du GdCOB); quand $\Psi = 90^\circ$ il est égal à n_x . De plus, lorsqu'on se place selon l'axe physique OZ du cristal (axe qui passe par le centre O de la zone pompée), alors la direction de polarisation $\Psi = 0$ ou 90° est égale, respectivement, à la composante radiale et tangentielle de l'indice qui apparaît dans le terme photoélastique. Ceci est schématisé à la figure IV.7.8.



Nous avons donc :

$$D_{Z, \psi=0^\circ} = \frac{\eta_b P_{abs}}{2\pi w_p^2 K_{c_z}} \left[\frac{dn_Z}{dT} + (n_Z - 1)(1 + \nu)\alpha_{T_z} + 2n_Z^3 \alpha_T C_r \right] \quad (\text{IV.7.2})$$

$$D_{X, \psi=0^\circ} = \frac{\eta_b P_{abs}}{2\pi w_p^2 K_{c_x}} \left[\frac{dn_Z}{dT} + (n_Z - 1)(1 + \nu)\alpha_{T_x} + 2n_Z^3 \alpha_T C_\theta \right] \quad (\text{IV.7.3})$$

$$D_{Z, \psi=90^\circ} = \frac{\eta_b P_{abs}}{2\pi w_p^2 K_{c_z}} \left[\frac{dn_X}{dT} + (n_X - 1)(1 + \nu)\alpha_{T_z} + 2n_X^3 \alpha_T C_\theta \right] \quad (\text{IV.7.4})$$

$$D_{X, \psi=90^\circ} = \frac{\eta_b P_{abs}}{2\pi w_p^2 K_{c_x}} \left[\frac{dn_X}{dT} + (n_X - 1)(1 + \nu)\alpha_{T_x} + 2n_X^3 \alpha_T C_r \right] \quad (\text{IV.7.5})$$

- Le fait que la courbure (le terme C_3) soit différente pour deux polarisations orthogonales ($\Psi = 0^\circ$ et $\Psi = 90^\circ$), comme on l'observe expérimentalement, n'est pas surprenant. En effet, en comparant le groupe d'équations (IV.7.2 et IV.7.3) au groupe (IV.7.4 et IV.7.5) on constate que pour la polarisation $\Psi = 0^\circ$ c'est le coefficient $\frac{dn_z}{dT}$ et l'indice n_z qu'il

faut considérer, et pour la polarisation $\Psi = 90^\circ$ c'est $\frac{dn_x}{dT}$ et n_x qui interviennent. De façon générale, dans tout cristal biréfringent le terme de courbure mesuré doit donc dépendre de la polarisation de la sonde. Précisons que cela n'a rien à voir avec l'astigmatisme.

- Pour une polarisation fixée, la présence d'astigmatisme (c'est-à-dire $D_x \neq D_z$, ou bien, dit autrement, $C_4 \neq 0$: voir figure IV.7.7) peut s'expliquer *a priori* par deux effets : une anisotropie de la conductivité et/ou du coefficient d'expansion thermique ($K_{c_x} \neq K_{c_z}$ et/ou $\alpha_{T_x} \neq \alpha_{T_z}$) d'une part, et une différence entre les constantes photoélastiques C_r et C_θ d'autre part. Seul le « second » astigmatisme dépend de la polarisation de la lumière incidente : dans le chapitre théorique (§ I.4) nous avons d'ailleurs distingué ce dernier sous le nom d'« astigmatisme dépendant de la polarisation ».

L'absence d'astigmatisme pour une sonde non polarisée montre, comme nous l'avons déjà dit et justifié au § IV.2.3, qu'il n'y a pas d'anisotropie notable dans les tenseurs de conductivité ou d'expansion thermique.

Ces expériences mettent donc en évidence la présence d'un astigmatisme dépendant de la polarisation, lié à **l'existence d'un effet photoélastique non négligeable qui contribue à la lentille thermique dans l'Yb:GdCOB.**

Ces expériences prouvent en particulier que le dn/dT ne peut pas être le seul terme contribuant à la lentille thermique dans l'Yb:GdCOB. Cette constatation est confirmée par l'écart constaté entre la valeur du dn/dT ($2 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [Mougel 99]) et la valeur du coefficient thermo-optique que nous avons déduite de nos mesures ($6.5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$).

Mais ce qu'il y a de plus inhabituel, c'est ici l'évolution de l'astigmatisme lorsque la polarisation passe de $\Psi = 0$ à 90° . Comme nous l'avons dit au § I.4.2.4., si le cristal avait été isotrope comme le YAG, le fait de tourner la polarisation de 90° aurait simplement dû changer le signe de l'astigmatisme¹⁰. Ici, en partant de l'équation simplifiée (IV.9), on voit que l'astigmatisme vaut :

$$\psi = 0^\circ \Rightarrow D_Z - D_X = \frac{\eta_b P_{abs}}{2\pi w_p^2 K_c} \left[2 \alpha_T n_Z^3 (C_r - C_\theta) \right]$$

$$\psi = 90^\circ \Rightarrow D_Z - D_X = \frac{\eta_b P_{abs}}{2\pi w_p^2 K_c} \left[2 \alpha_T n_X^3 (C_\theta - C_r) \right]$$

(où nous avons considéré que $\alpha_{T_x} = \alpha_{T_z} = \alpha_T$ et $K_{c_x} = K_{c_z} = K_c$, compte tenu de ce qui a été dit plus haut).

Plus la biréfringence $n_z - n_x$ des cristaux est importante, et plus elle rejaillit sur la différence d'astigmatisme mesuré (entre $\Psi=0$ et 90°), puisque c'est la différence des cubes des indices qui intervient.

Pour le GdCOB :

$$n_Z - n_X \approx 0.033$$

$$n_Z^3 - n_X^3 \approx 0.28$$

¹⁰ La même expérience, menée avec l'échantillon d'Yb:YAG, n'a permis de détecter aucun astigmatisme, ce qui valide le fait que le terme photoélastique est négligeable dans ce matériau.

Il faut rappeler que les équations utilisées ci-dessus (et la notion même de constante photoélastique $C_{r,\theta}$), ne sont valables que pour des cristaux isotropes. Il n'est donc pas très étonnant que ce modèle simple ne puisse pas convenablement expliquer que l'astigmatisme disparaisse presque totalement quand $\Psi = 90^\circ$; mais en revanche il explique bien que l'astigmatisme mesuré soit plus élevé pour $\Psi = 0^\circ$ que pour $\Psi = 90^\circ$, l'indice vu par la sonde étant dans le premier cas n_z et dans le second n_x (et $n_z > n_x$).

IV.7.4. Conclusion

Les expériences de mesure de lentilles thermiques ont été effectuées en fonction de la polarisation de la sonde dans l'Yb:GdCOB. Elles ont permis de montrer que la lentille présentait un fort astigmatisme lorsque la polarisation était identique à celle du laser. Cela dit, les conséquences sur les propriétés du faisceau se sont avérées négligeables étant donné que cet astigmatisme est compensé par celui qui est apporté par le miroir de repli de la cavité, utilisé en incidence oblique.

En effectuant des mesures comparées avec deux polarisations de sonde orthogonales, nous avons pu mettre en évidence un astigmatisme dépendant de la polarisation dans ce cristal. Cet effet, qui est une conséquence de la biréfringence induite par contraintes (voir §I.4), prouve que l'effet photoélastique contribue de façon non négligeable à la lentille thermique.

IV.8. Mise en évidence de la réduction des effets thermiques dans un cristal composite de Yb:YCOB || YCOB.

Nous avons évoqué au § I.2. quelques-unes des stratégies qui peuvent être appliquées pour la réduction des effets thermiques : l'une d'elles est l'utilisation de cristaux composites. Nous avons déjà eu l'occasion d'étudier les performances laser d'un tel cristal composite (Yb:SYS || YAG) dans la première partie.

Nous présentons ici les mesures de lentilles thermiques effectuées sur un cristal composite formé d'YCOB dopé à l'ytterbium soudé par diffusion sur du YCOB non dopé (Yb:YCOB || YCOB). Nous avons comparé ce cristal composite à un cristal « simple », taillé d'après le même monocristal original, de sorte que la qualité optique, le dopage (15 % en ions ytterbium) et le degré d'impuretés éventuel des deux cristaux comparés étaient les mêmes.

Les propriétés utiles de ces cristaux sont répertoriées, comme pour les autres, dans le tableau IV.1.

Les conditions expérimentales sont à nouveau celles des § IV.2 à IV.5 : le faisceau de sonde n'est pas polarisé.

IV.8.1. Comparaison des performances laser

Les performances laser apparaissent à la figure IV.8.1. Les puissances absorbées sont différentes car les cristaux n'ont pas exactement la même longueur (2.5 mm pour le cristal simple, 1.9 mm pour la partie dopée du cristal composite). Le manque d'homogénéité de ces cristaux permet sans doute d'expliquer que la pente d'efficacité soit un peu plus faible dans le matériau composite que dans le matériau simple. Des expériences complémentaires réalisées à l'ENSCP (voir [Gaumé 02]) en pompage par laser Titane-saphir ont en effet permis de montrer que les pertes à

l'interface étaient négligeables entre la partie dopée et la partie non dopée. Cela est également cohérent avec le fait qu'ici, les seuils sont les mêmes pour les deux cristaux.

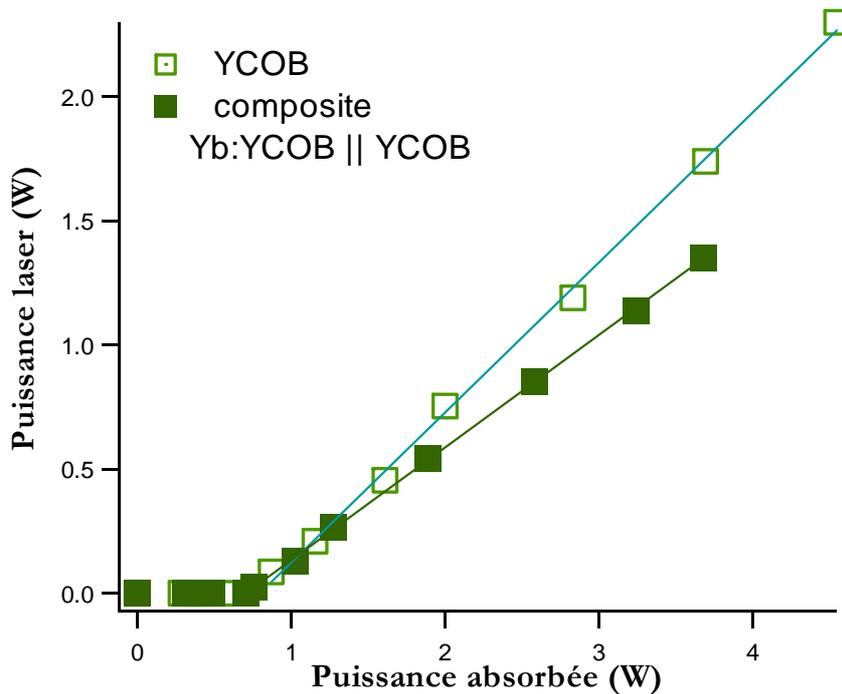


Figure IV.7.1 : comparaison des performances laser du cristal d'YCOB et du cristal composite d'Yb:YCOB || YCOB, dans les mêmes conditions.

IV.8.2. Comparaison des puissances dioptriques des lentilles thermiques

Les puissances dioptriques mesurées dans les mêmes conditions sur les deux cristaux sont exposées à la figure IV.8.2. On constate que **la lentille thermique est réduite approximativement d'un rapport 2** grâce au cristal composite, que ce soit avec ou sans effet laser. Si l'on calcule, par simple ajustement linéaire, la pente de la courbe « avec effet laser », la pente s'avère 2.3 fois plus faible pour le cristal composite.

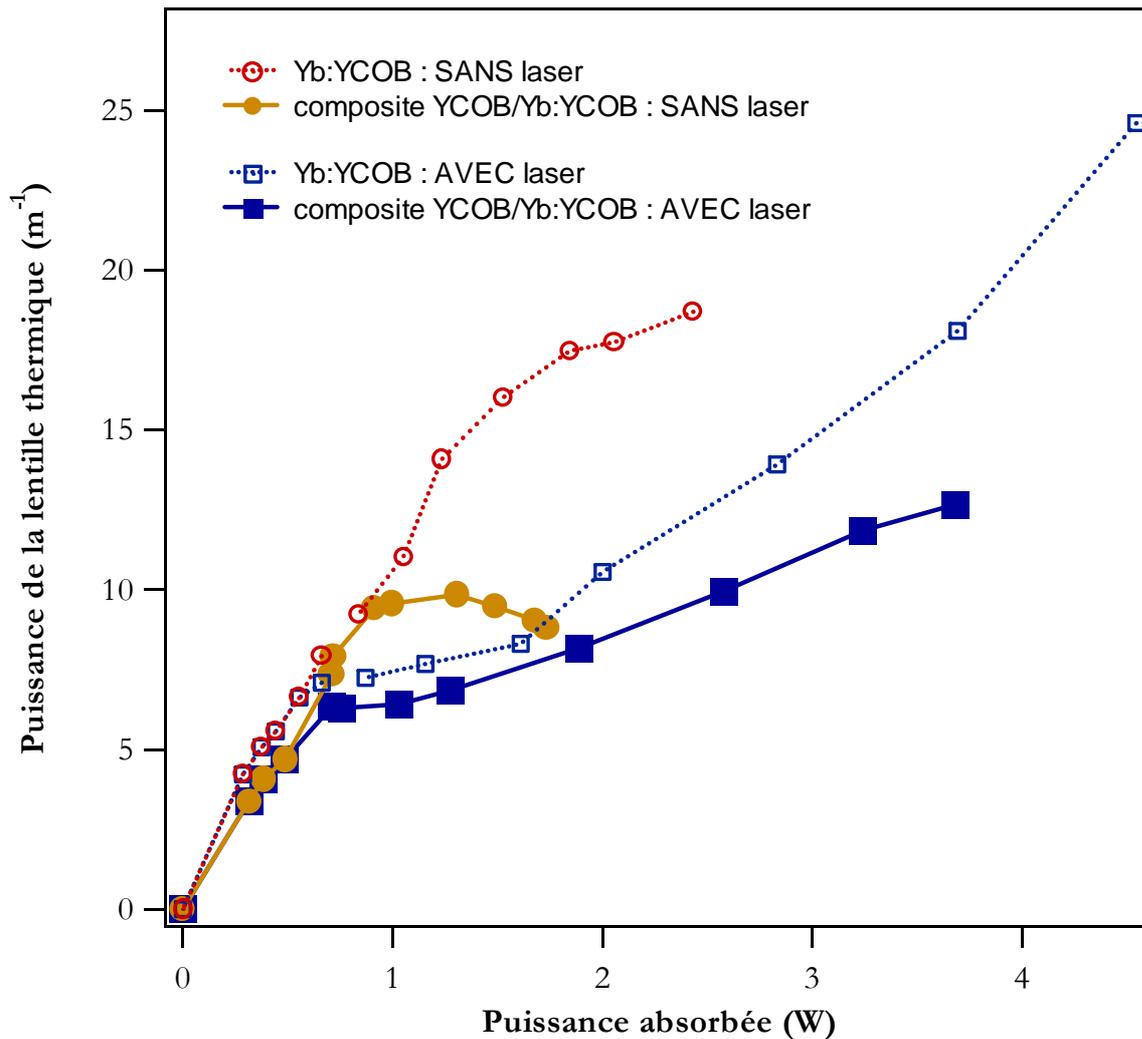


Figure IV.8.2 : comparaison, dans les mêmes conditions, de la puissance dioptrique de la lentille thermique dans le cristal d'YCOB simple et dans le cristal composite Yb:YBOB || YCOB.

IV.8.3. Le bon sens des matériaux composites

Finissons par une petite expérience sans conséquences, mais qui illustre le fait qu'un cristal composite a un sens d'utilisation. Sur la figure IV.8.3. sont représentées les puissances dioptriques mesurées pour le cristal composite placé soit dans le « bon sens » (le faisceau de pompe rencontre d'abord la partie non dopée), soit dans le « mauvais sens ».

Comme on s'y attend, la lentille thermique est plus faible lorsque la partie non dopée est en contact avec la face d'entrée du cristal, qui est la plus chaude. En fait, si la différence est bien marquée en présence d'effet laser, les deux courbes sont quasi-indissociables en l'absence d'effet laser. Cela peut tout à fait se comprendre si l'on se souvient du profil de température dans le cristal, tel que nous l'avons démontré dans le § I.2, en prenant en compte la saturation de l'absorption (voir la figure I.2.4). La température n'est en effet plus nécessairement maximale sur la face d'entrée, et il peut même arriver que ce soit sur la face de sortie qu'elle atteigne son maximum, si tant est que l'effet de saturation est élevé (ce qui est manifestement le cas ici, l'YCOB ayant environ la même intensité de saturation que le GdCOB).

Dans ces conditions, c'est la distinction entre bon et mauvais sens qui n'a plus... de sens.

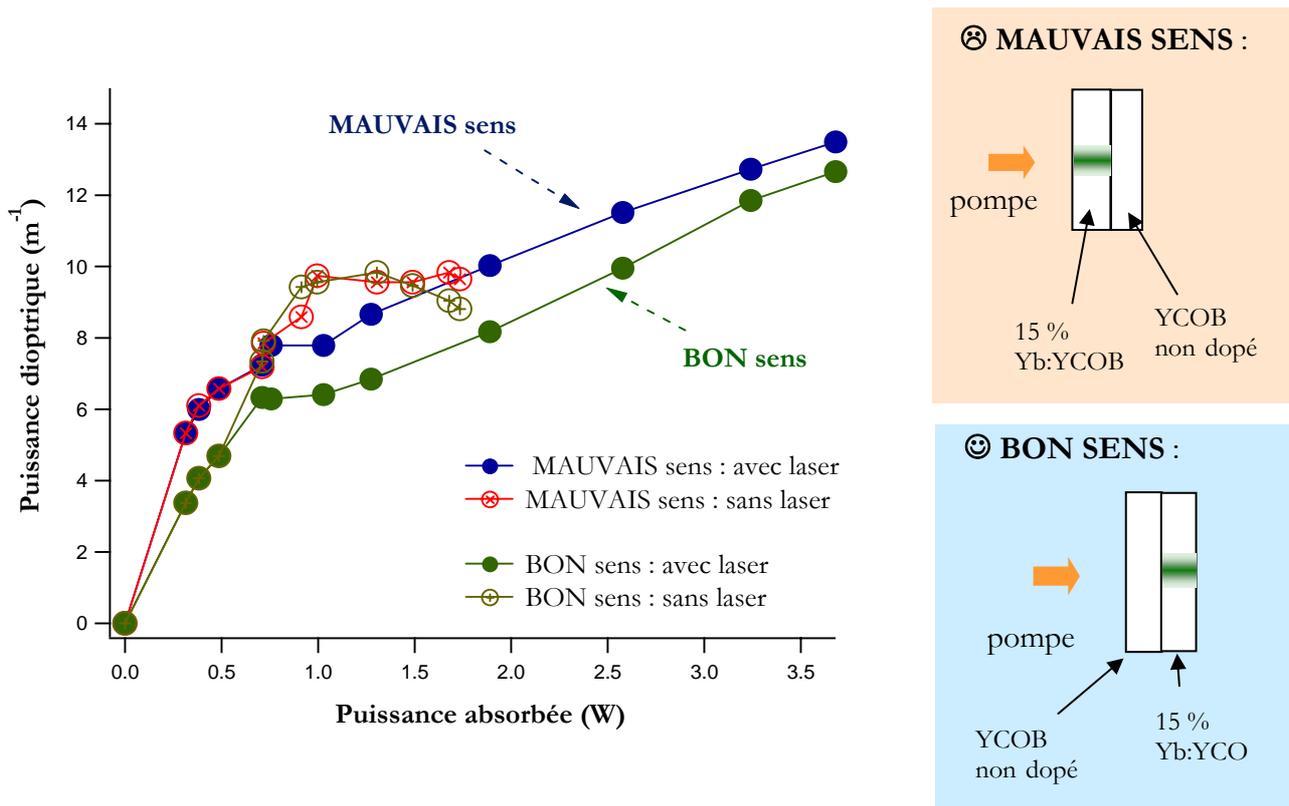


Figure IV.8.3 : influence du sens d'utilisation du matériau composite sur la puissance de la lentille thermique.

IV.9. Conclusion

Nous avons appliqué la technique de mesure de lentilles thermiques, décrite au chapitre précédent, à plusieurs cristaux dopés à l'ytterbium.

Lorsque la sonde n'est pas polarisée, nous avons toujours remarqué que les aberrations thermiques étaient négligeables : les effets thermiques n'apparaissent donc pas comme des limitations. On peut dès lors utiliser ces mesures pour mieux concevoir une cavité, en améliorant le recouvrement entre pompe et cavité à l'intérieur du cristal¹¹.

Les lentilles thermiques mesurées ont des focales assez courtes (de 23 mm pour l'YSO à 140 mm pour le YAG, pour une dizaine de Watts incidents), mais il faut voir que cela ne correspond pas à des écarts de phase très importants étant donnée la faible taille du faisceau de cavité. Par exemple, une lentille de focale 50 mm, traversée (comme c'est le cas ici) par un faisceau de 200 μm de diamètre, cela ne correspond qu'à un écart de phase — entre le centre et le bord du faisceau — de seulement 0.1 μm , soit $\lambda/10$.

¹¹ À titre indicatif, après avoir mesuré la lentille thermique dans le cristal d'Yb:YSO, nous en avons tenu compte en injectant cette valeur dans un programme tout simple de calcul de cavités : nous sommes ainsi parvenus à gagner plus d'un Watt de puissance de sortie, et ce en modifiant simplement les distances entre les miroirs de la cavité. C'est comme cela que nous avons abouti aux résultats présentés dans la première partie sur ce cristal.

En s'inscrivant dans la lignée de la première partie, une comparaison des propriétés (thermiques, cette fois) des cristaux peut être établie en examinant les valeurs de coefficient thermo-optique, de fraction thermique, de conductivité thermique, et de rendement quantique de fluorescence, c'est-à-dire en examinant les tableaux IV.1 à IV.3 de cette partie.

Il est intéressant de remarquer que pour un matériau comme le GGG, l'échauffement est relativement faible (à cause surtout de sa grande conductivité thermique), mais la lentille thermique avec effet laser est élevée en raison d'un fort coefficient thermo-optique.

Sans surprise, c'est le YAG et le KGW qui ont les meilleures propriétés thermiques, mais le GdCOB se positionne très bien.

L'YSO a de très bonnes propriétés mécaniques (voir § I.3) mais est le siège de lentilles thermiques élevées.

Outre cet aspect purement quantitatif, les mesures de lentilles thermiques nous ont permis de mettre en évidence certains effets fondamentaux affectant la charge thermique dans des matériaux dopés à l'ytterbium.

