



HAL
open science

Développement de nouvelles sources laser accordables dans l'infrarouge proche autour du cristal de lisaf dope avec l'ion Cr^{3+}

François Balembois

► **To cite this version:**

François Balembois. Développement de nouvelles sources laser accordables dans l'infrarouge proche autour du cristal de lisaf dope avec l'ion Cr^{3+} . Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 1994. Français. NNT : . pastel-00713710

HAL Id: pastel-00713710

<https://pastel.hal.science/pastel-00713710>

Submitted on 2 Jul 2012

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

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

N° d'Ordre :

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR
EN SCIENCES PHYSIQUES

PAR

François BALEMBOIS

**Développement de nouvelles sources laser accordables dans
l'infrarouge proche autour du cristal de LiSAF
dopé avec l'ion Cr³⁺.**

soutenue le 4 Février 1994 devant la commission d'examen

| | | | |
|-----|------|----------|------------|
| MM. | C. | IMBERT | Président |
| | C. | FROEHLY | Rapporteur |
| | J.P. | POCHOLLE | Rapporteur |
| | A. | BRUN | |
| | P. | FRENCH | |
| | G. | LECOY | |



A Gérard qui nous a
construit la Formule 1 des
laser LSAF!

Amities
Francis

A ma femme,
A mes parents.

Je remercie Monsieur le Professeur Christian Imbert de m'avoir accueilli à l'Institut d'Optique.

Je suis très sensible à l'honneur que me font Messieurs les membres du jury en acceptant de lire et de juger ce mémoire : Monsieur Claude Froehly, Directeur de Recherche à l'Université de Limoges, Monsieur Jean-Paul Pocholle, Chef de Service au Laboratoire Central de Recherches de THOMSON-Corbeville, Monsieur le Professeur Alain Brun, Chef du Groupe d'Optique Non Linéaire de l'Institut d'Optique, qui a été mon directeur de thèse, Monsieur Paul French, chercheur à l'Imperial College de Londres, Monsieur le Professeur Christian Imbert, Directeur de l'Institut d'Optique, et Monsieur le Professeur Gilles Lecoy, de l'Université de Montpellier. Messieurs Froehly et Pocholle ont, en outre, eu la gentillesse d'accepter d'être les rapporteurs de ce mémoire : je les en remercie.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur Alain Brun pour m'avoir accepté au sein de son groupe de recherche. J'ai apprécié la liberté que j'ai eue sous sa direction, sa disponibilité et son exigence lors de la rédaction du mémoire.

Je tiens aussi à remercier Monsieur Jean-Paul Pocholle pour ses conseils qui m'ont été fort utiles lors de la rédaction définitive du mémoire.

Je remercie la Société COHERENT, et plus particulièrement Jean-Luc Tapié, pour le prêt d'un laser MIRA.

Je remercie aussi la Société SPECTRA-PHYSICS, et plus particulièrement Franck Leibreich, pour le prêt d'un laser TSUNAMI.

Le travail présenté dans ce mémoire a pu être mené à bien grâce au soutien de la Direction des Recherches, Etudes et Techniques, Groupe "Optique, Optronique", je l'en remercie.

Merci à tous les membres de l'équipe femtoseconde pour leur sympathie.

J'adresse un grand merci à Patrick Georges qui m'a guidé, conseillé, aidé, tout au long de ce travail. J'ai beaucoup apprécié son immense disponibilité, sa très grande compétence, ses talents pédagogiques, et ... son excellente humeur ! La confiance qu'il m'a témoignée m'a été d'une grande aide.

Merci à Jennifer Watson qui a relu avec beaucoup de patience et de gentillesse mes articles en anglais. J'ai grandement apprécié le travail en sa compagnie ... qui n'a jamais manqué de farces fracassantes !

Merci à Gérard Roger qui a conçu toute la mécanique de nos systèmes laser et plus particulièrement celle du laser LiSAF pompé par diode. Les performances de ce laser doivent beaucoup aux qualités mécaniques du montage . L'aide que Gérard m'a apportée pendant les "coups durs" des expériences m'a été très précieuse.

Je tiens à remercier François Salin avec qui j'ai eu la chance de travailler pendant un an. Son aide tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental a été capitale.

Je remercie Thierry Lépine, qui m'a beaucoup aidé pour la partie théorique de ce travail. Sa disponibilité, ses compétences, et sa maîtrise de Mathematica m'ont été d'un grand secours.