Nous avons mesuré de nettes différences entre la lentille thermique *avec* et *sans* effet laser, ce qui prouve l'existence d'effets non radiatifs dans les cristaux que nous avons utilisés. Nous avons avec un modèle analytique très simple pris en compte les contributions respectives de l'émission stimulée et de la fluorescence à l'échauffement du matériau, ce qui nous a permis de déduire un rendement quantique de fluorescence pour les cristaux étudiés. Ils s'échelonnent entre 0.7 (pour le GdCOB, le YAG) et 0.96 (pour le KGW). L'extinction de fluorescence par piégeage (« concentration quenching ») est vraisemblablement à l'origine des effets non radiatifs observés.

La théorie simplifiée montre également l'importance de la longueur d'onde laser sur la lentille thermique : une expérience illustrative, menée sur l'Yb:YSO, a clairement mis en évidence le fait que la lentille thermique est d'autant plus forte que la longueur d'onde laser est élevée.

Cette expérience montre aussi tout l'intérêt que peut présenter une campagne de mesure de lentilles thermiques « résolue spectralement » si l'on peut dire, c'est-à-dire effectuée en fonction de la longueur d'onde laser, dans des matériaux présentant un spectre large. En accumulant davantage de données, on peut en déduire d'autres paramètres radiatifs importants, comme le rendement quantique d'absorption η_p .

La mesure de la lentille thermique *sans effet laser* a fait apparaître un phénomène d'inflexion de la puissance dioptrique avec la puissance absorbée. Nous avons développé un modèle, là aussi très simple, qui permet d'expliquer cette inflexion par un effet conjoint de la saturation de l'absorption et de la divergence de la pompe au sein même du cristal.

Nous avons également effectué une étude de la lentille thermique en fonction de la polarisation du faisceau de sonde, dans le cristal d'Yb:GdCOB. Cette étude nous a permis d'une part de démontrer que la lentille « vue » par le faisceau de cavité, qui est polarisé, est fortement astigmatique. D'autre part, grâce à une étude en fonction de la polarisation de la sonde, nous avons pu attribuer cet astigmatisme dépendant de la polarisation à la biréfringence induite par contraintes (donc à un effet photoélastique), et non pas à une anisotropie des tenseurs de conductivité ou d'expansion thermique. Cette expérience est donc un moyen original de mettre en évidence l'existence d'une contribution photoélastique à la lentille thermique, ce qui n'est pas aisé par les méthodes traditionnelles.

Enfin, nous nous sommes intéressés pour finir aux cristaux composites, qui constituent une élégante solution apportée aux problèmes thermiques. Nous avons mesuré une réduction d'un

facteur deux de la lentille thermique, ce qui offre d'intéressantes perspectives pour le développement de lasers de puissance.

Nous avons donc montré ici quelques exemples de l'utilisation du banc de mesure de lentilles thermiques développé, et montré qu'en jouant sur plusieurs paramètres (en permettant ou pas l'oscillation laser, en accordant la longueur d'onde, ou en modifiant la polarisation), nous pouvions avoir une connaissance plus approfondie des mécanismes physiques responsables des effets de lentilles thermiques dans quelques cristaux dopés à l'ytterbium.

<i>Cristal</i>	GdCOB	YCOB		YSO	YAG	GGG	KGW	BOYS	CaBOYS
		<i>simple</i>	<i>composite</i>						
Longueur du cristal	2.9 mm	2.5 mm	1.9 mm + 1.45 mm <i>non dopé</i>	1.95 mm	1.95 mm	3.12 mm	3 mm	2.38 mm	2.96 mm
Section transverse (approximative)	5 × 5 mm ²	5 × 5 mm ²	5 × 5 mm ²	Cercle de diamètre Ø = 5 mm	3 × 3 mm ²	5 × 12 mm ²	3 × 3 mm ²	4 × 4 mm ²	4 × 4 mm ²
Provenance	ENSCP	ENSCP	ENSCP	LETI	LETI	LPCML	Eksma®	ENSCP	ENSCP
Orientation (k = vecteur d'onde)	k//Y	k//X		k//X	isotrope	isotrope	k//c	k//c (axe optique)	k//c
Dopage (at. %) (concentration corr., en ions/cm ³)	15 % (6.6 10 ²⁰)	15 % (6.7 10 ²⁰)		5 % (9.2 10 ²⁰)	8 % (11 10 ²⁰)	5.7 % (7.2 10 ²⁰)	5 % (2.2 10 ²⁰)	20 % (9.6 10 ²⁰)	
Longueur d'onde de pompe λ_p (nm)	976	976		977.5	968	971	979	975	975
Puissance incidente sur le cristal (à λ_p) en W	10.2	10.3		11.8	10.1	11.3	12.3	8.9	8.9
Puissance absorbée <i>sans effet laser</i> en W	3.7	2.4	1.7	6.5	4.4	5.5	5.7	3.7	3.6
Puissance laser max. (W)	3.5	2.3	1.35	2.1	2.7	3.7	1.3	⁻¹	-
Puissance absorbée <i>avec effet laser</i> en W	6.8	3.7	3.2	8.7 (à 1042 nm) 8.3 (à 1058 nm)	5.6	7.2	6.8	-	-
Conductivité thermique K_c (W.m ⁻¹ .K ⁻¹) (moyenne, d'ap. [Gaumé 02])	2.1 (non dopé)	1.9 (non dopé)		4.4 (non dopé)	10.7 (non dopé) 7 (dopé 8%)	8 (non dopé) 7.5 (dopé 5.7%)	3.8 (non dopé)	1.5 (non dopé) 1.3 (dopé 20 at.%)	1.1 (dopé 15 at.%)
Coefficient d'expansion thermique moyen α_T (K ⁻¹)	1.1 10 ⁻⁵ [Mougel 99]	1.2 10 ⁻⁵ [Mougel 99]		6 10 ⁻⁶ [O'Brian 88]	7 10 ⁻⁶ [Wynne 99]	8 10 ⁻⁶ [doc PolyScientific]	3.8 10 ⁻⁶ [doc Eksma]	28 10 ⁻⁶ [Gaumé 02]	n.c.
dn/dT moyen (K ⁻¹)	0.2 10 ⁻⁵ [Mougel 99]	n.c.		7.1 10 ⁻⁶ [Payne 94-2]	9 10 ⁻⁶ [Wynne 99]	17.5 10 ⁻⁶ [Wood 90]	0.4 10 ⁻⁶ [doc Eksma]	n.c.	n.c.

Table IV. 1 : Propriétés et conditions de pompage des cristaux considérés pour les mesures de lentilles thermiques. n.c. = non connu.

¹ La mesure avec effet laser n'a pas été faite dans le BOYS et le CaBOYS en raison de problèmes de fracture rencontrés dès que l'effet laser a lieu (voir partie I : § III.3)

<i>Cristal</i>	GdCOB	YCOB		YSO	YAG	GGG	KGW	BOYS	CaBOYS
		<i>simple</i>	<i>composite</i>						
Longueur du cristal	2.9 mm	2.5 mm	1.9 mm + 1.45 mm <i>non dopé</i>	1.95 mm	1.95 mm	3.12 mm	3 mm	2.38 mm	2.96 mm
Section transverse (approximative)	5 × 5 mm ²	5 × 5 mm ²	5 × 5 mm ²	Cercle de diamètre Ø = 5 mm	3 × 3 mm ²	5 × 12 mm ²	3 × 3 mm ²	4 × 4 mm ²	4 × 4 mm ²
Provenance	ENSCP	ENSCP	ENSCP	LETI	LETI	LPCML	Eksma®	ENSCP	ENSCP
Orientation (k = vecteur d'onde)	k//Y	k//X		k//X	isotrope	isotrope	k//c	k//c (axe optique)	k//c
Dopage (at. %) (concentration corr., en ions/cm ³)	15 % (6.6 10 ²⁰)	15 % (6.7 10 ²⁰)		5 % (9.2 10 ²⁰)	8 % (11 10 ²⁰)	5.7 % (7.2 10 ²⁰)	5 % (2.2 10 ²⁰)	20 % (9.6 10 ²⁰)	
Longueur d'onde de pompe λ _p (nm)	976	976		977.5	968	971	979	975	975
Puissance incidente sur le cristal (à λ _p) en W	10.2	10.3		11.8	10.1	11.3	12.3	8.9	8.9
Puissance absorbée <i>sans effet laser</i> en W	3.7	2.4	1.7	6.5	4.4	5.5	5.7	3.7	3.6
Puissance laser max. (W)	3.5	2.3	1.35	2.1	2.7	3.7	1.3	⁻¹	-
Puissance absorbée <i>avec effet laser</i> en W	6.8	3.7	3.2	8.7 (à 1042 nm) 8.3 (à 1058 nm)	5.6	7.2	6.8	-	-
Conductivité thermique K _c (W.m ⁻¹ .K ⁻¹) (moyenne, d'ap. [Gaumé 02])	2.1 (non dopé)	1.9 (non dopé)		4.4 (non dopé)	10.7 (non dopé) 7 (dopé 8%)	8 (non dopé) 7.5 (dopé 5.7%)	3.8 (non dopé)	1.5 (non dopé) 1.3 (dopé 20 at.%)	1.1 (dopé 15 at.%)
Coefficient d'expansion thermique moyen α _T (K ⁻¹)	1.1 10 ⁻⁵ [Mougel 99]	1.2 10 ⁻⁵ [Mougel 99]		6 10 ⁻⁶ [O'Brian 88]	7 10 ⁻⁶ [Wynne 99]	8 10 ⁻⁶ [doc PolyScientific]	3.8 10 ⁻⁶ [doc Eksma]	28 10 ⁻⁶ [Gaumé 02]	n.c.
dn/dT moyen (K ⁻¹)	0.2 10 ⁻⁵ [Mougel 99]	n.c.		7.1 10 ⁻⁶ [Payne 94-2]	9 10 ⁻⁶ [Wynne 99]	17.5 10 ⁻⁶ [Wood 90]	0.4 10 ⁻⁶ [doc Eksma]	n.c.	n.c.

Table IV. 1 : Propriétés et conditions de pompage des cristaux considérés pour les mesures de lentilles thermiques. n.c. = non connu.

¹ La mesure avec effet laser n'a pas été faite dans le BOYS et le CaBOYS en raison de problèmes de fracture rencontrés dès que l'effet laser a lieu (voir partie I : § III.3)

CONCLUSION

Conclusion et perspectives

Ce travail s'inscrit dans le cadre du développement de lasers de forte puissance, à base de cristaux dopés à l'ytterbium. Il s'articule autour de deux axes complémentaires : d'une part l'étude des performances de **nouveaux cristaux** ; d'autre part l'étude plus générale des **effets thermiques** dans les matériaux dopés à l'ytterbium.

Dans la première partie de ce mémoire, nous avons présenté les potentialités laser de nouveaux cristaux, pompés par une diode fibrée de « forte puissance » (10 à 13 W). Il a été question de l'Yb:GGG, l'Yb:GdCOB, l'Yb:BOYS, l'Yb:CaBOYS, l'Yb:SYS et l'Yb:YSO.

Pour ce qui est des applications nécessitant de fortes puissances continues, trois cristaux émergent : le GGG, le GdCOB et l'YSO. Le GGG présente des propriétés en tous points comparables à celles du YAG, mais pourrait avantageusement remplacer ce dernier dans certains types d'architectures de pompage. Quant au GdCOB et à l'YSO, ils combinent une bonne efficacité à forte puissance avec une large accordabilité, sur une gamme allant de 1020 à 1090 nm. Les cristaux de BOYS, de CaBOYS et de SYS présentent des spectres d'émission extrêmement larges, comparables à ceux des verres, mais ils souffrent de mauvaises propriétés thermiques. Nous avons obtenu de larges accordabilités mais l'effet laser en régime continu n'a pu être obtenu que pour des puissances de pompe modestes (< 10 W). C'est pourquoi leur principale vocation semble être *a priori* de s'intégrer dans des systèmes laser produisant des impulsions ultracourtes (<100 fs), à des puissances moyennes modérées. Des résultats très positifs ont d'ailleurs déjà été obtenus dans ce sens au laboratoire.

Cela dit, l'utilisation d'un cristal composite d'Yb:SYS||YAG a permis de résoudre les problèmes thermiques qui se posaient dans le SYS, et d'obtenir 4 Watts de rayonnement continu accordable sur un intervalle de 50 nm.

Dans la seconde partie, nous nous sommes intéressés plus en détail aux propriétés thermiques de ces nouveaux cristaux.

Dans un premier chapitre théorique, nous avons établi une synthèse des connaissances acquises sur ce sujet jusqu'à aujourd'hui, en ne négligeant pas les aspects thermomécaniques qui jouent là un rôle fondamental. Sur la base d'expressions analytiques (c'est-à-dire sans recourir à un code de calcul par éléments finis), nous avons traité le cas spécifique des matériaux dopés à l'ytterbium, en prenant en compte l'effet de saturation de l'absorption sur la distribution de température et sur le seuil de fracture.

Ce parcours théorique a été l'occasion de mettre en relief la difficulté qui accompagne une modélisation fine, dès lors que l'on ne connaît pas tous les paramètres de ces nouveaux matériaux (comme les coefficients élastiques ou elasto-optiques). Cette étude a également soulevé quelques interrogations, notamment en ce qui concerne la pertinence du coefficient dn/dT , employé couramment pour estimer la focale de la lentille thermique, ou bien encore sur notre maîtrise du phénomène de fracture dans les cristaux soumis à une charge thermique trop violente.

À ce stade est apparu tout l'intérêt que présente une méthode *expérimentale* de mesure des effets thermiques. Dans le deuxième chapitre de cette partie nous avons recensé les différentes techniques existantes pour mener à bien cette étude. La comparaison de ces différentes méthodes a permis d'orienter notre choix vers une technique de mesure de front d'onde, la seule qui soit capable de fournir des informations sur les aberrations thermiques. C'est un analyseur de surface d'onde de type Shack-Hartmann que nous avons choisi.

À partir de cet instrument, nous avons construit un banc de mesure de lentilles thermiques, spécifiquement adapté *au pompage longitudinal par diode*, qui permet la mesure de distorsions de phase *avec* et *sans* effet laser. On peut donc l'utiliser à la fois comme un « instrument de mesure »

de lentilles thermiques dans un laser en fonctionnement (pour l'appliquer ensuite à l'optimisation des performances), mais également comme un outil d'investigation des propriétés non radiatives des matériaux.

La description de cet outil, ses performances, ses limitations, ont fait l'objet du troisième chapitre. Enfin, nous avons présenté les résultats expérimentaux obtenus avec une dizaine de matériaux dopés à l'ytterbium, en particulier avec ceux évoqués dans la première partie.

Nous avons alors mis en évidence les aspects suivants :

- Avec un pompage par diode fibrée, **les aberrations thermiques sont négligeables** (tant que la sonde n'est pas polarisée) : l'absence d'aberration sphérique est notamment l'indication que les effets thermiques n'apportent pas de pertes au faisceau de cavité ;
- De fortes différences ont été notées entre la puissance dioptrique de la lentille thermique mesurée *avec* et *sans* effet laser, une différence que l'on peut attribuer à des **effets non radiatifs** dans le matériau. Grâce à un modèle analytique simple, **nous avons pu déduire de ces mesures un rendement quantique** de fluorescence ainsi qu'une estimation du coefficient thermo-optique ;
- Grâce à une mesure effectuée en fonction de la polarisation de la sonde, **une contribution significative de l'effet photoélastique** à la lentille thermique a été mise en évidence dans le GdCOB ;
- Nous avons également observé un phénomène inédit : l'inflexion de la puissance dioptrique de la lentille thermique en fonction de la puissance absorbée, sans effet laser. Nous avons montré, sur la base d'un modèle simple, que la saturation de l'absorption et la divergence du faisceau de pompe à l'intérieur du cristal permettaient d'expliquer cette inflexion ;
- Pour la première fois également, l'influence de la longueur d'onde laser sur la charge thermique a été clairement mise en évidence dans l'Yb:YSO, et a été validée par le modèle analytique ;
- Enfin, la comparaison d'un cristal composite d'Yb:YCOB || YCOB et d'un cristal « simple » d'Yb:YCOB a permis de montrer que la lentille thermique est environ deux fois plus faible dans le cristal composite.

Perspectives

Parmi les perspectives à court et moyen terme, on peut citer :

- la poursuite des tests laser sur de nouveaux matériaux, ou bien sur d'autres cristaux composites aux propriétés attractives...

- l'application du banc de mesure de lentilles thermiques à la comparaison de plusieurs cristaux identiques mais dont les conditions de croissance (et/ou la provenance) ne seraient pas les mêmes ; ou bien la comparaison de plusieurs cristaux réalisés de la même façon mais ayant des taux de dopage différents. Cela permettrait d'avoir une idée plus précise des phénomènes responsables des effets non radiatifs observés, et en particulier de confirmer la responsabilité supposée de l'extinction de fluorescence par effet de concentration (*concentration quenching*) ;

- **le perfectionnement du banc de mesure de lentilles thermiques.** Nous avons montré dans cette thèse que l'étude en fonction de la polarisation du faisceau de sonde permettait d'accéder à des informations précieuses sur la contribution de l'effet photoélastique à la lentille thermique. Mais la mesure de la déformation globale du front d'onde ne permet pas, pour l'instant, de faire la différence entre l'effet d'une variation d'indice d'une part, et l'effet du bombement des faces du cristal d'autre part. Puisque nous sommes capables de mesurer des rayons de courbure sur des

zones très petites (quelques dizaines de microns de diamètre), on peut donc imaginer un système qui fonctionnerait de la même façon mais *par réflexion* sur chacune des deux faces du cristal. Par une étude additionnelle en fonction de la polarisation, on peut donc imaginer « résoudre » complètement les différentes contributions à la lentille thermique : la variation d'indice (liée à la dépendance en température de la polarisabilité électronique), le bombement des faces, et l'effet photoélastique ;

- la mesure directe de la température du cristal par thermographie infrarouge. La mesure de distorsion de phase subie par un faisceau traversant le cristal, comme nous l'avons fait, ne permet d'accéder qu'au gradient de température. La mesure de la température absolue, elle, n'est possible à l'heure actuelle qu'avec des moyens indirects, puisque tout contact (d'un thermocouple par exemple) avec la zone pompée est impossible sans occluser le faisceau de pompe. La thermographie infrarouge (*i.e.* la mesure du flux émis par rayonnement dans la bande 8-12 μm avec une caméra thermique) est une solution élégante car elle est *sans contact*, et permet d'obtenir une résolution satisfaisante (10 μm). Une telle mesure viendrait très utilement compléter les mesures de lentilles thermiques, et permettrait pour la première fois d'étudier vraiment l'importance du contact thermique entre le cristal et le radiateur.

Enfin, il me semble utile de redire que ce travail doit beaucoup à la collaboration entre notre équipe et le Laboratoire de Chimie Appliquée de l'Etat Solide (LCAES) de l'ENSCP (Chimie Paris). Cette thèse a été l'occasion de montrer que ce qui nous unit va au-delà d'une relation entre un « concepteur de matériaux » d'un côté et un « concepteur de systèmes » de l'autre. En particulier, si la thèse de R. Gaumé est autant citée dans ce mémoire, ce n'est pas seulement parce que les convenances (et l'amitié) l'exigent, mais c'est parce qu'elle offre une vision du même problème — la gestion de la thermique — avec un point de vue différent, « en amont », et assurément complémentaire : celui de la science des matériaux.

C'est en effet un lieu commun de dire que la recherche progresse souvent de façon significative lorsque des chercheurs aux domaines de compétences complémentaires (mais jusque là cloisonnés) s'assoient à une même table. En ce qui concerne la gestion des effets thermiques dans les lasers solides, il est intéressant de constater que parmi les personnalités qui ont le plus fait avancer le domaine, beaucoup n'étaient pas opticiens de formation : Ananda Cousins était mécanicien des fluides, John Marion mécanicien du solide — pour ne citer que deux exemples emblématiques.

Si l'apport de la mécanique a été évident, il y a fort à parier que nous aurons aussi beaucoup à apprendre des spécialistes en « science des matériaux » au sens large. Déjà, la réflexion menée au LCAES sur les relations structure/propriétés est un premier pas vers une approche à l'échelle « microscopique » des problèmes thermiques. Elle ne demande qu'à être poursuivie. Une collaboration avec des mécaniciens, et avec des thermiciens, permettrait également d'apporter un éclairage neuf, de préciser notre compréhension des phénomènes, d'inspirer de nouvelles architectures de pompage.

Nous finirons par une interrogation : quelle place occuperont les lasers à base de cristaux dopés à l'ytterbium sur le marché des lasers dans une dizaine d'années ? Il est après tout naturel qu'ils soient aussi peu implantés dans le marché actuel, après « seulement » dix ans de recherche et de développement, face à des lasers au néodyme efficaces et bien connus. À moins que la véritable concurrence ne vienne des fibres dopées : elles sont déjà des alternatives aux cristaux pour les applications de puissance, et elles seront peut-être un jour capables de rivaliser avec les cristaux sur d'autres terrains (lasers femtoseconde notamment), si l'on en croit les étonnantes propriétés des fibres à cristaux photoniques.

Mais là c'est déjà une autre histoire...

ANNEXES

Annexe A

Notions de base d'élasticité : Contraintes, déformations, loi de Hooke.

Cette annexe a pour but de présenter, ou de rappeler, les notions de base utilisées dans la théorie de l'élasticité. On y trouve les définitions et les résultats nécessaires à la compréhension des parties I.3 et I.4 de la deuxième partie, concernant les effets thermomécaniques et thermo-optiques.

1. Contraintes (*stress* en anglais)

La contrainte est une force par unité de surface (donc homogène à une pression) appliquée à l'intérieur d'un solide. On raisonne sur un petit cube élémentaire centré en O dont les faces sont alignées avec trois axes quelconques x_1 , x_2 , x_3 orthogonaux entre eux. Il ne s'agit pas *a priori* des axes cristallographiques du cristal.

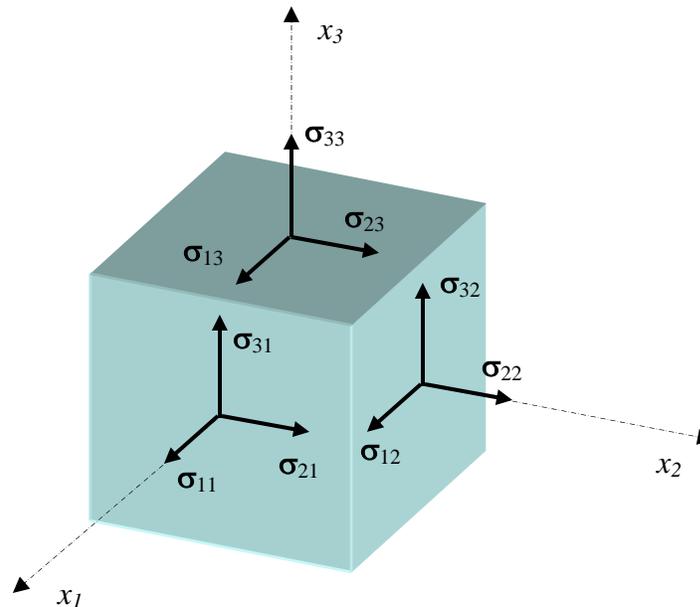


Figure B1 : Les forces s'appliquant sur un solide soumis à une contrainte uniforme.

Pour chaque face du cube, mettons par exemple la face normale à Ox_1 (voir figure B.1) on définit une contrainte normale σ_{11} , orientée selon Ox_1 , qui va conduire le solide soit à se comprimer, soit à se tendre. **Par convention, une contrainte positive représente une *tension* (ou traction), une contrainte négative représente une *compression*.**

Les deux composantes σ_{12} , σ_{13} tendent à changer la forme du petit solide élémentaire, mais sans en modifier le volume : ce sont les contraintes de cisaillement.

De façon générale σ_{ij} représente la contrainte appliquée dans la direction x_i agissant sur la face du cube élémentaire normale à Ox_j . (σ_{ij}) forme un tenseur de rang 2.

Axes principaux

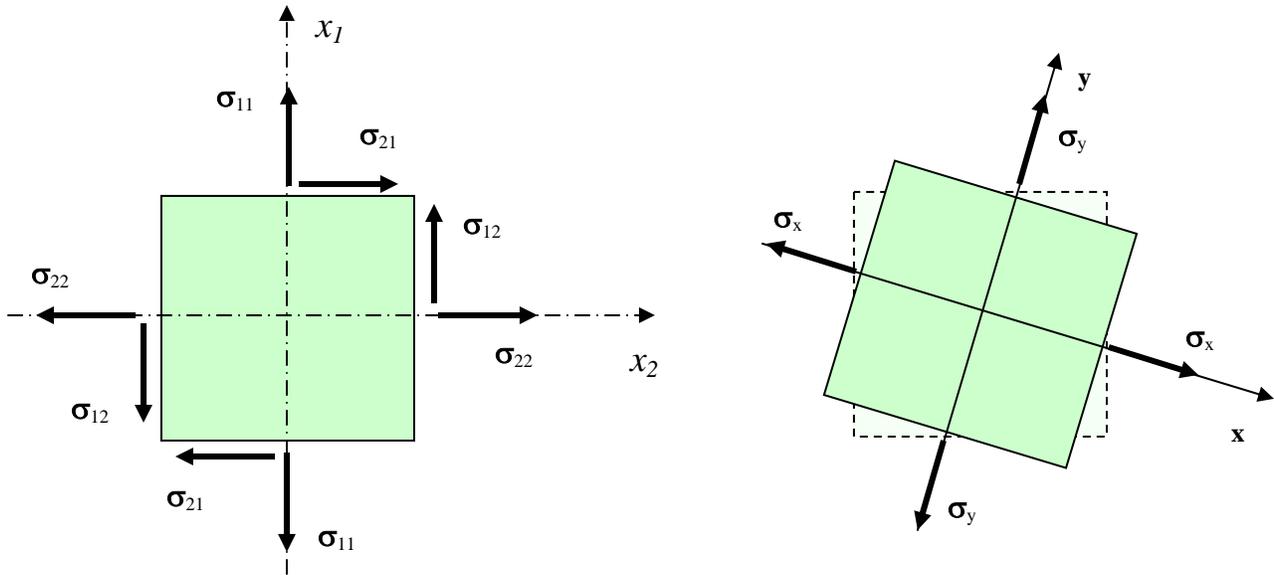


Figure B2 : Axes principaux de contrainte dans un solide soumis à une contrainte uniforme.

Raisonnons maintenant à deux dimensions pour simplifier (figure B2). Sans rentrer dans le détail, on voit très simplement que la condition pour que le carré de solide considéré ne se mette pas à tourner sur lui-même à l'intérieur du cristal s'écrit : $\sigma_{12} = \sigma_{21}$ (annulation du moment). De façon générale, cette condition toute simple permet de montrer que $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$. Le tenseur des contraintes (σ_{ij}) est symétrique, il est donc diagonalisable. Cela veut dire qu'il existe, en chaque point du cristal, un système d'axes orthogonaux particulier (x, y, z) dans lequel toutes les contraintes se résument à des contraintes normales, les contraintes de cisaillement étant toutes nulles. Ces axes s'appellent les *axes principaux de contrainte* et les contraintes exprimées dans ce repère sont les *contraintes principales*. Trouver ces axes revient à caractériser l'état de contrainte en un point par 3 scalaires au lieu de 6, et permet de ne jamais avoir à prendre en considération les contraintes de cisaillement.

Notons bien que ces axes dépendent uniquement de la nature de la contrainte appliquée au cristal¹ et ne sont donc pas du tout confondus avec les axes cristallographiques du cristal. Par exemple si on tire un cristal selon un axe fixe Ox , cette direction Ox se retrouve automatiquement axe principal de contrainte, même si le cristal est anisotrope. Le tenseur des contraintes n'est pas une propriété du cristal, il représente une influence extérieure, tout comme un champ électrique appliqué par exemple.

¹ Tant qu'il n'y a pas d'effets thermiques (voir chapitre I.3).

Dans le cas d'un cristal laser isotrope pompé par un faisceau ayant la symétrie radiale, les contraintes thermiques dans le cristal adoptent la symétrie imposée par la pompe : les axes principaux sont alors portés par les vecteurs unitaires du système de coordonnées cylindriques, c'est-à-dire qu'ils suivent les directions radiales (suivant r), tangentielles (suivant θ), et axiales (suivant z). C'est pour cette raison que les contraintes dans un barreau de YAG sont toujours données suivant ces axes.

Équation d'équilibre

La figure B.2 montre que la contrainte normale σ_y qui s'applique vers le haut est égale et opposée en signe à la contrainte s'appliquant vers le bas, sur la face opposée du cube. Cette égalité signifie simplement que dans la direction principale y le morceau de cube élémentaire considéré est en équilibre et n'a pas la liberté d'aller se promener à l'intérieur du solide. Mais en réalité ce petit dessin est simpliste et n'est vrai que si les contraintes sont uniformes à l'intérieur du solide : ce n'est pas le cas dès que l'on s'intéresse aux contraintes thermomécaniques. Nous devons donc, en guise d'équation d'équilibre, adopter la relation suivante (démontrée très clairement dans [Nye]) :

$$\sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{B1})$$

Elle exprime simplement que la somme des forces appliquée à un volume élémentaire est nulle.

2. Déformations (*strain* en anglais)

L'application de contraintes sur un objet solide conduit ce dernier à se déformer. Ceci est représenté par six autres paramètres, sans dimension, les déformations ϵ_{ij} .

La déformation longitudinale homogène d'un solide, mettons une barre métallique de longueur initiale L , est définie comme l'allongement *par unité de longueur* du corps non déformé :

$$\epsilon = \frac{L' - L}{L} = \frac{u}{L} \quad (\text{B2})$$

De façon générale, si l'on considère un petit élément situé en \vec{r} à l'intérieur d'un solide, il se retrouve après déformation situé en $\vec{r} + U(\vec{r})$. Le tenseur des déformations (ϵ_{ij}) est alors défini par :

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{B3})$$

Si la déformation se fait uniquement selon l'axe x par exemple, la composante de déformation ϵ_{xx} est donnée par $\epsilon_{xx} = \partial U_x / \partial x$ ce qui ressemble à (B2). Les autres ϵ_{ij} (avec $i \neq j$) représentent des déformations transversales de cisaillement.

Tout comme les contraintes, le signe de la déformation sera positif quand il y a élongation et négatif lorsqu'il y a contraction du morceau de solide considéré.

Des axes principaux peuvent être définis de la même manière (puisque le tenseur des déformations est aussi symétrique). Ces axes ne sont en général pas les mêmes que les axes principaux de

contrainte : en effet si on reprend l'exemple du solide que l'on tire selon une direction fixe Ox , l'anisotropie du solide fait que, en général, il va être amené à se déformer davantage dans une direction que dans une autre. Cela nous amène à nous demander ce qui relie dans un cristal les contraintes et les déformations.

3. Lien entre les contraintes et les déformations : la loi de Hooke et le tenseur des coefficients élastiques.

Si les déformations subies par un cristal sont réversibles, c'est-à-dire que la forme initiale est recouvrée une fois que les contraintes cessent d'être appliquées, il est par définition élastique. Il faut pour cela des déformations très petites, inférieures à 0,5 % (rappelons que les déformations sont sans dimension). Dans cette zone, il y a linéarité entre contrainte et déformation, tout comme pour un ressort : c'est ce qu'énonce la loi de Hooke. Elle s'exprime tensoriellement de la façon suivante² :

$$\varepsilon_{ij} = S_{ijkl} \sigma_{kl} \quad (B4)$$

(S_{ijkl}) est appelé tenseur des coefficients élastiques (*compliances* en anglais). On peut aussi exprimer la relation linéaire grâce au tenseur inverse : $\sigma_{kl} = C_{ijkl} \varepsilon_{ij}$; dans ce cas (C_{ijkl}) s'appelle tenseur des modules élastiques (*stiffness constants* en anglais).

Parmi les 81 éléments que compte le tenseur (S_{ijkl}) on peut montrer que « seulement » 21 coefficients sont indépendants. Ce nombre se réduit lorsque le cristal a des éléments de symétrie. Ainsi, pour un cristal monoclinique (comme le GdCOB ou l'YCOB), il reste 13 constantes indépendantes (tout de même !) ; pour un cristal hexagonal comme le SYS, il en reste 5 ; pour un cristal cubique comme le YAG ou le GGG il en reste 3. Enfin, pour un matériau isotrope, il n'y en a plus que 2.

À ce propos, on voit qu'il convient de distinguer lorsque l'on parle de tenseurs de rang 4 les matériaux isotropes d'une part, invariants par n'importe quelle rotation autour de n'importe quel axe, et les cristaux cubiques d'autre part. En clair, la première catégorie regroupe tous les solides qui ne sont pas des monocristaux (verres, céramiques...). Par contre, et c'est là une source de confusion possible, les cristaux cubiques et les matériaux isotropes ont en commun la propriété d'être *optiquement isotropes*, c'est-à-dire que leur indice de réfraction est indépendant de la direction de propagation de la lumière.

Pour calculer les contraintes analytiquement, on doit faire l'hypothèse que le milieu est isotrope (voir I.3). Nous détaillons donc ici le formalisme généralement adopté dans ce cas.

Module d'Young et coefficient de Poisson dans les matériaux isotropes

Dans le cas d'un matériau isotrope le tenseur (S_{ijkl}) s'exprime en fonction de deux paramètres seulement, qu'on appelle le module d'Young et le coefficient de Poisson : l'expression du tenseur élastique en fonction de ces deux coefficients peut être trouvée dans [Nye] par exemple. Voyons ce qu'ils signifient physiquement.

² Nous employons ici la notation abrégée d'Einstein qui consiste à omettre les symboles de sommation. Ici il faut donc comprendre : Pour tout i et pour tout j , $\varepsilon_{ij} = \sum_k \sum_l S_{ijkl} \sigma_{kl}$ avec $i, j, k, l = 1, 2, 3$. La contrainte et la déformation étant des tenseurs de rang 2, le tenseur des coefficients élastique est donc un tenseur de rang 4.

Considérons le morceau de solide isotrope de la figure B3. On lui applique une contrainte uniaxiale σ_x . Les axes principaux de contrainte forment alors simplement dans ce cas un trièdre orthogonal dont x est l'un des axes. Le solide subit dans cette direction x une déformation ϵ_x proportionnelle à la contrainte :

$$\epsilon_x = \frac{\sigma_x}{E} \quad (\text{B5})$$

On reconnaît une loi de type ressort, caractéristique de l'élasticité. E , qui est la « raideur » du ressort, c'est précisément le *module d'Young*, ou module d'élasticité longitudinale. Il est toujours positif.

Mais le solide n'étant pas en général totalement compressible, le fait d'appuyer sur une face amène une extension dans les deux directions perpendiculaires : la déformation suivant les axes y et z est égale à

$$\epsilon_{y,z} = -\nu \frac{\sigma_x}{E} \quad (\text{B6})$$

où ν est le coefficient de Poisson. Sa valeur est forcément comprise entre -1 et 0.5. Les coefficients

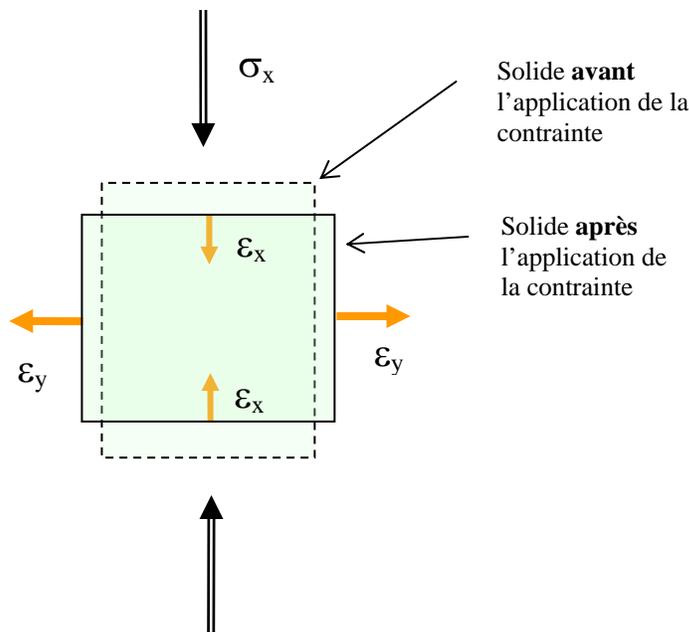


Figure B3 : Relation entre contraintes et déformations dans les matériaux isotropes.

de Poisson négatifs se rencontrent très rarement, et un coefficient égal à 0.5 signifie que le solide est incompressible. En fait, la plupart des matériaux ont un coefficient de Poisson compris entre 0.25 et 0.35. Le YAG ne déroge pas à cette règle puisque sa valeur est 0.3 [Koechner 99].

On peut donc écrire la loi de Hooke dans les matériaux isotropes, exprimée dans le repère des axes principaux de contrainte, en additionnant les petites déformations subies selon les trois axes :

$$\begin{cases} \varepsilon_x = \frac{\sigma_x}{E} - \frac{\nu}{E}(\sigma_y + \sigma_z) \\ \varepsilon_y = \frac{\sigma_y}{E} - \frac{\nu}{E}(\sigma_x + \sigma_z) \\ \varepsilon_z = \frac{\sigma_z}{E} - \frac{\nu}{E}(\sigma_y + \sigma_x) \end{cases} \quad (\text{B7})$$

On peut quelquefois avoir besoin d'écrire ces relations avec un système d'axes quelconques (différents des axes principaux). Dans ce cas ε_{ij} s'écrit :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{E} \left[(1 + \nu)\sigma_{ij} - \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})\delta_{ij} \right] \quad (\text{B8})$$

où δ_{ij} est le symbole de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ si $i=j$ et 0 sinon).

Références :

- S. Timoschenko and J. N. Goodier : *Theory of elasticity*, Mc-Graw-Hill Book Co., New York, 1951.
- J.F. Nye : *Physical properties of crystals*, Clarendon Press, Oxford, 1985.

Annexe B

Calcul des constantes photoélastiques $C_{r, \theta}$ en pompage transverse *et en pompage longitudinal*.

I. Introduction

Les constantes $C_{r, \theta}$ sont définies dans le §I.4.1.2. Elles expriment comment l'indice est modifié en fonction des contraintes thermiques dans le cristal. Elles n'ont un sens en toute rigueur que pour des matériaux optiquement isotropes (verres, cristaux cubiques), et ne sont définies que si l'évolution des contraintes est parabolique. Elles sont très utiles car elles permettent d'évaluer simplement la contribution des contraintes à la lentille thermique, ainsi que l'importance qu'auront les pertes par dépolarisation.

Voici la raison d'être de cette annexe : lorsque Koechner calcule ces constantes pour la première fois en 1970, il ne prend pas en compte le terme de température dans la loi de Hooke généralisée [Koechner 70]. En 1976, Koechner publie un livre devenu une référence dans le domaine des lasers solides (*Solid State Laser engineering*, Springer Verlag ed.) dans lequel il expose ces calculs erronés. Cousins, en 1992 [Cousins 92], relève l'erreur, et indique explicitement à la fin de son article quelles sont les équations, dans l'édition de 1988 du livre de Koechner, qui sont fausses. Mais il ne donne pas alors l'expression des constantes $C_{r, \theta}$ corrigées. Depuis, le livre de Koechner a été réédité à plusieurs reprises (en 1992, 1996 et 1999). Les équations fautives signalées par Cousins ont été effectivement supprimées ou corrigées, mais l'expression des constantes $C_{r, \theta}$ est restée inchangée depuis la première édition.

De plus, et c'est ce qui motive le calcul présenté ici, il apparaît clairement en suivant les étapes du calcul qu'une expression de ces coefficients requiert à un moment donné de faire une hypothèse sur les contraintes. Dans le calcul de Koechner c'est l'approximation des déformations planes qui est utilisée (voir §I.3) : le coefficient obtenu s'applique donc aux barreaux longs et fins, utilisés typiquement en pompage transverse. Mais en pompage longitudinal, où l'on utilise des cristaux plus fins, on sait que c'est l'approximation des contraintes planes qui est plus proche de la réalité : l'expression des coefficients $C_{r, \theta}$ est donc différente dans ce cas. Malgré tout, il s'avère qu'en général ces coefficients sont considérés comme des constantes intrinsèques à un matériau (en l'occurrence le YAG) et sont utilisés dans les deux cas indifféremment.

Cette annexe a donc deux buts : d'une part rétablir l'expression de ces coefficients dans le cadre de l'approximation des déformations planes (celle de Koechner), puis donner leur expression avec l'approximation des contraintes planes. Ces expressions, à notre connaissance, n'ont jamais été publiées.

II. Définitions et équations de base

C'est le tenseur élasto-optique qui relie les indices aux déformations (voir § I.4.1). C'est un tenseur de rang 4 qui contient donc, *a priori*, $3^4 = 81$ termes distincts. En fait, on peut montrer qu'il n'y en a, au pire, que 36 indépendants (cas du cristal triclinique). Cela a amené Nye [Nye 85] à proposer une notation matricielle réduite, qui consiste à représenter ce tenseur sous la forme d'une matrice carrée de 6 x 6 éléments. On trouve donc dans la littérature les coefficients élasto-

optiques sous la forme p_{mn} , avec m et n variant de 1 à 6. Le lien entre (p_{mn}) et (p_{ijkl}) est explicité dans [Nye 85].

Pour les cristaux cubiques, les seuls coefficients non nuls sont p_{11}, p_{12}, p_{44} .

Dans les matériaux optiquement isotropes, les axes principaux de déformation sont donnés par les axes du système de coordonnées cylindriques (radial, tangential, et axial, c'est-à-dire selon z). Or les p_{mn} sont connus dans le YAG dans le système [100] lié au cristal. Il faut donc opérer des changements de repère assez lourds, avant d'arriver aux formules suivantes¹ [Koechner & Rice 70] :

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_r}{\partial \varepsilon_r} &= -\frac{n_0^3}{12} [3p_{11} + 3p_{12} + 6p_{44}] \\ \frac{\partial n_r}{\partial \varepsilon_\theta} &= -\frac{n_0^3}{12} [p_{11} + 5p_{12} - 2p_{44}] \\ \frac{\partial n_r}{\partial \varepsilon_z} &= -\frac{n_0^3}{12} [2p_{11} + 4p_{12} - 4p_{44}]\end{aligned}\tag{B.1}$$

et pour la composante tangentielle de polarisation :

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_\theta}{\partial \varepsilon_r} &= -\frac{n_0^3}{12} [p_{11} + 5p_{12} - 2p_{44}] \\ \frac{\partial n_\theta}{\partial \varepsilon_\theta} &= -\frac{n_0^3}{12} [3p_{11} + 3p_{12} + 6p_{44}] \\ \frac{\partial n_\theta}{\partial \varepsilon_z} &= -\frac{n_0^3}{12} [2p_{11} + 4p_{12} - 4p_{44}]\end{aligned}\tag{B.2}$$

avec, pour le YAG :

$$\begin{aligned}p_{11} &= -0.029 \\ p_{22} &= +0.0091 \\ p_{44} &= -0.0615.\end{aligned}$$

Il reste ensuite à connaître les déformations pour calculer l'indice. Elles sont reliées aux contraintes par la loi de Hooke généralisée, exposée au § I.3.2.

Que ce soit dans le cadre de l'approximation des déformations planes, ou dans celui de l'approximation des contraintes planes, les axes principaux sont toujours radiaux, tangentiels, et axiaux. Cette loi de Hooke s'écrit donc :

¹ Très récemment (lors de la conférence *Advanced Solid State Lasers* 2002), il a été relevé que ces expressions ne sont en fait valides que pour un cristal de YAG dans lequel la propagation s'effectue parallèlement à l'axe [111] qui est l'axe de croissance. Ces auteurs (Shoji et al. [Shoji 02]) rapportent en particulier que la biréfringence induite est plus faible si d'autres directions cristallographiques sont adoptées.

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_r &= \frac{1}{E} [\sigma_r - \nu(\sigma_\theta + \sigma_{\tilde{z}})] + \alpha_T (T - T_c) \\
 \varepsilon_\theta &= \frac{1}{E} [\sigma_\theta - \nu(\sigma_r + \sigma_{\tilde{z}})] + \alpha_T (T - T_c) \\
 \varepsilon_{\tilde{z}} &= \frac{1}{E} [\sigma_{\tilde{z}} - \nu(\sigma_\theta + \sigma_r)] + \alpha_T (T - T_c)
 \end{aligned}
 \tag{B.3}$$

III. Calcul des coefficients $C_{r,\theta}$ dans le cadre de l'approximation des déformations planes (cas de Koechner)

Ce calcul s'applique aux fins barreaux longs, elle est donc plutôt adaptée au pompage transverse. Les hypothèses retenues sont celles d'un barreau pompé de façon homogène (voir §I.2.2.). Nous ne nous intéressons qu'à la dépendance en r de tous les termes (contraintes, température), puisque les constantes ne font que rajouter un déphasage constant sur le faisceau et n'altèrent donc pas son profil de phase.