Merci à notre informaticien Michel Allain qui m'a initié aux joies des réseaux sur Macintosh.

Merci aussi à Thierry Avignon et Marie-Thérèse Plantegenest (T.P. SupOptique) qui ont toujours accueilli mes demandes d'emprunts de matériels avec bienveillance.

Merci à tous les techniciens de l'atelier de mécanique qui ont réalisé le squelette de nos lasers.

Un grand merci à Nelly Bonavent qui a assuré la frappe de ce manuscrit. J'ai beaucoup apprécié sa gentillesse et la qualité de son travail.

Merci enfin à Madame Delmotte qui s'est chargée de l'impression de ce document.

Abstract

We present various lasers based on a $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ crystal. Discovered in 1989, this crystal has an absorption band between 600 and 700 nm, overlapping the emission wavelength of GaAlInP red diodes (670 nm), and a large emission band in the near infrared, between 800 and 1000 nm. It is therefore an ideal candidate for tunable all solid state diode-pumped lasers.

We first pumped a $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ crystal with a cw krypton ion laser emitting at 647 and at 676 nm. In this way, we were able to prepare for the arrival of the powerful red diodes needed for the pumping but at that time not commercialized. The krypton-pumped laser allowed us to test the performances of the $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ crystal in different regimes. On the one hand, in the continuous regime, we obtained performances comparable to those of a titanium sapphire laser, the only significant difference being the greater thermal effects in the $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ crystal. On the other hand, in the pulsed regime, our laser systems show that $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ is well adapted to produce tunable, microjoules pulses from the nanosecond to the femtosecond domain at a high repetition rate.

We then conceived and built a 500 mW diode-pumped $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ laser working in quasi-continuous wave operation. This laser was at that time (January 1994) the most powerful red diode-pumped $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ laser reported in the literature. The output power was as high as 80 mW. With the same optical configuration, we developed one of the first diode-pumped mode-locked $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ lasers producing 100 ps pulses over a tuning range of 70 nm.

TABLE DES MATIÈRES

Développement de nouvelles sources laser accordables dans l'infrarouge proche autour du cristal de LiSAF dopé avec l'ion Cr³⁺.

| | |
|---|-----------|
| INTRODUCTION | 1 |
| PARTIE I - Étude du cristal de Cr³⁺:LiSAF dans différents systèmes laser pompés par laser krypton | 5 |
| Introduction | 7 |
| Chapitre I - Présentation du cristal de Cr³⁺: LiSAF. | 9 |
| I.1. Composition et structure cristalline. | 9 |
| I.2. Cristallogénèse..... | 10 |
| I.3. Données spectroscopiques. | 10 |
| I.3.1. Niveaux d'énergie et transitions optiques | 10 |
| I.3.2. Spectre d'absorption | 12 |
| I.3.3. Spectre de fluorescence | 12 |
| I.3.4. Cr ³⁺ :LiSAF matériau laser à 4 niveaux. | 13 |
| I.3.5. Phénomènes physiques limitant les performances du Cr ³⁺ :LiSAF | 15 |
| I.3.5.1. Absorption par l'état excité..... | 15 |
| I.3.5.2. Absorption par l'état fondamental. | 15 |
| I.3.5.3. Phénomène de "up-conversion" | 16 |
| I.4. Situation du Cr ³⁺ :LiSAF dans la famille des cristaux laser émettant dans le proche infrarouge. | 17 |
| I.4.1. Situation par rapport aux autres colquirites | 17 |
| I.4.2. Situation par rapport aux autres cristaux laser émettant dans l'infrarouge proche. | 19 |
| I.5. Conclusion..... | 21 |
| | |
| Chapitre II - Oscillateur Cr³⁺:LiSAF en régimes continu et quasi-continu. | 23 |
| II.1. Description de la cavité utilisée. | 23 |
| II.2. Performances en régime continu. | 25 |
| II.2.1. Efficacité | 25 |
| II.2.2. Accordabilité..... | 28 |
| II.2.3. Les problèmes thermiques..... | 28 |
| II.3. Etude du régime quasi-continu. | 30 |

| | |
|--|----|
| II.3.1. Efficacité..... | 30 |
| II.3.2. Régime transitoire..... | 30 |
| II.3.3. Etude du premier pic d'émission laser..... | 33 |
| II.4. Conclusion..... | 38 |