En posant $S = \frac{\alpha_T E}{16K_c(1-\nu)}$ et $Q = \frac{\eta_b P_{abs}}{\pi r_0^2 L}$, les contraintes dans le cadre de l'approximation des déformations planes sont données par [Koechner 99] :

$$\begin{aligned}
 \sigma_r(r) &= QSr^2 + cte. \\
 \sigma_\theta(r) &= 3QSr^2 + cte \\
 \sigma_{\tilde{z}}(r) &= 4QSr^2 + cte
 \end{aligned}
 \tag{B.4}$$

et dans ce cas la température vaut simplement :

$$T(r) = -\frac{Q}{4K_c} r^2 + cte.
 \tag{B.5}$$

Appliquons maintenant la loi de Hooke généralisée (B3). En omettant les constantes, on obtient :

$$\varepsilon_{\tilde{z}} = \frac{1}{E} [\sigma_{\tilde{z}} - \nu(\sigma_\theta + \sigma_r)] + \alpha_T T = \left[\frac{QS}{E} 4(1-\nu) - \frac{\alpha_T Q}{4K_c} \right] r^2 = Q \left[\frac{\alpha_T}{4K_c} - \frac{\alpha_T}{4K_c} \right] r^2 = 0
 \tag{B.6}$$

ce qui est normal puisque les expressions (B.4) sont établies avec l'hypothèse des déformations planes. Nous avons également :

$$\varepsilon_r = \frac{1}{E} [\sigma_r - \nu(\sigma_\theta + \sigma_{\tilde{z}})] + \alpha_T T = \left[\frac{QS}{E} (1-7\nu) - \frac{\alpha_T Q}{4K_c} \right] r^2 = -3 \frac{1+\nu}{E} QSr^2
 \tag{B.7}$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{1}{E} [\sigma_\theta - \nu(\sigma_r + \sigma_{\tilde{z}})] + \alpha_T T = \left[\frac{QS}{E} (3-5\nu) - \frac{\alpha_T Q}{4K_c} \right] r^2 = -\frac{1+\nu}{E} QSr^2
 \tag{B.8}$$

La variation d'indice radial est reliée aux déformations par la simple relation :

$$\Delta n_r = \frac{\partial n_r}{\partial \varepsilon_r} \varepsilon_r + \frac{\partial n_r}{\partial \varepsilon_\theta} \varepsilon_\theta + \frac{\partial n_r}{\partial \varepsilon_{\tilde{x}}} \varepsilon_{\tilde{x}} \quad (\text{B.9.})$$

et les $\frac{\partial n_i}{\partial \varepsilon_j}$ sont donnés par (B1) et (B2).

On peut donc écrire, en suivant Koechner, les variations d'indice sous la forme :

$$\Delta n_{r,\theta} = -\frac{1}{2} n_0^3 \frac{\alpha_T Q}{K_c} C_{r,\theta} r^2 \quad (\text{B.10.})$$

Avec :

$$C_r = \frac{(1+\nu)(5p_{11} + 7p_{12} + 8p_{44})}{48(\nu-1)} \quad (\text{B.11.})$$

$$C_\theta = \frac{(1+\nu)(p_{11} + 3p_{12})}{16(\nu-1)} \quad (\text{B.12.})$$

A.N. : On trouve $C_r = + 0.020$ et $C_\theta = + 1.77 \cdot 10^{-4}$. Les valeurs que trouvent Koechner sont : $C_r = 0.017$ et $C_\theta = -0.0025$ (en prenant les mêmes valeurs pour les p_{mn} et la même valeur du coefficient de Poisson : $\nu = 0.25$).

L'erreur faite par Koechner est donc de l'ordre de 20%. Il faut savoir que ces calculs ont été cités et exploités à maintes reprises pour les problèmes de dépolarisation dans le YAG dopé au néodyme. Or pour les pertes par dépolarisation, c'est la différence entre ces deux coefficients qui intervient [Koechner 99]. On a coutume d'utiliser le paramètre C_B défini par :

$$C_B = \frac{1}{2}(C_\theta - C_r) \quad (\text{B.13.})$$

Avec les valeurs (B11) et (B12), on trouve :

$$C_B = \frac{1+\nu}{48(1-\nu)}(p_{11} - p_{12} + 4p_{44}) \quad (\text{B.14.})$$

Ce qui est exactement la formule trouvée par Koechner à partir d'autres expressions de C_r et C_θ ! Cela explique que l'erreur soit passée totalement inaperçue.

Par contre, la moyenne des coefficients C_r et C_θ , qui gère la contribution des contraintes à la lentille thermique, vaut :

$$\frac{C_r + C_\theta}{2} = +0.01$$

Cette moyenne est sous-évaluée de 30 % par le calcul de Koechner.

IV. Calcul des coefficients $C_{r,\theta}$ dans le cadre de l'approximation des contraintes planes (cas du pompage longitudinal par diode)

L'approximation des déformations planes nous concerne peu puisqu'on n'utilise pas de longs barreaux fins en pompage longitudinal. C'est donc une expression de ces coefficients démontrée avec l'approximation des *contraintes planes* (voir § I.3.2.3) qui nous intéresse davantage, et c'est ce que nous nous proposons d'établir maintenant. Rappelons que ces expressions ne sont valables rigoureusement que pour les disques minces.

Nous nous plaçons dans le cas décrit au § I.3.2.4, en raisonnant sur les contraintes et la température intégrées sur la longueur du cristal, en considérant que le faisceau de pompe a un rayon fixe w_p .

Nous posons :

$$Q' = \frac{\eta_h P_{abs}}{\pi w_p^2} \quad \text{et} \quad S' = \frac{\alpha_T E}{16K_c}$$

D'après les résultats exposés au § I.2.3 et § I.3.2., on a, toujours en ne considérant que les termes dépendant de r :

$$T(r) = -\frac{Q'}{4K_c} r^2 + cte. \quad (B.15.)$$

et :

$$\begin{aligned} \sigma_r(r) &= Q' S' r^2 + Cte \\ \sigma_\theta(r) &= 3Q' S' r^2 + Cte \\ \sigma_z(r) &= 0 \quad (\text{hyp. des contraintes planes}) \end{aligned} \quad (B.16.)$$

En appliquant les relations (B.3) il vient :

$$\begin{aligned} \varepsilon_r &= -3 \frac{1+\nu}{E} Q' S' r^2 \\ \varepsilon_\theta &= -\frac{1+\nu}{E} Q' S' r^2 \\ \varepsilon_z &= -4 \frac{1+\nu}{E} Q' S' r^2 \end{aligned} \quad (B.17.)$$

En définissant, par analogie avec (B.10.), l'écart d'indice par :

$$\Delta n_{r,0} = -\frac{1}{2} n_0^3 \frac{\alpha_T Q'}{K_c} C_{r,0} r^2$$

il vient, en utilisant les équations (B1), (B2), et (B9) :

$$C_r = \frac{-(1+\nu)(9p_{11} + 15p_{12})}{48} \quad (\text{B.18.})$$

$$C_\theta = \frac{-(1+\nu)(7p_{11} + 17p_{12} - 8p_{44})}{48} \quad (\text{B.19.})$$

A.N. : pour le YAG nous avons : $C_r = + 0.0032$ et $C_\theta = - 0.011$.

On constate que le coefficient tangentiel a un signe opposé par rapport au même coefficient en pompage transverse, ce qui signifie que l'ellipsoïde des indices ne se modifie pas dans le même sens : en un point donné du cristal, l'indice radial est plus petit que n_0 , comme c'était le cas aussi en pompage transverse, alors que l'indice tangentiel, lui, devient plus grand que n_0 .

Pour ce qui est du terme donnant la biréfringence, il vaut :

$$C_B = \frac{1+\nu}{48}(p_{11} - p_{12} + 4p_{44}) \quad (\text{B.20.})$$

Il y a donc un facteur $1-\nu$ ($=0.75$) de différence avec l'expression adaptée au pompage transverse, ce qui peut être considéré comme un écart négligeable (et de plus, certainement dans la barre d'erreur de mesure des coefficients élasto-optiques ou du coefficient de Poisson).

Par contre, la valeur moyenne qui intervient dans l'expression de la lentille thermique vaut :

$$\frac{C_r + C_\theta}{2} = - 0.0039$$

Cela signifie que, contrairement au cas du pompage transverse, les contraintes thermiques amènent une lentille divergente.

Annexe C

Estimation des effets de lentille de population et de lentille de saturation dans les cristaux dopés à l'ytterbium, par l'application des relations de Kramers-Kronig.

Introduction

Les relations de Kramers-Kronig [Saleh & Teich] relient de façon très générale l'absorption et la dispersion.

La présence d'un pic d'absorption autour de 980 nm dans les matériaux dopés à l'ytterbium va donc provoquer une variation d'indice assez brusque et de faible amplitude dans ce domaine spectral, qui vient se superposer à la dispersion chromatique usuelle (qui est quant à elle liée à l'absorption intense dans l'ultra-violet), comme le montre schématiquement la figure C.1 :

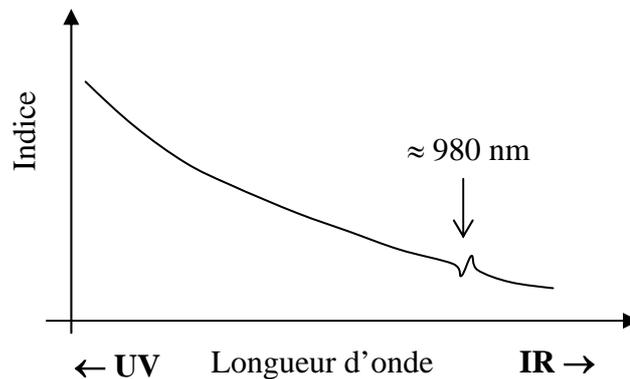


Figure C. 1 : allure de l'indice en fonction de la longueur d'onde dans les matériaux dopés ytterbium.

Nous nous proposons dans cette annexe de quantifier ces effets et d'examiner, lorsque le pompage s'effectue par diode fibrée, quels sont les effets de lentille d'origine non thermique auxquels on peut s'attendre, et quel est leur ordre de grandeur. Nous ferons ces calculs pour deux matériaux que nous avons étudiés : le GdCOB et le BOYS.

Les notations utilisées dans cette annexe sont à peu de choses près celles employées dans la première partie. Rappelons-les :

- $\sigma_g(\lambda)$: section efficace de gain à la longueur d'onde λ ;
- $\sigma_{em}(\lambda)$: section efficace d'émission stimulée à la longueur d'onde λ ;
- $\sigma_{abs}(\lambda)$: section efficace d'absorption à la longueur d'onde λ ;
- N_{dopant} : nombre total d'ions ytterbium par unité de volume ;
- $\beta = N_2 / N_{dopant}$ rapport du nombre N_2 d'ions portés dans le multiplet excité sur le nombre d'ions total. Pour les matériaux dopés à l'ytterbium, nous avons montré au § I.2.2 (première

partie) que β vérifiait l'inégalité $0 \leq \beta \leq \beta_{max} = \beta_{min}(\lambda_p) \approx 0.5$: nous ne représenterons donc les variations d'indice que pour des β variant de 0 à 0.5.

- $\Delta n(\lambda)$: écart d'indice par rapport à la valeur moyenne donnée par la courbe de dispersion (voir fig. C.1) ;
- w_l : rayon ($\hat{a} 1/e^2$) du profil d'intensité du mode laser fondamental ;
- L : longueur du cristal ;
- $\Delta\beta = \beta(r=0) - \beta(r=w_l)$ écart d'inversion entre le centre ($r=0$) et le bord de la zone pompée ;
- $\langle f \rangle = \int_0^L f(z) dz$ intégrale de la fonction f selon z abscisse dans le cristal ;
- I_p : intensité de pompe (profil supposé *top hat*) ;
- I : intensité laser intracavité au centre du faisceau (en $r=0$) ;
- $\sigma_{abs}(\lambda_p)$: section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe ;
- $\sigma_{em}(\lambda_p)$: section efficace d'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe ;
- λ_l : longueur d'onde d'oscillation laser obtenue expérimentalement ;
- T : transmission optimale du coupleur de sortie (déterminé expérimentalement) ;
- τ_{rad} : temps de vie radiatif ;

Calcul de la variation d'indice en fonction du taux d'inversion de population

L'indice de réfraction est directement lié à la partie réelle de la susceptibilité linéaire du matériau, qui elle-même dépend des populations des différents niveaux énergétiques du matériau (d'après un traitement quantique [Dettwiller]). La partie imaginaire de la susceptibilité complexe s'exprime, quant à elle, en fonction du gain par unité de longueur, qui est lui bien sûr fonction du taux d'inversion de population. Ce que les relations de Kramers-Kronig relient entre elles, ce sont précisément la partie réelle et la partie imaginaire de la susceptibilité. Avec donc pour conséquence que *l'indice devient dépendant du taux β d'inversion de population*¹.

Le gain linéique est relié aux sections efficaces par :

$$g(\lambda) = N_{dopant} \sigma_g(\lambda) = N_{dopant} (\beta \sigma_{em}(\lambda) - (1 - \beta) \sigma_{abs}(\lambda)) \quad (C.1)$$

L'application des relations de Kramers-Kronig donne l'écart à l'indice moyen :

$$\Delta n(\lambda) = \frac{1}{2\pi^2} V.P. \int_0^\infty \frac{g(\lambda')}{(\lambda'/\lambda)^2 - 1} d\lambda' \quad (C.2)$$

où V.P. désigne la valeur principale au sens de Cauchy². Nous avons effectué numériquement l'intégration sur le domaine [850 ; 1150 nm]. Les résultats sont reportés figure C.2 (pour le

¹ Les relations de Kramers-Kronig se démontrent avec comme seules hypothèses la causalité et la *linéarité* de la polarisation en fonction du champ électrique : elles ne sont donc *a priori* pas valides lorsque l'absorption est saturée ou lorsqu'il y a du gain. Cela dit leur utilisation dans ce cas est très répandue et n'a jamais été mise en défaut [Alouini 01].

² par définition la valeur principale d'une intégrale non définie au point a est :

$V.P. \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(\int_{-\infty}^{a-\varepsilon} f(x) dx + \int_{a+\varepsilon}^{+\infty} f(x) dx \right)$; quand l'intégration est numérique cela consiste simplement à omettre le point singulier a .

GdCOB) et figure C.3 (pour le BOYS). Pour plus de lisibilité nous avons également représenté en fonction de la longueur d'onde la section efficace de gain pour différentes valeurs de l'inversion.

Nous remarquons que :

- La variation d'indice est nulle lorsque l'absorption est maximale : c'est ce que l'on observe dans le cas du GdCOB par exemple aux positions des deux pics d'absorption à 902 et 976 nm : cela est conforme à l'idée généralement admise selon laquelle la courbe d'indice est proportionnelle à la dérivée de la courbe d'absorption³ ;
- On ne peut pas dire, en revanche, que la variation d'indice s'annule au maximum de la courbe d'émission : on le voit bien avec le BOYS par exemple, où le maximum de la courbe d'émission correspond à une longueur d'onde (1010 nm) où il y a encore une absorption non négligeable : dans ce cas la variation d'indice liée à l'absorption à 975 nm est encore sensible ;
- En l'absence d'inversion ($\beta=0$), la variation d'indice est positive à droite du pic (aux longueurs d'onde laser) et négative à gauche ; cela se complique quand l'inversion de population augmente ;
- Les effets en termes de variations absolues d'indice *sont extrêmement faibles* : au maximum $3 \cdot 10^{-5}$ pour une longueur d'onde très proche de la longueur d'onde de pompe, et moins de 10^{-5} pour les longueurs d'onde d'oscillation laser typiques. C'est donc un effet qui, dans la plupart des cas, peut être totalement négligé.

Nous avons vu (§ III.1) que la lentille thermique dépendait de l'indice de réfraction. A ce propos, nous avons montré que la *dispersion chromatique* (la dispersion « usuelle ») entre 660 nm — la longueur d'onde de la sonde — et 1 micron — la longueur d'onde laser — a un effet négligeable sur la lentille thermique, alors que la variation d'indice correspondante est de l'ordre de 10^{-2} . On voit donc ici qu'avec un décalage absolu de seulement 10^{-5} , l'effet de population que l'on vient de calculer a une influence absolument négligeable sur la lentille thermique.

³ C'est rigoureusement vrai lorsque le profil d'absorption est lorentzien mais ce n'est pas vrai dans le cas général.

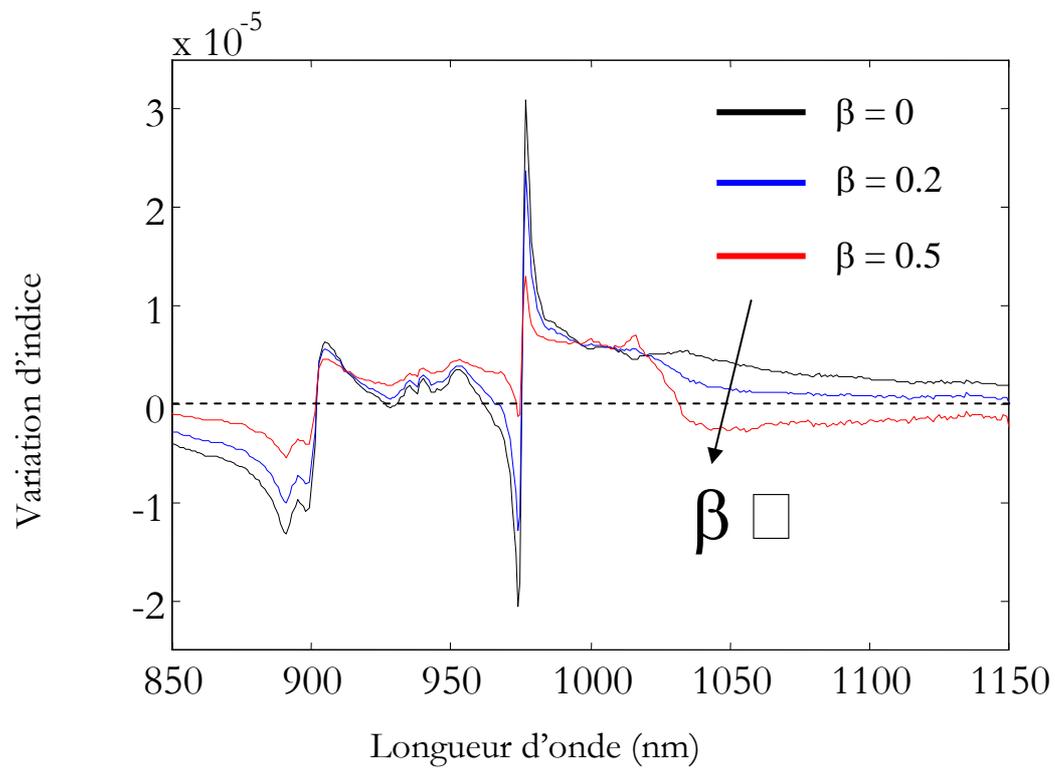
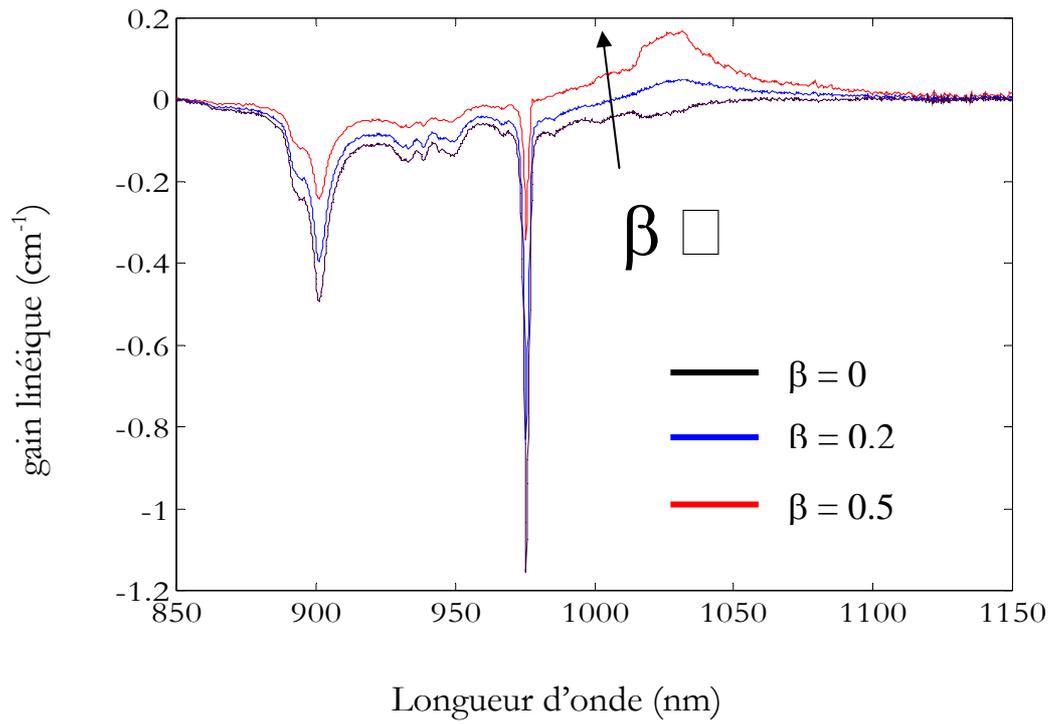


Figure C.2 : Variation du gain et de l'indice en fonction de la longueur d'onde et du taux d'inversion de population β dans le *GdCOB* (dopage 15% : $N_{\text{dopant}} = 6.6 \cdot 10^{20} \text{ at/cm}^3$)