Chapitre III - Oscillateurs Cr³⁺:LiSAF impulsionsnels..... 39

| | |
|---|----|
| III.1. Oscillateurs nanosecondes déclenchés..... | 39 |
| III.1.1. Rappels théoriques sur les oscillateurs déclenchés..... | 39 |
| III.1.1.1. Principe de fonctionnement..... | 39 |
| III.1.1.2. Evolution du gain..... | 40 |
| III.1.1.3. Puissance crête de sortie..... | 41 |
| III.1.2. Réalisation expérimentale..... | 42 |
| III.1.2.1. Modulation des pertes à l'aide d'un modulateur acousto-optique..... | 42 |
| III.1.2.2. Schéma expérimental et choix du miroir de sortie..... | 45 |
| III.1.2.3. Résultats expérimentaux..... | 47 |
| III.1.3. Comparaison des performances de ce laser avec celles des autres lasers déclenchés..... | 48 |
| III.1.4. Réalisation d'une source bleue accordable par doublage de fréquence..... | 49 |
| III.1.4.1. Réalisation expérimentale..... | 49 |
| III.1.4.2. Le contexte de cette expérience : la "course au bleu"..... | 52 |
| III.2. Oscillateur picoseconde par blocage de modes actif..... | 53 |
| III.2.1. Rappels théoriques sur le blocage de modes actif..... | 53 |
| III.2.1.1. Production d'impulsions par blocage de modes..... | 53 |
| III.2.1.2. Utilisation d'un modulateur acousto-optique pour le blocage des modes d'un laser..... | 55 |
| III.2.2. Réalisation expérimentale..... | 56 |
| III.2.2.1. Schéma expérimental..... | 56 |
| III.2.2.2. Importance de la position du modulateur acousto-optique dans la cavité..... | 57 |
| III.2.2.3. Résultats expérimentaux..... | 58 |
| III.2.2.4. Comparaison des performances obtenues avec celles d'autres lasers à blocage de modes actif..... | 61 |
| III.3. Conclusion..... | 62 |

Chapitre IV- Amplificateur régénératif d'impulsions courtes Cr³⁺:LiSAF..... 63

| | |
|---|----|
| IV.1. Principe de l'amplificateur régénératif..... | 63 |
| IV.2. Description de l'amplificateur régénératif Cr ³⁺ :LiSAF..... | 66 |
| IV.2.1. La cavité laser..... | 66 |

| | |
|---|-----------|
| IV.2.2. L'amplificateur..... | 67 |
| IV.3. Amplification d'impulsions picosecondes..... | 69 |
| IV.4. Amplification d'impulsions femtosecondes..... | 71 |
| IV.4.1. Principe..... | 71 |
| IV.4.1.1. Comportement temporel des impulsions au cours de leur amplification..... | 72 |
| IV.4.1.2. Le compresseur..... | 73 |
| IV.4.1.2.1. Description du compresseur..... | 74 |
| IV.4.1.2.2. Calcul de la dispersion du compresseur..... | 75 |
| IV.4.1.2.3. Validation du calcul..... | 79 |
| IV.4.2. Réalisation expérimentale..... | 80 |
| IV.4.2.1. Performances de l'amplificateur régénératif..... | 81 |
| IV.4.2.1.1. Energie des impulsions amplifiées..... | 81 |
| IV.4.2.1.2. Spectre des impulsions amplifiées..... | 82 |
| IV.4.2.1.3. Calcul du seuil d'effets non linéaires..... | 84 |
| IV.4.2.2. Compression des impulsions..... | 86 |
| IV.4.2.2.1. Compression à 5µJ..... | 86 |
| IV.4.2.2.2. Essai de compression au delà du seuil d'effets non linéaires..... | 88 |
| IV.5. Conclusion..... | 88 |
| Conclusion..... | 91 |
| | |
| PARTIE II - Pompage d'un cristal de Cr³⁺:LiSAF par une diode laser..... | 93 |
| | |
| Introduction..... | 95 |
| | |
| Chapitre I - Etat de l'art sur les lasers solides pompés par diode et choix de notre configuration de pompage..... | 97 |
| I.1. Les différents types de cristaux pompés par diode..... | 97 |
| I.1.1. Les cristaux fluorescents à 1 µm..... | 97 |
| I.1.2. Les cristaux fluorescents à 2 µm..... | 99 |
| I.1.3. Le Cr ³⁺ :LiSAF comparé aux cristaux précédents..... | 99 |
| I.2. Description des diodes laser commercialisées..... | 100 |
| I.2.1. Caractéristiques générales des diodes laser..... | 101 |
| I.2.2. Propriétés optiques des diodes laser..... | 102 |
| I.2.3. La diode laser de 500 mW émettant à 670 nm (SDL 7432)..... | 104 |
| I.3. Les différentes solutions technologiques recensées dans la bibliographie..... | 106 |
| I.3.1. Amélioration de la qualité optique du faisceau issu de la diode laser elle-même..... | 106 |

| | |
|---|-----|
| I.3.2. <i>Pompage longitudinal</i> | 107 |
| I.3.2.1. <i>Pompage sans lentille</i> | 108 |
| I.3.2.2. <i>Pompage avec une seule lentille</i> | 108 |
| I.3.2.3. <i>Pompage avec deux lentilles</i> | 109 |
| I.3.2.4. <i>Pompage avec deux lentilles plus un système anamorphoseur</i> | 111 |
| I.3.2.5. <i>Adaptation du mode de cavité au mode de pompe</i> | 114 |
| I.3.2.6. <i>Conclusions sur le pompage longitudinal</i> | 115 |
| I.3.3. <i>Le pompage transverse</i> | 117 |
| I.4. <i>Quelle solution choisir pour le Cr³⁺:LiSAF ?</i> | 118 |
| I.4.1. <i>Les lasers Cr³⁺:LiSAF pompés par diode déjà réalisés</i> | 119 |
| I.4.1.1. <i>Pompage sans lentille</i> | 119 |
| I.4.1.2. <i>Pompage avec deux lentilles</i> | 120 |
| I.4.1.3. <i>Utilisation d'un système optique anamorphoseur</i> | 121 |
| I.4.2. <i>Le choix du schéma optique pour notre diode de 500 mW</i> | 122 |
| I.4.2.1. <i>Pompage longitudinal ou transverse ?</i> | 122 |
| I.4.2.2. <i>Quelle optique choisir ?</i> | 122 |
| I.4.2.3. <i>Comment choisir le cristal de Cr³⁺:LiSAF ?</i> | 123 |
| I.5. <i>Conclusion</i> | 124 |

Chapitre II - Simulation Numérique 125

| | |
|---|-----|
| II.1. <i>Hypothèses de base</i> | 125 |
| II.2. <i>Présentation du modèle utilisé</i> | 128 |
| II.2.1. <i>Lois d'évolution du faisceau de pompe dans le cristal</i> | 128 |
| II.2.2. <i>Calcul du gain du laser</i> | 130 |
| II.2.2.1. <i>Rappel de spectroscopie</i> | 130 |
| II.2.2.2. <i>Expression de la population de l'état excité</i> | 132 |
| II.2.2.3. <i>Problème du "hole-burning" spatial</i> | 132 |
| II.2.2.4. <i>Variation de I_c⁺ due au gain du laser sur une tranche dz du cristal</i> | 136 |
| II.2.2.5. <i>Expression du gain non saturé g₀ en fonction du profil de pompe</i> | 138 |
| II.2.2.6. <i>Gain du laser sur un aller et retour</i> | 139 |
| II.2.3. <i>Expression implicite de la puissance de sortie</i> | 142 |
| II.2.4. <i>Approximations près du seuil</i> | 143 |
| II.2.4.1. <i>Approximation B* << 1</i> | 143 |
| II.2.4.2. <i>Linéarisation au seuil</i> | 146 |
| II.3. <i>Validation du modèle</i> | 147 |
| II.3.1. <i>Description de la cavité</i> | 147 |
| II.3.2. <i>Puissance de sortie sans approximation</i> | 149 |
| II.3.3. <i>Comparaison des courbes théorique et expérimentale</i> | 150 |
| II.3.4. <i>Influence du mécanisme de "up-conversion"</i> | 151 |
| II.3.5. <i>Puissance de sortie avec approximation</i> | 154 |
| II.3.6. <i>Comparaison des calculs avec et sans approximation</i> | 154 |
| II.4. <i>Utilisation du modèle pour l'optimisation de l'optique de pompage du laser Cr³⁺:LiSAF pompé par diode</i> | 157 |

| | |
|--|-----|
| II.4.1. Rappel de la configuration utilisée | 157 |
| II.4.2. Estimation des paramètres expérimentaux. | 157 |
| II.4.3. Résultats..... | 158 |
| II.4.4. Choix de la transmission du miroir de sortie. | 160 |
| II.5. Conclusion. | 160 |