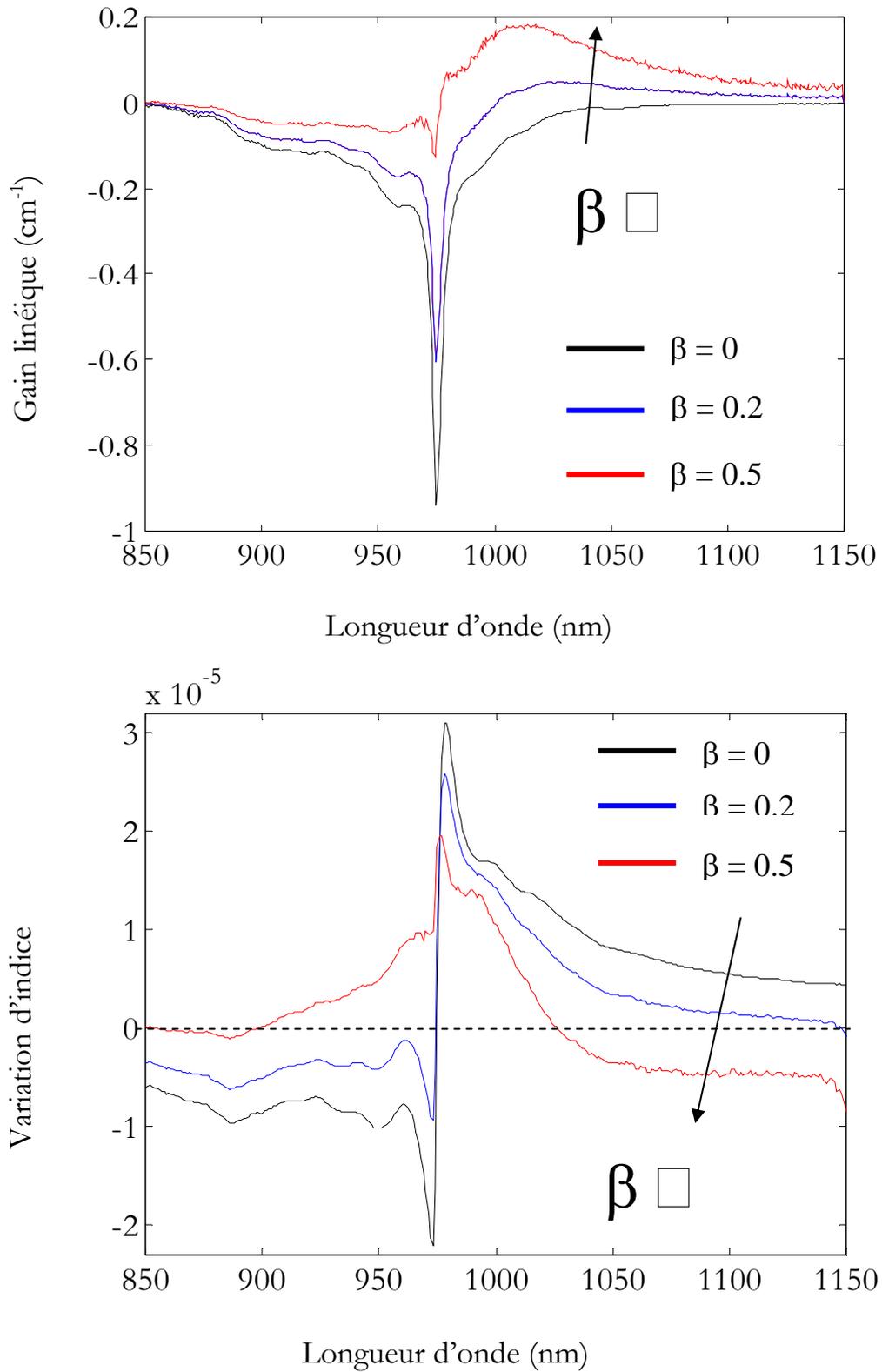


Figure C.3 : Variation du gain et de l'indice en fonction de la longueur d'onde et du taux d'inversion de population β dans le **BOYS** (dopage 20% : $N_{\text{dopant}} = 9.6 \cdot 10^{20}$ at/cm³)

Effets de lentille de population, de lentille de saturation

Si la lentille thermique ne se trouve pas modifiée, cela ne veut pas dire qu'il n'y a pas de lentille d'origine non thermique. Pour un taux d'inversion constant, la variation d'indice précédemment calculée n'a pour effet que de déphaser l'ensemble du faisceau en bloc et n'ajoute donc aucune distorsion de phase. Il apparaîtra en revanche une lentille (une déformation du profil de phase du faisceau laser) s'il existe une différence d'inversion $\Delta\beta$ entre le centre et le bord de la zone pompée. Il est d'usage de faire la distinction entre deux types de lentilles :

- *la lentille de population* : si le profil spatial du faisceau de pompe n'est pas homogène mais par exemple gaussien, l'inversion est plus grande au centre qu'au bord : aux longueurs d'onde laser (supérieures à la longueur d'onde de pompe), l'indice est donc plus faible au centre qu'au bord : **cela se traduit par une lentille divergente de population**. En revanche, si le profil est plat (« top hat »), cette lentille est nulle. Puisque nous avons pris cette hypothèse pour le profil de la diode fibrée de pompe utilisée (voir encadré du § I.2), nous négligeons cette lentille.
- *la lentille de saturation du gain* : Le faisceau de cavité est lui toujours inhomogène spatialement, et dans la majorité des cas gaussien si c'est le mode fondamental qui oscille. Il va donc « creuser » le profil d'inversion au centre de la zone de gain : en suivant le même raisonnement que pour la lentille de population, **il existe donc une lentille convergente de saturation du gain**. On voit que ces effets sont plus importants en cas de pompage avec un profil top hat car si le pompage est gaussien, les deux lentilles de population et de saturation tendent à se compenser.

Il reste donc à évaluer dans notre cas le $\Delta\beta$ entre le centre et le bord lié à la saturation du gain.

Calcul de la lentille de saturation pour le GdCOB et le BOYS

Le traitement complet requiert le calcul de la différence d'inversion $\Delta\beta = \beta(r=0) - \beta(r=w_l)$ pour chaque tranche dz du cristal, ce qui nécessite le calcul préalable de l'intensité laser intracavité, puis une intégration sur toute l'épaisseur. Le calcul est analogue à celui que nous avons mené pour déterminer la lentille thermique. Nous pouvons faire intervenir la valeur moyenne effectuée sur z pour obtenir l'expression de la puissance dioptrique :

$$D = \frac{1}{f} = \frac{2}{w_l^2} \langle \Delta n(r=0) - \Delta n(r=w_l) \rangle \quad (\text{C.3})$$

et la variation d'indice entre centre et bord $\Delta n(r=0) - \Delta n(r=w_l)$ est calculée en fonction du $\Delta\beta$ d'après l'équation (D.2). Pour simplifier l'écriture, il est intéressant de remarquer que l'équation (D.2) est une fonction linéaire de β et peut s'écrire :

$$\Delta n(\lambda) = A(\lambda) \times \beta + B(\lambda) \quad (\text{C.4})$$

avec

$$A(\lambda) = \frac{1}{2\pi^2} \text{V.P.} \int_0^{+\infty} \frac{\sigma_{\text{em}}(\lambda') + \sigma_{\text{abs}}(\lambda')}{(\lambda'/\lambda)^2 - 1} d\lambda' \quad (\text{C.5})$$

Il vient donc :

$$\Delta n(r=0) - \Delta n(r=w_l) = A(\lambda) \times \Delta\beta$$

d'où l'on peut déduire la puissance dioptrique de la lentille :

$$D = \frac{1}{f} = \frac{2}{w_l^2} A(\lambda) \langle \Delta\beta \rangle \quad (\text{C.6})$$

Cette formule est générale, et donne la focale de la lentille de population et de saturation, la distinction entre les deux ne se faisant que lors du calcul de $\langle \Delta\beta \rangle$. C'est donc le terme $A(\lambda)$ qui renseigne sur l'importance des effets de lentille de population/saturation en fonction de la longueur d'onde d'oscillation, et non pas l'indice $n(\lambda)$ calculé auparavant. L'allure de la courbe $A(\lambda)$ est reproduite à la figure 4 pour le GdCOB et le BOYS. On constate que la lentille dépend plus fortement de la longueur d'onde laser pour le GdCOB, jusqu'à s'annuler complètement à 1020 nm.

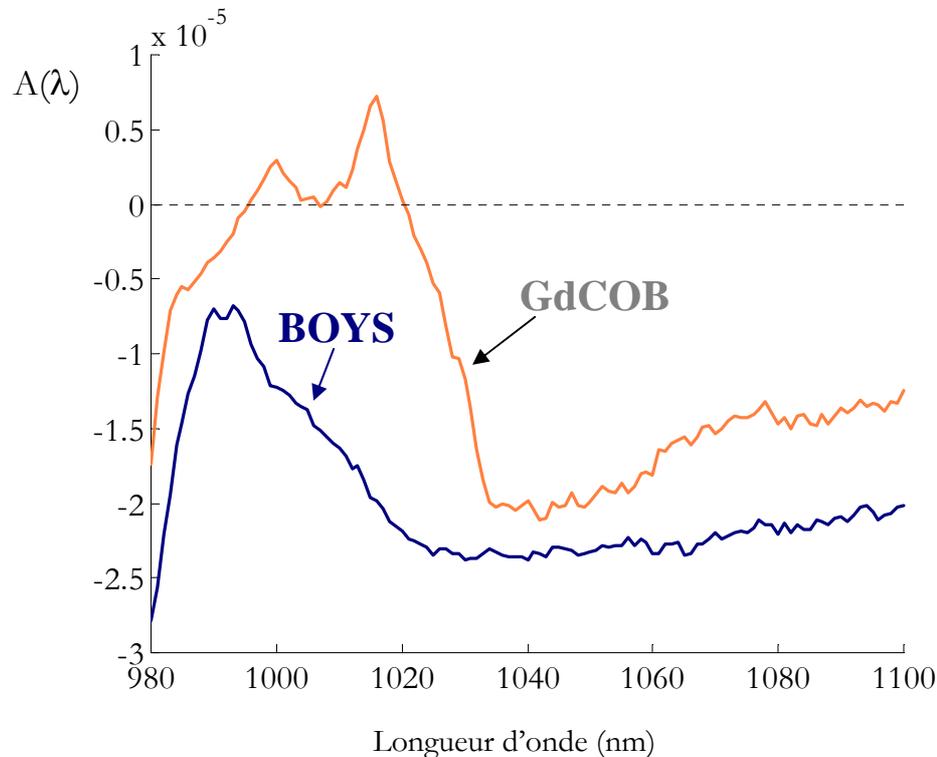


Fig. C.4 : évolution de $A(\lambda)$ pour le BOYS et le GdCOB

Estimation de $\langle \Delta\beta \rangle$ et ordre de grandeur de la focale

Le point le plus délicat reste bien sûr l'estimation de $\langle \Delta\beta \rangle$, qui dépend de la configuration de pompage utilisée. Nous partons de l'expression de β dans les systèmes laser quasi-trois niveaux (voir encadré « Notations et équations de base des systèmes laser à quasi-trois niveaux », première partie, § I.2.1) :

$$\beta = \frac{\sigma_{abs}(\lambda_p)I_p + \sigma_{abs}(\lambda_l)I}{(\sigma_{em}(\lambda_p) + \sigma_{abs}(\lambda_p))I_p + (\sigma_{em}(\lambda_l) + \sigma_{abs}(\lambda_l))I + \frac{1}{\tau}} \quad (C.7)$$

La divergence du faisceau laser est négligeable à l'intérieur du cristal (puisque son paramètre M^2 est dans tous les cas proche de 1), et les effets de *hole burning* spatial sont négligés : par conséquent l'intensité intracavité I ne dépend que de la coordonnée radiale r .

$I(r)$ s'écrit :

$$I(r) = (2 - T) \frac{2P_{laser}\lambda_l}{T \times hc \times \pi w_l^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{w_l^2}\right) \quad (C. 8)$$

P_{laser} désigne la puissance de sortie à la longueur d'onde λ_l .

Nous pouvons donc obtenir une formule littérale donnant la puissance dioptrique de la lentille de population/saturation en fonction de la longueur d'onde laser λ_l :

$$D = \frac{2}{w_l^2} A(\lambda_l) \int_0^L \left[\frac{\sigma_{abs}(\lambda_p)I_p(0,z) + \sigma_{abs}(\lambda_l)I(0)}{(\sigma_{em}(\lambda_p) + \sigma_{abs}(\lambda_p))I_p(0,z) + (\sigma_{em}(\lambda_l) + \sigma_{abs}(\lambda_l))I(0) + \frac{1}{\tau}} \right] - \left[\frac{\sigma_{abs}(\lambda_p)I_p(w_l,z) + \sigma_{abs}(\lambda_l)I(w_l)}{(\sigma_{em}(\lambda_p) + \sigma_{abs}(\lambda_p))I_p(w_l,z) + (\sigma_{em}(\lambda_l) + \sigma_{abs}(\lambda_l))I(w_l) + \frac{1}{\tau}} \right] dz \quad (C.9)$$

Cette formule peut s'appliquer y compris aux matériaux laser à quatre niveaux, et de nombreux raffinements peuvent être pris en compte (comme la divergence de la pompe dans le cristal, la saturation de l'absorption, ce que nous avons fait pour le calcul de la lentille thermique...). Mais ce qui nous intéresse ici, c'est un ordre de grandeur.

Nous simplifions donc au maximum, en considérant que l'écart d'inversion $\Delta\beta$ est *constant* dans le matériau (le long de l'abscisse z) : en prenant les valeurs typiques qui correspondent aux expériences du § IV de la seconde partie (à savoir $w_p = w_l = 100 \mu\text{m}$, $P_{pompe} = 15 \text{ W}$, $P_{laser} = 3 \text{ W}$), on aboutit à une valeur moyenne de 0.2 pour la différence d'inversion $\Delta\beta(z = 0)$ sur la face d'entrée du cristal, pour le GdCOB comme pour le BOYS. D'où l'expression approchée de la puissance dioptrique de la lentille de saturation :

$$D_{sat} \approx \frac{2}{w_l^2} A(\lambda) \times \Delta\beta(z = 0) \times L_{eff}$$

où L_{eff} est une longueur « effective » qui est plus petite que la longueur réelle du cristal, assimilable à une longueur d'absorption, qui permet de compenser la surestimation du $\langle \Delta\beta \rangle$ liée au fait qu'on l'a considéré comme constant dans le cristal.

On voit sur la figure C.4 que $A(\lambda) \approx 2 \cdot 10^{-5}$ aux longueurs d'onde typiques d'oscillation laser. Avec $\Delta\beta \approx 0.2$ et $L_{eff} \approx 10^{-3} \text{ m}$, il vient :

$$D_{\text{sat}} \approx 1 \text{ m}^{-1}$$

On voit que le $\Delta\beta$ ne pouvant pas dépasser 0.5 dans un matériau dopé à l'ytterbium pompé sur la raie à zéro phonon (voir encadré sur la comparaison entre un matériau dopé Yb et un absorbant saturable, § I.2) cette puissance dioptrique est relativement indépendante de la puissance de pompe, et reste en tous cas toujours de cet ordre de grandeur.

Bien sûr, cette puissance dioptrique dépend de façon très sensible de la taille de la zone pompée. C'est pourquoi il est plus pertinent de donner l'écart de phase entre le centre et le bord de la pupille : il est de l'ordre de

$$\Delta_{\text{Kramers-Kronig}} \approx \frac{\lambda}{200}$$

Conclusion

Nous avons estimé la focale de la lentille de saturation pour le GdCOB et le BOYS en pompage longitudinal par diode fibrée. Dans ce cas, la lentille de population est nulle et seul l'effet de saturation spatial du gain apporte un effet de lentille sur le faisceau de cavité. Au terme d'un calcul qui prend en compte les spectres réels d'émission et d'absorption nous avons montré que la focale de la lentille associée est *de l'ordre du mètre* pour une zone pompée de 100 μm de rayon, ce qui correspond à une distorsion de phase maximale (entre le centre et la périphérie de la zone pompée) qui est de l'ordre de $\lambda/200$.

Cette valeur de puissance dioptrique est en moyenne *un ordre de grandeur inférieure à celles des lentilles thermiques* que nous avons mesurées dans les mêmes conditions (qui valent généralement plusieurs dizaines de m^{-1}). Ces puissances dioptriques ne sont donc pas à considérer comme étant nulles (puisque les focales sont de l'ordre de quelques dizaines de centimètres) mais ont des valeurs suffisamment faibles pour être négligées devant les puissances dioptriques associées aux effets thermiques.

L'influence de focales aussi longues sur des cavités généralement plus courtes que cela ne peut, de plus, être conséquent que si l'on est sensible à des effets particulièrement fins.

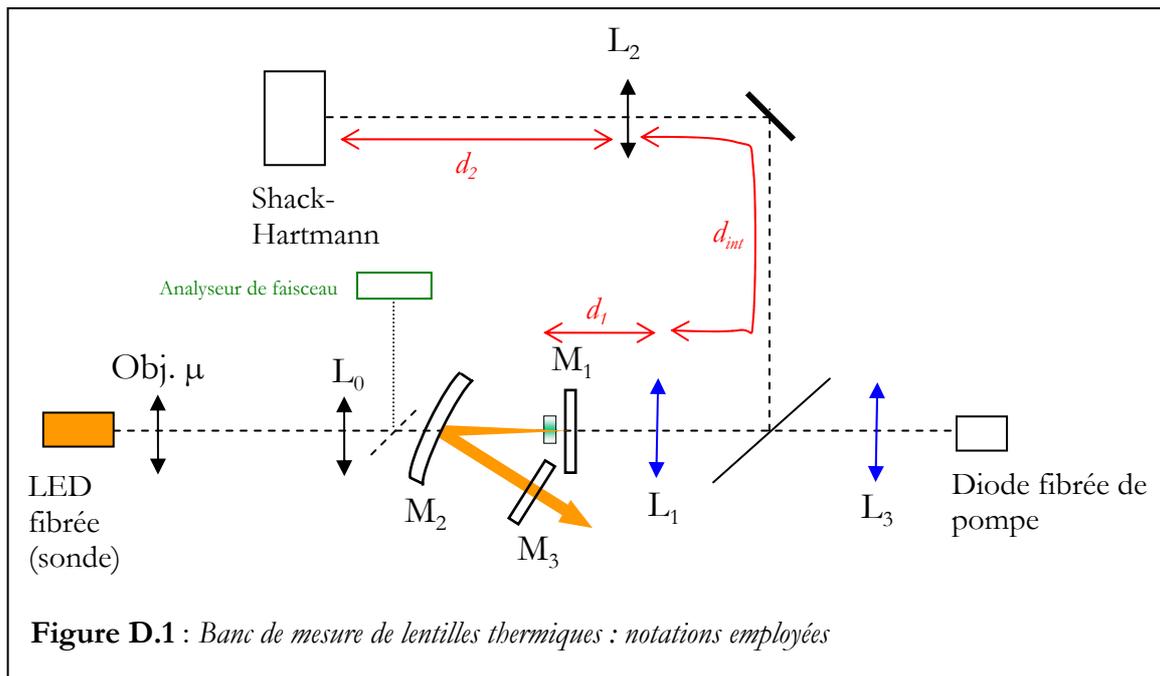
Annexe D

Mise en œuvre pratique du banc de mesure de lentilles thermiques : procédure d'alignement et utilisation de l'analyseur de front d'onde.

Cette annexe vise à présenter d'un point de vue pratique la mise en œuvre du banc de mesure : elle propose une procédure de réglage et précise les différents paramètres qui ont été retenus pour obtenir les résultats présentés dans le § IV de la seconde partie. Elle s'adresse essentiellement à qui voudrait reproduire la même manipulation.

I. Procédure de réglage

Nous proposons ici une procédure de réglage, à titre indicatif. Les notations sont rappelées sur la figure D.1. Pour plus d'informations relatives à ce schéma, le lecteur est prié de se reporter au § III.3.



1. *premier alignement du « banc de sonde »* (qui va de la LED fibrée jusqu'au cristal) : cette étape consiste à aligner l'objectif de microscope (Obj. μ) et la lentille L_0 selon une procédure classique (grâce à un petit trou centré capable de se déplacer le long d'un rail).

2. *Préparation d'un faisceau de sonde ayant les propriétés requises :*

On place un miroir à une incidence de 45° devant le ménisque M_2 de repli de la cavité et un analyseur de faisceau (voir §III.2.1) pour qu'il se trouve à la même distance de la lentille L_0 que le cristal (voir fig. III.3.1).

On règle alors la collimation du faisceau de sonde pour que ce dernier ait la taille requise au niveau du cristal ($220 \mu\text{m}$). Comme on l'a vu au § III.5.2.2. (« incertitudes systématiques ») le positionnement du cristal au niveau du *waist* du faisceau de sonde n'est pas critique.

3. *alignement des doublets et des miroirs de la cavité :*

On se sert du faisceau de sonde ainsi réglé à la bonne hauteur pour

- aligner grossièrement les doublets L_1 et L_3 de la ligne de pompe (en s'assurant que le faisceau de sonde vient se focaliser dans la fibre multimode de laquelle sort le faisceau de pompe) ;
- faire un préalignement des miroirs de la cavité grâce aux multiples réflexions parasites du faisceau rouge sur les miroirs. Ce préalignement permet de nous assurer que la cavité sera bien optimisée avec des faisceaux situés dans un plan horizontal.

4. *Alignement de la cavité laser.*

On optimise la cavité laser en suivant la démarche habituelle. C'est notamment le moment de fixer la distance d_1 entre L_1 et le cristal, en s'étant assuré au préalable que le faisceau de pompe est très bien collimaté entre les deux doublets. La focalisation de la pompe dans le cristal, régie par le doublet L_1 , est donc fixée et ne doit plus être retouchée.

5. *Superposition des faisceaux de sonde et de pompe :*

- Puisque la pompe est visible à l'intérieur du cristal par l'intermédiaire du phénomène de luminescence coopérative qui génère une lumière verte, on effectue une première superposition grossière à l'oeil, en regardant directement le cristal ;
- En plaçant un écran blanc à plusieurs endroits entre la lame de verre et l'analyseur de front d'onde, on superpose le faisceau rouge issu de la LED avec la tache verte correspondant à la fluorescence coopérative (la tache verte est bien visible dans le noir, et surtout pour les cristaux bien absorbants) ;
- Puisque la cavité laser est optimisée, on s'aide également du faisceau laser, dont une fraction infime mais suffisante s'échappe par le miroir dichroïque M_1 d'entrée.

Pour ces réglages, on peut jouer à la fois sur le positionnement de la lentille L_0 , ainsi que sur les doublets L_1 et L_3 de la ligne de pompe. En parallèle, il faut veiller à ce que la cavité soit toujours optimisée en retouchant si nécessaire les miroirs de la cavité (M_1 , M_2 et M_3).

Les trois taches (sonde, fluorescence et laser) doivent être superposées en tout point.

6. *Réglage du système afocal d'imagerie du cristal sur le Shack-Hartmann*

- *réglage de l'imagerie* : Ceci consiste à fixer la distance d_1 égale à f_1 , et la distance d_2 égale à f_2 . Pour le premier, on a vu que c'est le réglage de la cavité qui permet un positionnement précis du cristal à la bonne distance du doublet L_1 . Pour ce qui est de la distance d_2 , on peut ici faire l'image du cristal en l'éclairant de côté par une source de lumière blanche puissante. Néanmoins, en raison de la grande focale de la lentille L_2 de focale f_2 (600 mm) et du rôle de diaphragme que joue le miroir de repli, la profondeur de champ associée est de l'ordre de quelques centimètres. Il s'avère donc en fait plus simple de positionner le Shack-Hartmann en utilisant une simple règle graduée (voir justification au §III.5.2.2 : « incertitudes systématiques »).

- réglage de la distance intermédiaire d_{int} : en parallèle avec le réglage précédent, on s'assure que le front d'onde de référence (pompe éteinte) est bien plan. Pour cela on utilise l'analyseur de front d'onde en mode absolu, et le système est ainsi réglé quand le rayon de courbure affiché par le capteur est infini. Une très bonne précision est alors obtenue sur ce réglage.

7. Alignement du Shack-Hartmann

Il faut ensuite aligner le capteur de façon à ce que la matrice de microlentilles soit bien normale au front d'onde. Ce réglage se fait en deux temps :

- Une procédure d'alignement est prévue dans le logiciel associé au capteur et permet d'associer à chaque microlentille la zone CCD qui est juste en face. C'est alors le capteur lui-même qu'on oriente grâce à deux platines de rotation prévues à cet effet. On utilise pour cela la procédure appelée « trimmer » dans l'HASO 32.
- On affine ensuite ce réglage en repassant en mode de mesure absolue (modale) de front d'onde, et en translatant dans son plan la lentille L_2 jusqu'à ce que les termes de basculement (à 0° et à 90°) du front d'onde soient nuls.

8. Superposition fine des faisceaux de sonde et de pompe

Enfin, on allume la diode et on observe le front d'onde déformé par les effets thermiques : il apparaît alors généralement un petit terme résiduel de basculement qu'on élimine en réglant finement la position transverse du premier doublet de collimation du faisceau de pompe (et en retouchant si nécessaire les miroirs de la cavité).

II. Quelques aspects pratiques liés à l'utilisation du Shack-Hartmann

Reconstruction zonale contre reconstruction modale

Puisque l'on dispose d'un tableau contenant en chaque point les dérivées partielles selon x et y de la phase (voir § III.4.1), la détermination du front d'onde est possible. Deux démarches sont alors envisageables : soit on réalise une intégration « simple »¹, de façon à remonter au front d'onde sans aucune hypothèse particulière sur la forme du faisceau : c'est la *méthode zonale* ; soit on cherche à projeter la phase sur un ensemble de fonctions de base connues décrivant des fronts d'onde « usuels » : c'est la *méthode modale*.

La première méthode a l'intérêt d'être très générale, mais elle donne aussi des résultats plus bruités car le moindre pixel aberrant peut générer des erreurs importantes sur le front d'onde entier. Elle ne donne pas non plus accès aux coefficients d'aberration.

En pratique on n'utilise la méthode zonale que pour vérifier l'information sur le rayon de courbure, mais elle n'a pas d'autre intérêt pratique pour ce qui est de la mesure de lentilles thermiques.

La pupille d'analyse

Nous avons travaillé en mode de « pupille automatique », c'est-à-dire que le rayon de la pupille d'analyse est déterminé en fonction de l'éclairement : la microlentille est considérée comme active si l'éclairement de la tache qui lui est associée dépasse un certain seuil. L'avantage de ce mode réside dans l'assurance de toujours travailler avec le maximum de sous pupilles éclairées ; c'est en

¹ Généralement à partir d'algorithmes spécialement optimisés pour cette application, comme celui de Southwell [Southwell 80].

pratique une nécessité lorsque, comme c'est notre cas, le faisceau à analyser est significativement plus petit que la pupille du capteur : on ne doit pas alors centrer parfaitement le faisceau à chaque acquisition.

L'inconvénient est que la pupille peut changer de taille au cours de la mesure si jamais quelques pixels périphériques (se trouvant à un niveau d'éclairement proche du seuil) s'éteignent ou s'allument de façon intermittente. La solution retenue consiste alors à toujours travailler en pupille automatique, mais en ne prenant pas en compte la couronne de pixels la plus éloignée du centre du faisceau. On réduit ainsi le bruit sur la phase.

Annexe E

Calcul de la précision théorique sur la puissance dioptrique D_{th} de la lentille thermique.

Cette annexe a pour but de présenter le calcul théorique qui mène à l'expression (p. 178) du chapitre III (2^{ème} partie). Le but est d'obtenir une expression de l'écart-type sur la puissance dioptrique $\sigma_{D_{th}}$, dans le cas où la lentille thermique ne possède qu'un terme de courbure, i.e. qu'elle n'est pas aberrante.

Nous reprenons les notations introduites au § III.4.1. Nous les rappelons pour plus de lisibilité :

ϕ_c : diamètre (à $1/e^2$) du faisceau de sonde au niveau du cristal ;

ϕ_p : diamètre de la pupille d'analyse ;

G = grandissement du système afocal d'imagerie ;

d : taille d'une microlentille ;

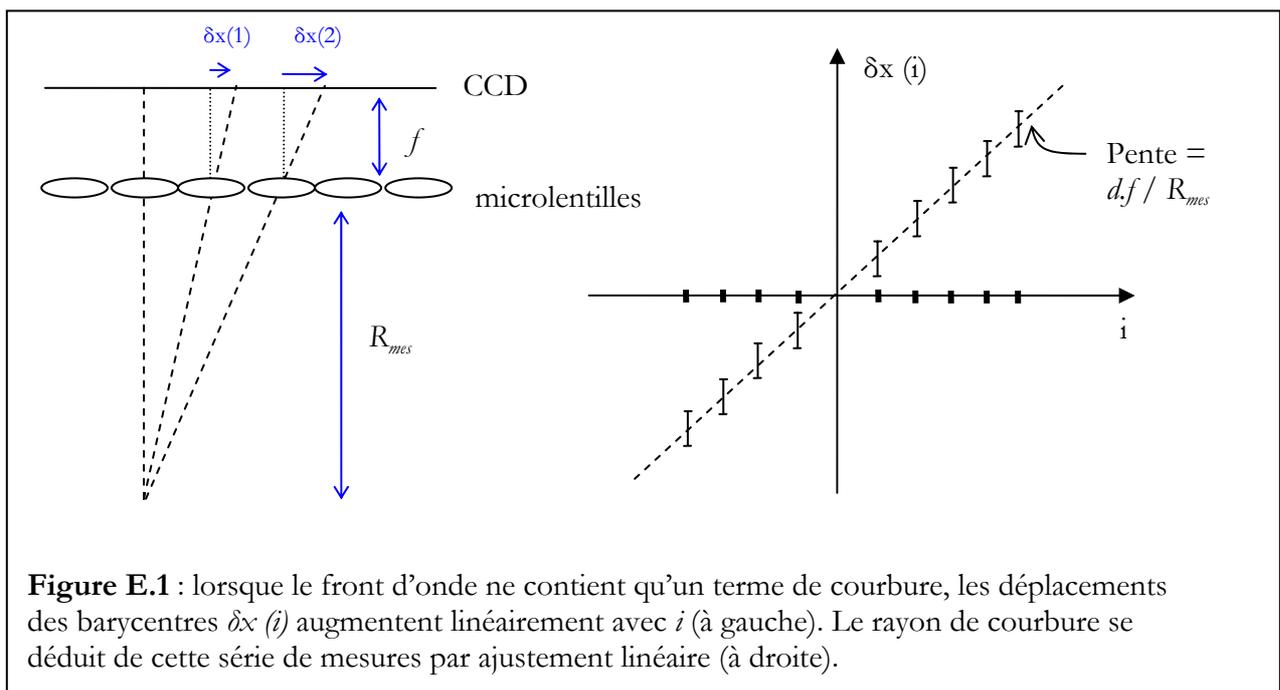
f : distance focale d'une microlentille ;

Les microlentilles (ou les zones d'intégration, ce qui revient au même) sont numérotées avec l'indice i ($i = 1$ pour la microlentille située au centre du faisceau), et la déviation du barycentre de cette tache focale est notée $\delta x(i)$.

Cette déviation est liée au rayon de courbure R_{mes} par :

$$\delta x(i) = \frac{i \cdot d \cdot f}{R_{mes}} \quad (\text{E.1.})$$

La courbure peut donc se déduire par simple régression linéaire sur les déplacements des



barycentres (comme l'illustre le dessin de la figure E.1)

La pente mesurée par régression linéaire est :

$$Pente = \frac{\delta x(i)}{i} = \frac{d \cdot f}{R_{mes}} \quad (E.2.)$$

Le problème consiste donc à évaluer l'incertitude sur la valeur de la pente obtenue par régression

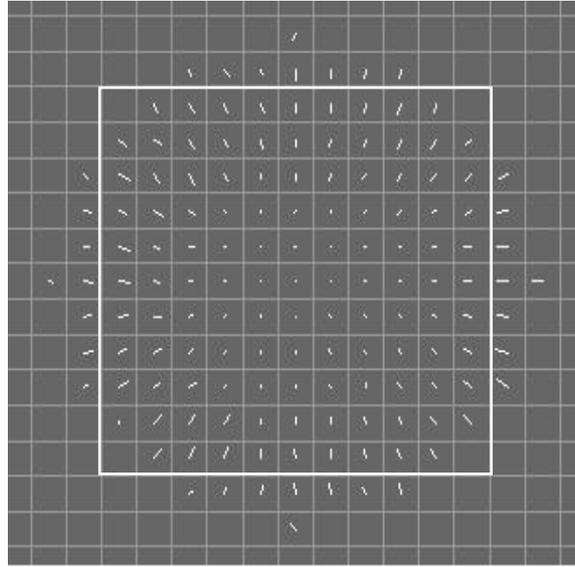


Figure E.2. : pentes calculées sur un front d'onde ne contenant que de la courbure (obtenu ici avec un cristal de BOYS). Chaque petit carré gris représente une sous-pupille, i.e. une zone d'intégration. Le carré blanc superposé est le carré pris en compte pour le calcul de l'écart-type sur le rayon mesuré : sa diagonale est égale au diamètre de la pupille circulaire.

linéaire pour en déduire ensuite l'incertitude sur le rayon de courbure mesuré. La relation entre les variances s'écrit :

$$\sigma_{R_{mes}}^2 = \left(\frac{R_{mes}^2}{d \cdot f} \right)^2 \sigma_{Pente}^2 \quad (E.3.)$$

Cette incertitude est en fait optimiste puisque le calcul du rayon de courbure se fait après intégration et décomposition sur les polynômes de Zernike : il faut donc, comme on l'a fait pour écrire l'éq. (III.17), multiplier l'écart-type par le facteur correctif $F_{reconstruction}$ égal approximativement à 3 pour une reconstruction modale.

On a donc en réalité :

$$\sigma_{R_{mes}}^2 = \left(F_{reconstruction} \frac{R_{mes}^2}{d \cdot f} \sigma_{Pente} \right)^2 \quad (E.4.)$$

Le problème consiste donc à évaluer la variance sur la pente. L'évaluation de l'incertitude sur la pente d'un ajustement linéaire, lorsque les incertitudes individuelles sur chacun des points sont connues, est un problème classique de traitement de données [J. Taylor 00]. Nous allons, pour

simplifier les calculs, considérer que la pupille circulaire éclairant la matrice de microlentille est un carré : ce carré est choisi tel que la diagonale est égale au diamètre de la pupille¹.

On a représenté à la figure E.5.2. l'allure des pentes calculées pour un front d'onde ne contenant qu'un terme de courbure. On y a superposé le carré pris en compte pour ce calcul.

Le carré comprend N^2 sous-pupilles.

Considérons une ligne du carré, selon laquelle s'effectue un premier ajustement linéaire.

Sur cette seule ligne, nous avons [J. Taylor 00] :

$$\sigma_{Pente}^2 = \frac{S}{\Delta} \quad (E.5.)$$

$$\text{avec : } \Delta = S \cdot S_{xx} - S_x^2 \quad ; \quad S = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \quad ; \quad S_x = \sum_i \frac{i}{\sigma_i^2} \quad ; \quad S_{xx} = \sum_i \frac{i^2}{\sigma_i^2}$$

Tous les σ_i sont égaux et valent ici $\sigma_{\bar{x}}$. Par conséquent on a simplement :

$$\sigma_{Pente}^2 = \sigma_{\bar{x}}^2 \frac{N}{N \left(\sum_{i=1}^N i^2 \right) - \left(\sum_{i=1}^N i \right)^2} \approx \sigma_{\bar{x}}^2 \frac{12}{N^3} \quad (E.6.)$$

valable dès que $N \gg 1$.

Cela concerne l'ajustement linéaire sur une ligne. Or dans un carré de $N \times N$ sous-pupilles, il y a $2N$ lignes, donc $2N$ ajustements linéaires indépendants : par conséquent la variance sur la pente est divisée par $2N$ et devient :

$$\sigma_{Pente}^2 = \sigma_{\bar{x}}^2 \frac{6}{N^4} \quad (E.7.)$$

Reste à relier N aux paramètres géométriques. On a :

$$N \sqrt{2} d = \phi_p \quad (E.8.)$$

Nous posons $\phi_p = G' \phi_c$.

La distinction entre G et G' est discutée au § III.5.1. Il est important de noter que sans précautions particulières, G' est différent de G .

De (E.3), (E.7) et (E.8) on déduit :

$$\sigma_{R_{mes}} = R_{mes}^2 F_{reconstruction} \frac{d}{f} \sigma_{\bar{x}} \frac{2\sqrt{6}}{\phi_p^2} \quad (E.9.)$$

¹ Nous avons également effectué ce calcul en ne faisant pas cette hypothèse, c'est-à-dire en considérant chaque ligne individuellement avec son nombre de zones d'intégration « véritable ». Le résultat obtenu est alors exactement le même que celui obtenu avec cette approximation (voir éq. E.7). Par souci de simplicité nous présentons donc le calcul approché.

Et puisque $R_{mes} = G^2 f_{th}$ (éq. III.7), il vient :

$$\boxed{\frac{\sigma_{f_{th}}}{f_{th}^2} = \sigma_{D_{th}} = \left(\frac{G}{G'}\right)^2 F_{reconstruction} \frac{d}{f} \sigma_{\bar{x}} \frac{2\sqrt{6}}{\phi_c^2}} \quad (\text{E.10.})$$

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

- [Alouini 01] : Mehdi Alouini : “Étude théorique et expérimentale des lasers solides Er^{3+} et Nd^{3+} : applications des lasers bi-fréquences aux télécommunications optiques et hyperfréquences”, *thèse de doctorat de l'université Rennes I*, 2001.
- [Armstrong 98] : D. Armstrong, J. Mansell, D. Neal : “how to avoid beam distortion in solid-state laser design”, *Laser Focus World*, décembre 1998, pp. 129-132.
- [Aron 01] : A. Aron, G. Aka, B. Viana, A. Kahn-Harari, D. Vivien, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, N. Lenain, M. Jacquet : “Spectroscopic properties and laser performances of Yb:YCOB and potential of the Yb:LaCOB material”, *Opt. Mat.* **16**, pp.181-188 (2001).
- [Augé 99] : Frédérique Augé : « Étude de nouveaux lasers solides pompés par diode à base de cristaux de $\text{Ca}_4\text{GdO}(\text{BO}_3)_3$ (GdCOB) dopés au néodyme et à l'ytterbium – Développement d'un laser Cr:YAG pour des applications aux télécommunications », *thèse de doctorat de l'université Paris XI*, 1999.
- [Augé 00] : F. Augé, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, F. Mougel, G. P. Aka, D. Vivien : « Theoretical and experimental investigations of a diode-pumped quasi-three-level laser : the Yb^{3+} -doped $\text{Ca}_4\text{GdO}(\text{BO}_3)_3$ (Yb:GdCOB) laser », *IEEE J. Quant. Elec.*, Vol. 36, No.5, pp. 598-606 (2000).
- [Baer 93] : T. Baer, W. Nighan, M. Keierstead : “modeling of end-pumped, solid-state lasers”, in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Vol. 11 of 1993 OSA Technical Digest Series (Optical society of America, Washington D.C., 1993), p. 638.
- [Balembois 94] : François Balembois : “Développement de nouvelles sources laser accordables dans l'infrarouge proche autour du cristal de LiSAF dope avec l'ion Cr^{3+} ”, *thèse de doctorat de l'université Paris XI*, 1994.
- [Balembois 97] : F. Balembois, F. Falcoz, F. Kerboull, F. Druon, P. Georges, A. Brun : « Theoretical and experimental investigations of small-signal gain for a diode-pumped Q-switched Cr:LiSAF laser », *IEEE J. Quant. Elec.*, Vol. 33, No.2, pp. 269-278 (1997).
- [Barnes 02] : N. Barnes, B. Walsh : “Quantum efficiency measurements of Nd:YAG, Yb:YAG, and Tm:YAG”, *OSA TOPS Advanced Solid State Lasers* Vol. 68, pp.284-287, 2002.
- [Baymarian 01] : A.J. Baymarian, C. Bibeau, R.J. Beach, J.C. Chanteloup, C.A. Ebberts, K. Kanz, H. Nakano, S.A. Payne, H.T. Powell, K.I. Schaffers, L. Seppala, K. Skulina, L.K. Smith, S.B. Sutton, and L.E. Zapata : "Activation of the Mercury Laser : A diode-pumped solid-state driver for inertial fusion", *OSA Trends in Optics and Photonics Vol. 50, Advanced Solid-State Lasers*, Christophe Marshall, ed. (Optical Society of America, Washington, DC 2001), pp. 24-28.
- [Beach 90] : R. Beach, M. Shinn, L. Davis, R. Solarz, W. Krupke : “Optical absorption and stimulated emission of neodymium in yttrium orthosilicate”, *IEEE J. Quant. Elec.* Vol. 26, No. 8, p. 1405 (1990).
- [Bélanger 94] : P. Bélanger, Y. Champagne, C. Paré : « Beam propagation factor of diffracted laser beams », *Opt. Comm* **105**, p.233, 1994.

[Belovolov 96] : M.I. Belovolov, E. M. Dianov, M.I. Timoschechkin, L.V. Barashov, A.M. Belovolov, M.A. Ivanov, N.P. Morosov, A.M. Prokhorov, K.M. Timoschechkin : “room temperature CW Yb:GGG laser operation at 1.038 μm ”, *OSA Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 1996* (CLEO Europe 96), technical digest, p.43.

[Bialkowski 96] : S. Bialkowski : “Photothermal Spectroscopy Methods for Chemical Analysis” *Volume 134 Chemical Analysis: A Series of Monographs on Analytical Chemistry and Its Applications*, J. D. Winefordner, Series Editor, John Wiley & Sons, Inc. 1996

[Blows 98] : J. Blows, J. Dawes, T. Omatsu : “thermal lensing measurements in line-focus end-pumped neodymium yttrium aluminium garnet using holographic lateral shearing interferometry”, *J. Appl. Phys.*, Vol. 83, No. 6, pp. 2901-2906 (1998).

[Bowman 99] : S. Bowman : « lasers without internal heat generation », *IEEE J. Quant. Elec.*, vol. 35, no. 1, 115-122 (1999)

[Bowman 02] : S. Bowman, N. Jenkins, B. Feldman, S. O'Connor: “Demonstration of a radiatively cooled laser”, in *Proceedings of Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2002)*, Long Beach, CA, Juin 2002, p. 180.

[Brignon 98] : A. Brignon : “Correction dynamique des distorsions de faisceaux laser par interactions non linéaires”, in *L'Optique non linéaire et ses matériaux*, Coll. de la Société Française d'Optique, EDP Sciences, pp.352-389 (1998).

[Brown 97] : D. Brown : « Ultrahigh-average power diode-pumped Nd:YAG and Yb:YAG lasers », *IEEE J. Quant. Elec.*, Vol. 33, No. 5, pp. 861-873 (1997).

[Brown 98] : D. Brown : “nonlinear thermal distortions in YAG rod amplifiers”, *IEEE J. Quant. Elec.*, Vol. 34, No. 12, pp.2383-2392 (1998).

[Brown 01] : D. Brown : “ Thermal, stress, and thermo-optic effects in high average power double-clad silica fiber lasers ”, *IEEE J. Quant. Elec.*, Vol. 37, No.2, pp. 207-217 (2001).

[Brunner 00] : F. Brunner, G.J. Spülher, J. Aus der Au, L. Krainer, F. Morier-Genoud, R. Paschotta, N. Lichtenstein, S. Weiss, C. Harder, A. A. Lagatsky, A. Abdolvand, N.V. Kuleshov, U. Keller, "Diode-pumped femtosecond Yb:KGd(WO₄)₂ laser with 1.1-W average power", *Optics Letters*, **25**, No. 15, 1119-1121 (2000).

[Burnham 70] : D. Burnham : “simple measurement of thermal lensing effects in laser rods”, *Appl. Opt.* vol. 9, no. 7, pp.1727-1728 (1970).

[Cabezas 66] : A. Cabezas, L. Komai, R. Treat : “dynamic measurements of phase shifts in laser amplifiers”, *Appl. Opt.*, Vol. 5, No. 4, pp. 647-651 (1966).

[Carrig 96] : T. J. Carrig, R. R. Petrin, N. J. Cockroft, M. R. Kokta : “Spectroscopic properties of Cr,Ca:GGG”, in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO'96)*, Vol. 9, 1996 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington D.C., 1996), pp. 281-282.

[Carslaw 86] : H.S. Carslaw, J.C. Jaeger : *conduction of heat in solids*, 2nd edition, Clarendon Press, Oxford, 1986.

[**Chanteloup 98**] : J-C. Chanteloup, F. Druon, M. Nantel, A. Maksimchuk, G. Mourou : « single-shot wave-front measurements of high-intensity ultrashort laser pulses with a three-wave interferometer », *Opt. Lett.*, Vol. 23, No. 8, pp. 621-623 (1998)

[**Chen 96**] : Y. Chen, T. Liao, C. Kao, T. Huang, K. Lin, S. Wang : “Optimization of fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers : influence of pump-beam quality” ,*IEEE J. Quant. Elec.*, Vol. 32, No. 11, pp. 2010-2016 (1996)

[**Chen 97**] : Y. Chen, T. Huang, C. Kao, C. Wang, S. Wang : « optimization in scaling fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers to higher power : influence on thermal effect », *IEEE J. Quant. Elec.*, Vol. 33, No. 8, pp. 1424-1429 (1997)

[**Chen 99**] : Y. Chen : “Design criteria for concentration optimization in scaling diode end-pumped lasers to high powers : influence of thermal fracture” ,*IEEE J. Quant. Elec.*, Vol. 35, No. 2, pp. 234-239 (1999)

[**Chénais 02**] : S. Chénais, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, B. Viana, D. Vivien, A. Brenier, G. Boulon : « Diode-pumped Yb:GGG laser : comparison with Yb:YAG », à paraître dans *Optical Materials*.

[**Clarkson 01**] : W.A. Clarkson : « thermal effects and their mitigation in end-pumped solid-state lasers », *J. Phys. D : Appl. Phys.* **34** pp. 2381-2395 (2001)

[**Courjaud 01**] : Antoine Courjaud : « Sources laser femtoseconde pompées par diode basées sur l'ion Ytterbium », *thèse de doctorat de l'Université Bordeaux I*, spécialité Lasers et matière dense, No. d'ordre 2392, 2001.

[**Cousins 92**] : A. Cousins : « temperature and thermal stress scaling in finite-length end-pumped laser rods », *IEEE J. Quant. Elec.* , vol. 28, no. 4, pp.1057-1069 (1992).

[**Dabby 70**] : F. Dabby, T. Gutafson, J. Whinnery, Y. Kohanzadeh, P. Kelley : “thermally self-induced phase modulation of laser” , *Appl. Phys. Lett.* , Vol.16, No. 9, pp.362-365 (1970).

[**Danger 96**] : T. Danger, E. Mix, E. Heumann, G. Huber, D. Ehrt, W. Seeber, « Diode-pumped continuous-wave Yb laser in fluoride phosphate glasses », in *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS)* vol. 1, *Advanced Solid State Lasers*, Technical Digest (Optical Society of America, 1996), pp. 23-25.

[**Deka 92**] : C. Deka, B. Chai, Y. Shimony, X. Zhang, E. Munin, M. Bass : “Laser performance of Cr⁴⁺:Y₂SiO₅”, *Appl. Phys. Lett.* **61**, pp. 2141-2143 (1992).

[**DeLoach 93**] : L. DeLoach, S. Payne, L. Chase, L. Smith, W. Kway, W. Krupke : “Evaluation of absorption and emission properties of Yb³⁺-doped crystals for laser applications”, *IEEE J. Quant. Elec.*, vol. 29, no. 4, pp. 1179-1091 (1984).

[**Dettwiller**] : L. Dettwiller : *Qu'est-ce que l'optique géométrique ? fondements et applications*, Dunod Université, 1990.

[**Dinermann 92**] : B. Dinermann, P. Moulton : “cw laser operation of Er:YAG, Er:GGG and Er:YSGG”, *OSA Proceedings on Advanced Solid State Lasers*, L. Chase & A. Pinto eds., vol. 13, p.152 (1992).

[**Doc Eksma**] : paramètres physiques et spectroscopiques du Nd:KGW et de l'Yb:KGW, disponibles à l'adresse : <http://www.eksma.lt/>

[**Doc PolyScientific**] : paramètres physiques et spectroscopiques du Nd:GGG, disponibles à l'adresse : http://www.polysci.com/Laser/b1_8.htm

[**Druon 99**] : Frédéric Druon : « Nouvelles sources laser solides pompées par diode », *thèse de doctorat de l'université Paris XI*, 1999.

[**Druon 00-1**] : F. Druon, F. Augé, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, A. Aron, F. Mougel, G. Aka, D. Vivien : « Efficient, tunable, zero-line diode-pumped, continuous-wave $\text{Yb}^{3+}:\text{Ca}_4\text{LnO}(\text{BO}_3)_3$ ($\text{Ln} = \text{Gd}, \text{Y}$) lasers at room temperature and application to miniature lasers », *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 17, No. 1 (2000).

[**Druon 00-2**] : F. Druon, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, A. Courjaud, C. Hönninger, F. alin, A. Aron, F. Mougel, G. Aka, D. Vivien : « Generation of 90-fs pulses from a mode-locked diode-pumped $\text{Yb}^{3+}:\text{Ca}_4\text{GdO}(\text{BO}_3)_3$ laser », *Opt. Lett.*, Vol. 25, No. 16, pp. 423-425 (2001).

[**Druon 01**] : F. Druon, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, S-W. Bahk, J. Nees, G. Mourou, G. Chériaux, J-P. Chambaret, G. Aka, D. Vivien : « 12-mJ, 350-fs, Yb:GdCOB regenerative amplifier », *Opt. Comm.* **199**, pp. 181-187 (2001).

[**Druon 02-1**] : F. Druon, S. Chénais, P. Raybaut, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, G. Aka, B. Viana, S. Mohr, D. Kopf : « Diode-pumped Yb : $\text{Sr}_3\text{Y}(\text{BO}_3)_3$ femtosecond laser », *Opt. Lett.* Vol. 27, No. 3, pp. 197-199 (2002).

[**Druon 02-2**] : F. Druon, S. Chénais, P. Raybaut, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, P.-H. Haumesser, B. Viana, D. Vivien, S. Dhellemmes, V. Ortiz, C. Larat : « Apatite-structure crystal, $\text{Yb}^{3+}:\text{SrY}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O}$, for the development of diode-pumped femtosecond lasers », *Optics Letters*, Vol. 27, No. 21, 2002.

[**Eggleston 84**] : J. Eggleston, T. Kane, K. Kuhn, J. Unternahrer, R. Byer : “the slab geometry laser – part I : theory”, *IEEE J. Quant. Elec.*, vol. QE-20, no. 3, pp. 289-301 (1984).

[**Eichenholz 98**] : J. Eichenholz, M. Richardson, : “measurement of thermal lensing in Cr^{3+} -doped colquirites”, *IEEE J. Quant. Elec.*, vol. 34, no. 5, pp. 910-919 (1988)

[**ELS Versadisk**] : www.els.de/PDF/VersaDisk.pdf

[**Epstein 95**] : R. Epstein *et. al* : « Observation of laser-induced fluorescent cooling of a solid », *Nature*, vol. 377, pp.500-503, 12 oct. 1995.

[**Etzel 62**] : H.W. Etzel, H.W. Gandy, R. J. Ginther: “Stimulated emission of infrared radiation from Ytterbium activated silicate glass”, *Appl. Opt.* Vol. 1, No. 4, pp. 534-536 (1962).

[**Fan 87**] : T. Y. Fan, R. L. Byer : “Modeling and CW operation of a quasi-three-level 946 nm Nd:YAG laser”, *IEEE J. Quant. Elec.*, vol. QE-23, no. 5, pp. 605-612 (1987).

[**Fan 90**] : T. Fan, A. Sanchez : “Pump source requirements for end-pumped lasers », *IEEE J. Quant. Elec.*, vol. 26, no. 2, pp. 311-316 (1990).

[**Fan 93**] : T.Y. Fan : “Heat generation in Nd:YAG and Yb:YAG”, *IEEE J. Quant. Elec.*, Vol. 29, No. 6, pp. 1457-1459 (1993).

[**Fan 96**] : T.Y. Fan : “Diode-pumped Solid-State Lasers”, in *Laser Sources and Applications*, Proc. of the 47th Scottish Universities Summer School in Physics, St Andrews, edited by A. Miller and D. Finlayson, SUSSP Publications & Institute of Physics Publishing, 1996.

[**Farrukh 88**] : U. Farrukh, A. Buoncristiani, C. Byvik : « an analysis of the temperature distribution in finite solid-state laser rods », *IEEE J. Quant. Elec.*, vol. 34, no. 11, pp. 2253-2263 (1988)

[**Ferré 02**] : S. Ferré : « Caractérisation expérimentale et simulation des effets thermiques d'une chaîne laser ultra-intense à base de saphir dopé au titane », *thèse de doctorat de l'école polytechnique*, 2002.

[**Findlay 66**] : D. Findlay, R. Clay : « the measurement of internal losses in 4-level lasers », *Phys. Lett.*, Vol. 20, pp. 277-278, 1966.

[**Fluck 00**] : R. Fluck, M. Hermann, L. Hackel : “energetic and thermal performance of high-gain diode-side pumped Nd:YAG rods”, *Appl. Phys. B* **70**, pp. 491-498 (2000).

[**Fournier 80**] : D. Fournier, A.C. Boccara, N. Amer, R. Gerlach : « sensitive *in situ* trace-gas detection by photothermal deflection », *Appl. Phys. Lett.* **37** (6), pp. 519-521 (1980).

[**Frauchiger 92**] : J. Frauchiger, P. Albers, H. Weber : "modeling of thermal lensing and higher order ring mode oscillation in end-pumped CW Nd:YAG lasers“, *IEEE J. Quant. Elec.* , vol. 28, no. 4, pp. 1046-1056 (1992).

[**Gao 00**] : C. Gao, H. Weber : « The problems with M^2 », *Opt & Laser Tech.* **32**, pp. 221-224 (2000).

[**Gapontsev 02**] : V. Gapontsev, W. Krupke : “Fiber lasers grow in power”, *Laser Focus World*, août 2002, pp.83-87.

[**Gaumé 00**] : R. Gaumé, P.-H. Haumesser, B. Viana, G. Aka, D. Vivien, E. Scheer, P. Bourdon, B. Ferrand, M. Jacquet, N. Lenain : « Spectroscopic properties and laser performance of $\text{Yb}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$, a new infrared laser material », OSA TOPS vol. 34, *Advanced Solid State Lasers*, p. 469, 2000.

[**Gaumé 02**] : Romain Gaumé : « Relations structure-propriétés dans les lasers solides de puissance à l'ytterbium. Élaboration et caractérisation de nouveaux matériaux et de cristaux composites soudés par diffusion », *thèse de doctorat de l'université Pierre & Marie Curie* (Paris 6), 2002.

[**Geusic 64**] : J.E. Geusic, H.M. Marcos, L.G. Van Uitert : « Laser oscillations in Nd-doped yttrium aluminium, yttrium gallium and gadolinium garnet », *Appl. Phys. Lett.* **4**, vol. 10, pp. 182-184, 1964.

[**Giesen 94**] : A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, H. Opower : “scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers“, *Appl. Phys. B* **58**, 365-372 (1994).

[**Gordon 65**] : J. Gordon, R. Leite, R. Moore, S. Porto, J. Whinnery : “long-transient effects in lasers with inserted liquid samples”, *J. Appl. Phys.* Vol. 36, no. 1, pp. 3-8 (1965).

[**Gower 00**] : M. Gower : “Industrial applications of laser micromachining”, *Opt. Express*, Vol. 7, p.56 (2000)

[**Grossard 02**] : L. Grossard, A. Desfarges-Berthelemot, B. Colombeau, C. Froehly : “iterative reconstruction of thermally induced phase distortion in a Nd³⁺:YVO₄ laser”, *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.* **4** pp. 1-7 (2002).

[**Handbook of lasers**] : *Handbook of lasers*, editor R. Pressley, The Chemical Rubber Co., CRC Press, 1971.

[**Handbook of Optics**] : *Handbook of Optics, 2nd ed., vol. II (devices, measurements and properties)*, edited by M. Bass, E. Stryland, D. Williams, W. Wolfe, McGRAW-HILL, Inc., 2001.

[**Hanna 99**] : D. Hanna and W. Clarkson : “A review of diode-pumped lasers”, in *Advances in Lasers and applications*, Proc. of the 52nd Scottish Universities Summer School in Physics, St Andrews, edited by D. Finlayson and B. Sinclair, SUSSP Publications & Institute of Physics Publishing, 1999.

[**Hardman 99**] : P. Hardman, W. Clarkson, G. Friel, M. Pollnau, D. Hanna : “energy-transfer upconversion and thermal lensing in high-power end-pumped Nd:YLF laser crystals”, *IEEE J. Quant. Elec.* , Vol. 35, No. 4, pp. 647-655 (1999).

[**Hartmann 1900**] : J. Hartmann : “Bemerkungen uber den Bau und die Justirung von Spectrographen”, *Zeitung Instrumentenked.*, **20** p.47 (1900).

[**Haumesser 00**] : Paul-Henri Haumesser : «Élaboration par croissance Czochralski, caractérisation spectroscopique et propriétés laser de monocristaux dopés à l'ytterbium », *thèse de doctorat de l'université Pierre & Marie Curie (Paris VI)*, spécialité Sciences des matériaux, 2000.

[**Haumesser 02**] : P.-H. Haumesser, R. Gaumé, B. Viana, D. Vivien : “Determination of laser parameters of ytterbium-doped oxide crystalline materials”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 19, No. 10, pp. 2365-2375 (2002).

[**Hönninger 99**] : C. Hönninger : “Ultrafast Ytterbium-doped bulk lasers and laser amplifiers”, *Series in Quantum Electronics*, Vol. 9, Hartung-Gorre Verlag Konstanz éd., 1999.

[**Hu 73**] : C. Hu, J.R. Whinnery : “New thermo-optical measurement method and a comparison with other methods”, *Appl. Opt.* Vol. 12, No. 1, pp. 72-79 (1973).

[**Huard 94**] : Serge Huard : *Polarisation de la lumière*, éd. Masson, 1994.

[**Innocenzi 90**] : M. Innocenzi, H. Yura, C. Fincher, R. Fields : « Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers », *Appl. Phys. Lett.* **56** (19), 7 may 1990, pp. 1831-1833

[**Ito 02**] : S. Ito, H. Nagaoka, T. Miura, K. Kobayashi, A. Endo, K. Torizuka : “ measurement of thermal lensing in a power amplifier of a terawatt Ti:sapphire laser”, *Appl. Phys. B* **74**, pp. 343-347 (2002).

[**Jacobs 41**] : Jacobs and Starr, *Rev. Sci. Instr.* **10**, 140 (1941).

[Jacquemet 03] : M. Jacquemet, F. Balembois, S. Chénais, F. Druon, P. Georges, R. Gaumé, B. Viana, D. Vivien, B. Ferrand : « CW Yb:YSO diode-pumped laser emitting at 1003.4 nm for the realization of a stable frequency standard », accepté pour communication à *Advanced Solid State Photonics 2003* (actes à paraître courant juin 2003).

[Jiang 97] : S. Jiang, M. Myers, D. Rhonehouse, U. Griebner, R. Koch, H. Schonnagel : “Ytterbium doped phosphate laser glasses”, *Proceedings of SPIE “Solid State Lasers VI”*, Vol. 2986 (1997).

[Johnson 65] : L. Johnson, J. Geusic, L. Van Uitert : “Coherent oscillations from Tm^{3+} , Ho^{3+} , Yb^{3+} and Er^{3+} ions in yttrium aluminium garnet”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 7, No. 5, pp. 127-129 (1965).

[Karszewski 98] : M. Karszewski, U. Brauch, K. Contag, S. Erhard, A. Giesen, I. Johannsen, C. Stewen, A. Voss : “100W TEM₀₀ Operation of Yb:YAG thin disc laser with high efficiency”, *Advanced Solid State Lasers*, W. Bosenberg and M. Fejer eds., Vol. 19 of OSA Trends in Optics and Photonics Series (Optical Society of America, Washington D.C., 1998), pp. 296-299.

[Khizhnyak 99] : A. Khizhnyak, G. Galich, M. Lopitichouk : “characteristics of thermal lens induced in active rod of cw Nd:YAG laser”, *Semiconductor Physics ; Quantum Electronics & Optoelectronics (SQO)*, Vol. 2, No. 1, pp. 147-152 (1999).

[Kleine 99] : K. Kleine, L. Gonzalez, R. Bhatia, L. Marshall, D. Matthews : “High brightness Nd:YVO₄ laser for nonlinear optics”, *Advanced Solid State Lasers*, M. Fejer, H. Injeyan and U. Keller eds., Vol. 26 of OSA Trends in Optics and Photonics Series (Optical Society of America, Washington D.C., 1999), pp. 157-158.

[Koechner & Rice 70] : W. Koechner, D.K. Rice : “effect of birefringence on the performance of linearly polarized YAG:Nd lasers,” *IEEE J. Quant. Elec.* , vol. 6, pp.557-566 (1990).

[Koechner 70] : W. Koechner : « Absorbed Pump Power, Thermal Profile and Stresses in a cw Pumped Nd :YAG Crystal », *Appl. Opt.*, Vol. 9, No. 6, June 1970, 1429-1434

[Koechner 99] : W. Koechner : *Solid State laser engineering*, 5th version, Springer, 1999.

[Kogelnik 66] : H. Kogelnik, T. Li : “laser beams and resonators”, *Appl. Opt.* vol. 5, pp. 1550 (octobre 1966).

[Kopf 97] : D. Kopf, K. Weingarten, G. Zhang, M. Moser, M. Emanuel, R. Beach, J. Skidmore, U. Keller : “ High average power diode-pumped femtosecond Cr:LiSAF lasers”, *Appl. Phys. B* **65**, pp. 235-243 (1997).

[Krupke 86] : W. Krupke, M. Shinn, J. Marion, J. Caird, S. Stokowski : “Spectroscopic, optical, and thermomechanical properties of neodymium- and chromium-doped gadolinium scandium gallium garnet”, *J. Opt. Soc. Am. B* **3**(1), p. 102 (1986).

[Krupke 00] : W. Krupke : “Ytterbium Solid-State Lasers – The first decade”, *IEEE Journal On Selected topics in Quant. Elec.* , Vol. 6, No. 6, pp. 1287-1296 (2000).

[Kuleshov 97] : N. V. Kuleshov, A. A. Lagatsky, V. G. Shcherbitsky, V. P. Mikhailov, E. Heumann, T. Jensen, A. Dening, G. Huber : “CW laser performance of Yb and Er, Yb doped tungstates”, *Appl. Phys. B* **64**, pp.409-413 (1997).

[**Kuo 01**] : Y-K Kuo, H-M Chen, J-Y Chang : “Numerical study of the Cr:YSO Q-switched ruby laser”, *Opt. eng.* **40** (9), pp. 2031-2035 (2001).

[**Lacovara 91**] : P. Lacovara, H. Choi, C. Wang, R. Aggarwal, T. Fan : « room-temperature diode-pumped Yb:YAG laser », *Opt. Lett.* , vol. 16 No. 14, pp.1089-1091 (1991).

[**Lagatsky 99**] : A.A. Lagatsky, N.V. Kuleshov, V.P. Mikhailov: « diode-pumped CW lasing of Yb:KYW and Yb:KGW », *Opt. Comm.* **165**, pp.71-75 (1999)

[**Laporta 91**] : P. Laporta, M. Brussard : “Design criteria for mode size optimization in diode-pumped solid-state lasers”, *IEEE. J. Quant. Elec.* , vol. 27, no. 10, pp. 2319-2326 (1991).

[**Laser Focus World annual report 2002**] : K. Kincade, S. Anderson : “Review and forecast of the laser markets, Part I : Nondiode lasers”, *Laser Focus World*, janvier 2002, p.81.

[**Lawrence 94**] : G. Lawrence : “Proposed international standard for laser-beam quality falls short”, *Laser Focus World*, Juillet 1994, pp.109-114.

[**Le Boiteux 60**] : Henri Le Boiteux : *Mécanique Physique, Vol. 1 : La mécanique des solides réels (Cours professé à l'école de physique et de chimie)*, Beranger, 1960.

[**Li 92**] : C. Li, C. Wyon, R. Moncorgé : « Spectroscopic properties and fluorescence dynamics of Er^{3+} and Yb^{3+} in Y_2SiO_5 », *IEEE. J. Quant. Elec.*, vol. 28, pp. 1209-1221 (1992).

[**Li 93**] : C. Li, R. Moncorgé, J.C. Souriau, C. Wyon, *Opt. Comm.* **101**, p. 356 (1993)

[**Li 94**] : C. Li, R. Moncorgé, J.C. Souriau, C. Borel, C. Wyon : “ Room temperature cw laser action of $\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Yb}^{3+}, \text{Er}^{3+}$ at $1.57 \mu\text{m}$ ”, *Opt. Comm.* **107**, pp. 61-64 (1994).

[**Liao 99**] : Y. Liao, R. Miller, M. Armstrong : “pressure tuning of thermal lensing for high-power scaling”, *Opt. Lett.* Vol. 24, No. 19, pp. 1343-1345 (1999).

[**Liu 99**] : H. Liu, S. Biswal, J. Paye, J. Nees, G. Mourou, C. Hönniger, U. Keller, "Directly diode-pumped millijoule subpicosecond Yb:glass regenerative amplifier", *Opt. Lett.* **24**, No. 13, 917-919 (1999).

[**Liu 01**] : H. Liu, J. Nees, G. Mourou : “Diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser”, in *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS)* vol. 56, *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2001)*, Technical Digest, Conference edition (Optical Society of America, Washington D.C., 2001), pp. 30-31.

[**LLE 97**] : (auteurs ?) : “Thermal distortions in Laser-Diode and flash-lamp-pumped Nd:YLF laser rods”, in *LLE Review Quarterly report* (University of Rochester, Laboratory of Laser Energetics), Vol. 71, 1997. Article disponible en intégralité à l'adresse : www.lle.rochester.edu/pub/review/v71/6_thermal.pdf

[**Lucas-Leclin 00**] : G. Lucas-Leclin, F. Augé, S.C. Auzanneau, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, F. Mougél, G. Aka, D. Vivien : « Diode-pumped self-frequency doubling Nd: $\text{Ca}_4\text{GdO}(\text{BO}_3)_3$ lasers : toward green microchip lasers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 17, No. 9, pp.1526-1530 (2000).

[**Magne 94**] : S. Magne, Y. Ouerdane, M. Druetta, J.P. Goure, P. Ferdinand, G. Monnom : « Cooperative luminescence in an ytterbium-doped silica fiber », *Opt. Comm.* **111**, pp.310-316 (1994).

[**Mansell 99**] : J. Mansell : “Adaptive Optics for LIGO”, *exposé* disponible au format pdf à l’adresse suivante : www.ligo.caltech.edu/docs/G/G990022-39.pdf

[**Mansell 01**] : J. Mansell, J. Hennawi, E. Gustafson, M. Fejer, R. Byer, D. Clubley, S. Yoshida, D. Reitze : “ Evaluating the effect of transmissive optic thermal lensing on laser beam quality with a Shack-Hartmann wave-front sensor”, *Appl. Opt.* , Vol. 40, No. 3, pp. 366-374 (2001).

[**Marion 85**] : J. Marion : “strengthened solid-state laser materials”, *Appl. Phys. Lett.* **47** (7), pp. 94-96 (1985).

[**Marion 86**] : J. Marion : “Fracture of solid-state laser slabs”, *J. Appl. Phys.* **60** (1), pp. 69-77 (1986).

[**Marion 87**] : J. Marion : “appropriate use of the strength parameter in solid-state slab laser design”, *J. Appl. Phys.* **62** (5), pp. 1595-1604 (1987).

[**Meyzonnette & Lépine**] : J.-L. Meyzonnette, T. Lépine : *Bases de radiométrie optique*, Cépaduès éditions, 1999.

[**Misra 95**] : R. Misra, P. Banerjee : “theoretical and experimental studies of pump-induced probe deflection in a thermal medium”, *Appl. Opt.* , vol. 34, no. 18, pp.3358-3365 (1995).

[**Mougel 97**] : F. Mougel, G. Aka, A. Kahn-Harari, H. Hubert, J.M. Benitez, D. Vivien : “Infrared laser performance and self-frequency doubling of Nd³⁺:Ca₄GdO(BO₃)₃ (Nd:GdCOB)”, *Opt. Mat.* **8**, pp.161-173 (1997).

[**Mougel 99**] : F. Mougel : “Les oxoborates de calcium et de terres rares (TR) Ca₄TRO(BO₃)₃ : une nouvelle famille de matériaux à fonctions multiples pour l’optique ; croissance cristalline, propriétés non linéaires et laser”, *thèse de doctorat de l’Université Pierre & Marie Curie - Paris VI*, 1999.

[**Nakazawa 70**] : E. Nakazawa, S. Shionoya : « Cooperative luminescence in YbPO₄ », *Phys. Rev. Lett* **25**, p.1710 (1970).

[**Neuenschwander 95**] : B. Neuenschwander, R. Weber, H. Weber : “determination of the thermal lens in solid-state lasers with stable cavities”, *IEEE. J. Quant. Elec.* , vol. 31, no. 6, pp. 1082-1087 (1995).

[**Nye 85**] : J.F. Nye : *physical properties of crystals*, Clarendon Press, Oxford, 1985.

[**O’Brian 88**] : H. O’Brian, P. Gallagher, G. Berkstresser, *J. Am. Ceram. Soc.* **71** (1), C42-43 (1988).

[**Ozygus 95**] : B. Ozygus, J. Erhard : “thermal lens determination of end-pumped solid-state lasers with transverse beat frequencies”, *Appl. Phys. Lett.* **67** (10), pp. 1361-1362 (1995).

[**Ozygus 97**] : B. Ozygus, Q. Zhang : “thermal lens determination of end-pumped solid-state lasers using primary degeneration modes”, *Appl. Phys. Lett.* **71** (18), pp. 2590-2592 (1997).

- [Patel 01]** : F. Patel, E. Honea, J. Speth, S. Payne, R. Hutcheson, R. Equall : “Laser demonstration of Yb₃Al₅O₁₂ (YbAG) and materials properties of highly doped Yb:YAG”, *IEEE. J. Quant. Elec.*, vol. 37, no. 1, pp. 135-144 (2001).
- [Paugstadt 94]** : R. Paugstadt, M. Bas : “method for temporally and spatially resolved thermal-lensing measurements”, *Appl. Opt.*, vol. 33, no. 6, pp. 954-959 (1994).
- [Payne 94-1]** : S.A. Payne, L.D. DeLoach, L.K. Smith W.L. Kway, J.B. Tassano, W.F. Krupke, B.H.T. Chai, G. Louts : “Ytterbium-doped apatite-structure crystals : a new class of laser materials ”, *J. Appl. Phys* **76**, 497-503 (1994)
- [Payne 94-2]** : S. Payne, L. Smith, L. DeLoach, W. Kway, J. Tassano, W. Krupke : “Laser, optical, and thermomechanical properties of Yb-doped fluorapatite”, *IEEE. J. Quant. Elec.*, vol. 30, No.1, pp. 170-179 (1994).
- [Peng 01]** : X. Peng, A. Asundi, Y. Chen, Z. Xiong : “study of the mechanical properties of Nd:YVO₄ crystal by use of laser interferometry and finite-element analysis”, *Appl. Opt.*, Vol. 40, No. 9, pp. 1396-1403 (2001).
- [Pfstner 94]** : C. Pfstner, R. Weber, H. Weber, S. Merazzi, R. Gruber : “ Thermal beam distortions in end-pumped Nd:YAG, Nd:GSGG, and Nd:YLF Rods ”, *IEEE. J. Quant. Elec.* vol. 30, no. 7, pp. 1605-1615 (1994).
- [Pilla 03]** : V. Pilla, T. Catunda, J. Jenssen, A. Cassanho : « Fluorescence quantum efficiency measurements in the presence of Auger upconversion using the thermal lens method », *Opt. Lett.* Vol. 28, No. 4, pp. 239-241 (2003).
- [Pittman 02]** : M. Pittman, S. Ferré, J.P. Rouseau, L. Notebaert, J.P. Chambaret, G. Chériaux : « design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-TW 10-Hz high-intensity laser system », *Appl. Phys. B* **74**, pp. 529-535 (2002).
- [Primot 93]** : J. Primot : “three-wave lateral shearing interferometer”, *Appl. Opt.*, Vol 32, No. 31, pp.6242-6249 (1993)
- [Pringsheim 29]** : P. Pringsheim : « Zwei Bemerkungen über den Unterschied von Lumineszenz und Temperaturstrahlung », *Z. Phys.*, vol. 57, pp. 739-746, 1929.
- [Rotter 01]** : M. Rotter, B. Dane : “Measuring the stimulated emission cross-section : a case study in Nd:GGG”, *Opt. Comm.* **198**, pp. 155-1621, 2001.
- [Roundy 99]** : C. Roundy : “ Propagation factor quantifies laser beam performance“ , *Laser Focus World*, décembre 1999, pp. 119-122.
- [Saleh & Teich]** : B.E.A. Saleh, M.C. Teich : *Fundamentals of photonics*, John Wiley & Sons, Inc. (1991).
- [Sanchez 98]** : F. Sanchez, M. Brunel, K Aït-Ameur : « Pump-saturation effects in end-pumped solid-state lasers », *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 15, No. 9, pp. 2390-2394 (1998).
- [Sasnett 89]** : M. Sasnett : “Propagation of multimode laser beams – The M² factor”, in *The Physics and Technology of Laser Resonators*, edited by D. Hall and P. Jackson, Adam Hilger, Bristol and New York, 1989.

[**Schweizer 95**] : T. Schweizer, T. Jensen, E. Heumann, G. Huber : “Spectroscopic properties and diode-pumped 1.6 μm laser performance in Yb-codoped Er:Y₃Al₅O₁₂ and Er:Y₂SiO₅”, *Opt. Comm.* **118**, p. 557 (1995).

[**Shimokozono 96**] : M. Shimokozono, N. Sugimoto, A. Tate, Y. Katoh, M. Tanno, S. Fukuda, and T. Ryuoh : "Room-temperature operation of an Yb-doped Gd₃Ga₅O₁₂ buried channel waveguide laser at 1.025 μm wavelength", *Appl. Phys. Lett.* **68**, No. 16, pp. 2177-2179 (1996).

[**Shoji 02**] : I. Shoji, T. Taira : “Drastic reduction of depolarization resulting from thermally induced birefringence by use of a (110)-cut YAG crystal”, OSA TOPS *Advanced Solid State Lasers* Vol. 68, pp.521-525, 2002.

[**Slack 71**] : G.A. Slack and D.W. Oliver : “Thermal conductivity of garnets and phonon scattering by rare-earth ions”, *Phys. Rev. B*, **4**, 592-609 (1971).

[**Siegman**] : A. Siegman : *Lasers*, University Science Books, 1986.

[**Souriau 94**] : J.C. Souriau, R. Romero, C. Borel, C. Wyon, C. Li and R. Moncorgé : « Room-temperature diode-pumped continuous-wave SrY₄(SiO₄)₃O : Yb³⁺, Er³⁺ crystal laser at 1554 nm », *Appl. Phys. Lett.*, **64**, No. 10, pp. 1189-1191 (1994).

[**Southwell 80**] : W. Southwell : “wave-front estimation from wave-front slope measurements”, *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 70, No. 8, pp. 998-1006 (1980).

[**Spiricon Tutorial**] : voir le site web de Spiricon® : <http://www.spiricon.com/pdf/tutorial.pdf>

[**Stewen 00**] : C. Stewen, M. Larionov, A. Giesen, K. Kontag : «Yb:YAG thin disk laser with 1 kW output power », OSA TOPS vol. 34, *Advanced Solid State Lasers*, p. 35, 2000.

[**Streifer 88**] : W. Streifer, D. Scifres, G. Harnagel, D. Welch, J. Berger, M. Sakamoto : “Advances in laser diode pumps“, *IEEE J. Quant. Elec.* Vol. 24, pp. 883-894 (1988).

[**Sumida 99**] : D. Sumida, A. Betin, H. Bruesselbach, R. Byren, S. Matthews, R. Reeder, M. Mangir : “Diode-pumped Yb:YAG catches up with Nd:YAG”, *Laser Focus World*, Juin 1999, pp. 63-70.

[**C. Taylor 00**] : C. Taylor : « The letter of Héribert du Périgord as a source for dualist heresy in the society of early eleventh-century Aquitaine”, *Journal of Medieval History*, Vol. 26, No.4, pp.313-349 (2000).

[**J. Taylor 00**] : J. Taylor : *Incertitudes et analyse des erreurs dans les mesures physiques*, Dunod, Paris, 2000.

[**Timoshenko 70**] : S. Timoshenko, J. Goodier : *theory of elasticity*, 3rd. ed., New York, McGRAW-HILL, 1970.

[**Tsay 73**] : Y-F. Tsay, B. Bendow, S. Mitra : “theory of the temperature derivative of the refractive index in transparent crystals”, *Phys. Rev. B.*, Vol. 8, No. 6, pp. 2688-2696 (1973).

[**Tsunekane 98**] : M. Tsunekane, N. Taguchi, H. Inaba : “ reduction of thermal effects in a diode-end-pumped, composite Nd:YAG rod with a sapphire end”, *Applied Optics*, vol. 37, no. 15, pp. 3290-3294 (1998).

[**Vansteenkiste 89**] : Nathalie Vansteenskiste : “Calcul de la transmission spectrale d’une lame biréfringente placée à l’incidence de Brewster dans une cavité laser”, appendice n°2, *thèse de doctorat de l’université Paris XI*, 1989.

[**Weber 98**] : R. Weber, B. Neuenschwender, M. Macdonald, M.B. Roos, H.P. Weber : “Cooling schemes for longitudinally diode-laser pumped Nd:YAG rods”, *IEEE J. Quant. Elec.* **34**, pp. 1046-1053 (1998).

[**Welling 66**] : H. Welling, C. Bickart : “spatial and temporal variation of the optical path length in flash-pumped laser rods”, *J. Opt. Soc. Am.* Vol. 56, No. 5, pp. 611-618 (1966).

[**Wood 90**] : D. L. Wood, K. Nassau : “Optical properties of gadolinium gallium garnet”, *Appl. Opt.* **29**, no. 5, 3704-3707 (1990).

[**Woods 91**] : B. Woods, S. Payne, J. Marion, R. Hugues, L. Davis : “thermomechanical and thermo-optical properties of the LiCaAlF₆:Cr³⁺ laser material”, *J. Opt. Soc. Am. B* Vol. 8, No. 5, pp. 970-977 (1991).

[**Wynne 99**] : R. Wynne, J. Daneu, T. Y. Fan : “thermal coefficients of the expansion and refractive index in YAG”, *Appl. Opt.*, vol. 38, no. 15, pp. 3282-3284 (1999).

[**Xie 01**] : W. Xie, S. Tam, Y. Lam, Y. Kwon : “Diffraction losses of high power solid state lasers”, *Opt. Comm.* **189**, pp. 337-343 (2001).

[**Yang 02**] : P. Yang, P. Deng, Z. Yin : “Concentration quenching in Yb:YAG”, *Journal of Luminescence* **97**, pp.51-54 (2002).

[**Yoshida 88**] : K. Yoshida, H. Yoshida, Y. Tako :“ Characterization of high power Nd:GGG slab lasers”, *IEEE J. Quant. Elec.* Vol. **24**, no. 6, pp. 1188-1192 (1988).

Publications et communications liées à ce travail

1- Articles dans des revues internationales avec comité de lecture

- S. Chénais, F. Druon, F. Balembois, G. Lucas-Leclin, P. Georges, A. Brun, M. Zavelani-Rossi, F. Augé, J.P. Chambaret, G. Aka, D. Vivien, « Multiwatt, tunable, diode-pumped CW Yb:GdCOB laser », *Applied Physics B* **72**, 389-393 (2001)
- S. Chénais, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, P.-H. Haumesser, B. Viana, G.P. Aka, D. Vivien : « Spectroscopy and efficient laser action from diode pumping of a new broadly tunable crystal : Yb³⁺:Sr₃Y(BO₃)₃ », *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, pp. 1083-1091 (2002)
- S. Chénais, F. Druon, F. Balembois, G. Lucas-Leclin, Y. Fichot, P. Georges, R. Gaumé, B. Viana, G.P. Aka, D. Vivien : « thermal lensing measurements in diode-pumped Yb-doped GdCOB, YCOB, YSO, YAG and KGW », *Optical Materials* **22** pp.129-137 (2003).
- S. Chénais, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, B. Viana, D. Vivien, A. Brenier, G. Boulon : « Diode-pumped Yb:GGG laser : comparison with Yb :YAG », *Optical Materials* **22** pp.99-106 (2003).
- F. Druon, S. Chénais, P. Raybaut, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, P.-H. Haumesser, B. Viana, D. Vivien, S. Dhellemmes, V. Ortiz, C. Larat : « Apatite-structure crystal, Yb³⁺:SrY₄(SiO₄)₃O, for the development of diode-pumped femtosecond lasers », *Optics Letters*, Vol. 27, No. 21, 2002.
- F. Druon, S. Chénais, P. Raybaut, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, G. Aka, B. Viana, S. Mohr, D. Kopf : « Diode-pumped Yb:Sr₃Y(BO₃)₃ femtosecond laser », *Opt. Lett.* **27**, 197-199 (2002)
- F. Druon, S. Chénais, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, A. Courjaud, C. Hönninger, F. Salin, M. Zavelani-Rossi, F. Augé, J.P. Chambaret, « High power diode-pumped Yb:GdCOB laser : from continuous-wave to femtosecond regime », *Optical Materials*, vol. 19 no. 1, pp. 73-80 (2002).
- F. Druon, S. Chénais, P. Raybaut, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, G. Aka, B. Viana, D. Vivien, J.P. Chambaret, S. Mohr, D. Kopf, « Largely-tunable diode-pumped sub-100-fs Yb:BOYS laser », *Applied Physics B* **74**, S 201-S 203, 2002.
- F. Druon, G.J. Valentine, S. Chénais, P. Raybaut, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, A.J. Kemp, W. Sibbett, S. Mohr, D. Kopf, D.J.L Birkin, D. Burns, A. Courjaud, C. Hönninger, F. Salin, R. Gaumé, A. Aron, G. Aka, B. Viana, C. Clerc, H. Bernas, , « Diode-pumped femtosecond oscillator using ultra-broad Yb-doped crystals and modelocked using low-temperature grown or ion implanted saturable-absorber mirrors », *Eur. Phys. J. AP* **20**, 177-182 (2002).

2- Communications à des congrès avec actes

- S. Chénais, F. Balembois, and P. Georges, R. Gaumé, B. Viana, G. P. Aka and D. Vivien : « Thermal lensing measurements in diode-pumped Yb-doped materials », OSA TOPS vol. 68, *Advanced Solid-State lasers 2002*, pp. 384-386, 2002.
- S. Chénais, F. Druon, F. Balembois et P. Georges, R. Gaumé, G. Aka, B. Viana et D. Vivien : « Un nouveau cristal laser largement accordable : le BOYS dopé à l'ytterbium », *Journal de Physique IV France Vol. 12*, 2002.
- F. Druon, S. Chénais, P. Raybaut, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, G. Aka, B. Viana, D. Vivien, S. Mohr, D. Kopf : « CW and femtosecond regime of a new very broadband Yb-doped BOYS crystal », OSA TOPS vol. 68, *Advanced Solid-State lasers 2002*, pp. 164-167, 2002.
- F. Druon, S. Chénais, P. Raybaut, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, A. Aron, G. Aka, B. Viana, D. Vivien, A. Courjaud, C. Hönninger et F. Salin : « Oscillateurs laser femtosecondes à base de cristaux borates inédits dopés aux ions ytterbium », *Journal de Physique IV France Vol. 12*, 2002.

- M. Jacquemet, F. Balembois, S. Chénais, F. Druon, P. Georges, R. Gaumé, B. Viana, D. Vivien, B. Ferrand : « CW Yb:YSO diode-pumped laser emitting at 1003.4 nm for the realization of a stable frequency standard », accepté pour communication à *Advanced Solid State Photonics 2003* (actes à paraître courant juin 2003).
- R. Gaumé, P. H. Haumesser, B. Viana, G. P. Aka and D. Vivien, S. Chénais, F. Balembois, P. Georges and A. Brun : « Spectroscopy and diode-pumped laser operation of a new broadly tunable crystal : $\text{Yb}^{3+}:\text{Sr}_3\text{Y}(\text{BO}_3)_3$ », *Advanced Solid State Lasers (ASSL)* 2001, Seattle ; TOPS Proceedings of ASSL 2001 pp. 635-639.
- F. Druon, S. Chénais, P. Raybaut, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, G. Aka, B. Viana, D. Vivien, J.P. Chambaret, S. Mohr, D. Kopf, « Largely-tunable diode-pumped sub-100-fs Yb:BOYS laser », **Post-deadline paper** *Ultrafast Optics*, July 2001, Québec, Canada.
- R. Gaumé, B. Viana, G. Wallez, D. Vivien, S. Chénais, F. Balembois, P. Georges : « Enhancement of Yb:BOYS mechanical properties for tunable and ultrafast lasers », *Advanced Solid State Lasers (ASSL)* 2002, Québec (Canada).

3- Communications à des congrès internationaux (non accompagnées de publication d'actes) :

- S. Chénais, F. Balembois, F. Druon, G. Lucas-Leclin and P. Georges : « Quantum efficiency measurements in Yb-doped crystals using an optical method », *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO Europe)*, Munich, juin 2003.
- S. Chénais, F. Balembois, F. Druon, P. Georges, R. Gaumé, B. Viana, G. Aka, D. Vivien : « Multiwatt and broadly tunable laser action from diode-pumping of two silicate ytterbium-doped crystals : $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ and $\text{Yb}:\text{SrY}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O}$ », *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO Europe)*, Munich, juin 2003.
- S. Chénais, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, R. Gaumé, P. H. Haumesser, B. Viana, G. P. Aka and D. Vivien : « Diode-pumped laser action in a new broadly tunable crystal : $\text{Yb}:\text{Sr}_3\text{Y}(\text{BO}_3)_3$ », *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, Baltimore, mai 2001, paper CFD3.
- S. Chénais, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, A. Brenier, G. Boulon, « Diode-pumped operation of Yb:GGG laser », *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, Baltimore, mai 2001, paper CTuM24.
- S. Chénais, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, B. Viana, G. P. Aka and D. Vivien : « Evidence of nonradiative processes in Yb-doped oxoborate crystals by thermal lensing measurements », *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, Long Beach (Californie), mai 2002, paper CMF2.
- S. Chénais, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, M. Zavelani-Rossi, F. Augé, J.P. Chambaret, F. Mougél, G. Aka and D. Vivien : « 3-W, diode-pumped, tunable, CW Yb:GdCOB laser », paper CMA3, *CLEO Europe* (10-15 septembre 2000, Nice).
- F. Druon, P. Raybaut, S. Chénais, F. Balembois, P. Georges, S. Mohr, D. Kopf, R. Gaumé, G. Aka, B. Viana, D. Vivien : « 69-fs and broadly tunable diode-pumped Yb:BOYS laser », *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, Long Beach (Californie), mai 2002, paper CME4.

4- autres publications et communications :

- S. Chénais, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, M. Zavelani-Rossi, F. Augé, J.P. Chambaret, F. Mougél, G. Aka, D. Vivien : « High power diode-pumped CW Yb:GdCOB laser », **conférence invitée** pour *International Workshop on Optics and Spectroscopy* (Hanoi, 30 mars - 1^{er} avril 2000)
- S. Chénais, F. Balembois, P. Georges : « Développements récents dans le domaine des lasers de forte puissance à base de cristaux dopés Ytterbium », *synthèse bibliographique*, bulletin POLOQ (Prospective Orientée sur les Lasers et l'Optronique), pp.66-69, mars 2002.

- S. Chénais, F. Balembois, P. Georges : « Développement de nouvelles sources laser à base de cristaux dopés ytterbium / étude expérimentale des effets thermiques limitant la montée en puissance », résumé des travaux de thèse de 1ère et 2ème année, bulletin POLOQ (Prospective Orientée sur les Lasers et l'Optronique), pp.70-78, mars 2002.
- S. Chénais, P. Georges : «Développements récents en pompage par diode d'oscillateurs lasers Ytterbium : des architectures innovantes et des matériaux prometteurs», *synthèse bibliographique*, bulletin POLOQ (Prospective Orientée sur les Lasers et l'Optronique), pp.47-53, mars 2001.

Résumé

Ce travail a comme but l'étude de nouveaux cristaux dopés à l'ion ytterbium, pour le développement de lasers efficaces (et éventuellement accordables) émettant vers $1\ \mu\text{m}$.

La première partie traite des performances laser en pompage par diode de forte puissance (10-15 W) de **nouveaux cristaux** : l'Yb:GGG, l'Yb:GdCOB, l'Yb:BOYS (et l'Yb:CaBOYS), l'Yb:SYS et l'Yb:YSO. L'efficacité, l'accordabilité, et le comportement thermique de ces matériaux est discutée, et illustrée, lorsque cela est pertinent, par une comparaison entre matériaux voisins.

Les effets thermiques limitent la montée en puissance dans la plupart de ces nouveaux matériaux : leur étude détaillée fait l'objet de la seconde partie. Nous commençons par une synthèse théorique sur les effets thermiques et thermomécaniques dans les lasers solides. Après une description des différentes méthodes expérimentales d'investigation des effets thermiques, nous décrivons le banc de mesure que nous avons mis en place. Il est basé sur un analyseur de front d'onde de Shack-Hartmann, et il permet la mesure des lentilles thermiques (et de leurs aberrations) dans des configurations de pompage longitudinal, en présence (ou non) d'effet laser. Nous décrivons les caractéristiques et les limitations de cet outil en détail.

Des mesures de lentilles thermiques sont ensuite rapportées, pour la première fois, dans des matériaux dopés à l'ytterbium. Nous avons mis en évidence d'importants effets non radiatifs qui contribuent à la charge thermique, contrairement à ce qui est généralement admis. Nous détaillons alors comment, avec un modèle analytique simple, on peut déduire de ces mesures le rendement quantique et le coefficient thermo-optique des matériaux considérés. Nous avons également mis en évidence expérimentalement l'influence de la longueur d'onde laser sur la charge thermique, la réduction des effets thermiques dans des cristaux composites, ou encore la contribution significative de l'effet photoélastique à la lentille thermique dans l'Yb:GdCOB.

Summary

This thesis is a study of new ytterbium-doped crystals, made for the development of efficient (and sometimes broadly tunable) lasers emitting around $1\ \mu\text{m}$.

The first part presents the laser performance, under high power diode pumping, of **new crystals**: Yb:GGG, Yb:GdCOB, Yb:BOYS (and Yb:CaBOYS), Yb:SYS and Yb:YSO. The efficiency, tunability and thermal behaviour of these materials is discussed, and illustrated (when pertinent) by a comparison between materials of similar properties.

Thermal effects limit the scaling toward higher powers in most of these materials: a comprehensive study of these effects is performed in the second part of this thesis. We begin this part by setting the theoretical background necessary to understand thermal and thermomechanical effects in solid state lasers. After a description of the classical techniques employed to investigate thermal effects, we describe the experimental setup we used. It is based on a commercially available Shack-Hartmann wavefront sensor, and enables the measurement of the thermal lens (including its aberrations) in end-pumped laser, under lasing and nonlasing conditions. We emphasize on the characteristics and limitations of this technique.

Thermal lensing measurements are then reported, for the first time, in ytterbium-doped materials. Significant nonradiative effects have been demonstrated, whereas it is generally admitted that such effects are purely absent. We then explain how, thanks to a simple analytical model, it is possible to derive the quantum efficiency and the thermo-optical coefficient from these measurements. We also demonstrated the influence of the lasing wavelength on the thermal load, the reduction of thermal effects by the use of composite crystals, as well as the major role played by the photoelastic effect in the thermally-induced lens in Yb:GdCOB.

Mots-clés : laser, matériaux laser, pompage par diode, ytterbium, lasers de puissance, lasers accordables, effets thermiques dans les lasers, analyse de front d'onde, Shack-Hartmann.