Chapitre III - Réalisation d'un laser Cr³⁺:LiSAF continu pompé par une diode laser de 500 mW 161

| | |
|---|-----|
| III.1 Description de l'expérience..... | 161 |
| III.1.1. L'optique de pompe | 161 |
| III.1.1.1. Choix des lentilles de l'afocal. | 161 |
| III.1.1.2. Description de l'optique de pompage. | 164 |
| III.1.2. La cavité | 165 |
| III.1.3. Le cristal de Cr ³⁺ :LiSAF..... | 167 |
| III.1.3.1. Description du cristal..... | 167 |
| III.1.3.2. Les problèmes thermiques | 168 |
| III.1.3.3. Orientation du cristal. | 171 |
| III.1.3.4. Schéma global de l'expérience..... | 171 |
| III.2. Résultats expérimentaux. | 173 |
| III.2.1. La diode et le faisceau de pompe | 173 |
| III.2.1.1. La diode | 173 |
| III.2.1.2. Transmission globale des optiques de pompe. | 173 |
| III.2.1.3. Allure du faisceau de pompe focalisé. | 174 |
| III.2.2. Caractérisation de l'émission laser..... | 177 |
| III.2.2.1. Géométrie du faisceau de sortie | 177 |
| III.2.2.2. Polarisation du laser..... | 179 |
| III.2.2.3. Spectre du laser..... | 179 |
| III.2.3. Performances du laser | 181 |
| III.2.3.1. Efficacité..... | 181 |
| III.2.3.2. Les problèmes thermiques. | 181 |
| III.2.3.3. Accordabilité. | 184 |
| III.3. Confrontation des résultats théoriques et expérimentaux. | 185 |
| III.3.1. Ajustement du modèle théorique. | 185 |
| III.3.1.1. Ajustement des données..... | 185 |
| III.3.1.2. Prise en compte de l'ellipticité du faisceau de cavité..... | 185 |
| III.3.1.3. Focalisation optimale. | 186 |
| III.3.2. Comparaison théorie-expérience sur la solution de pompage choisie..... | 188 |
| III.3.2.1. Comparaison des pertes théoriques et expérimentales | 188 |
| III.3.2.2. Influence du mécanisme de "up-conversion" | 189 |
| III.3.2.3. Comparaison des puissances de sortie théorique et expérimentale..... | 191 |
| III.3.3. Était-ce la meilleure solution de pompage ? | 192 |
| III.3.3.1. Variation du grandissement de l'afocal | 192 |
| III.3.3.2. Variation de la taille du faisceau de cavité. | 193 |

| | |
|---|------------|
| III.3.3.3. La configuration optimale..... | 194 |
| III.4. Conclusion..... | 196 |
| Chapitre IV - Réalisation d'un laser Cr³⁺:LiSAF, pompé par diode, picoseconde par blocage de modes actif..... | 197 |
| IV.1 Description expérimentale..... | 197 |
| IV.2 Analyse des performances..... | 198 |
| IV.3. Conclusion..... | 207 |
| CONCLUSION..... | 209 |
| ANNEXE - Principe d'un autocorrélateur d'ordre deux..... | 213 |
| RÉFÉRENCES..... | 217 |

INTRODUCTION

Sujet de recherche depuis trente ans, le laser est maintenant devenu un outil de travail dans un grand nombre de domaines techniques ou scientifiques comme l'industrie, la médecine ou les télécommunications. A ce titre, il doit répondre à de nouvelles exigences telles que la fiabilité, la longévité, la stabilité et la compacité. Les tendances actuelles au niveau de la recherche et du développement de sources laser concernent, d'une part, les diodes laser dont la percée commerciale a été impressionnante lors de ces dix dernières années et, d'autre part, de nouveaux cristaux laser pompés par diode.

Pour répondre aux exigences des utilisateurs, un cristal laser doit se rapprocher le plus possible du cahier des charges suivant : avoir une large bande spectrale d'absorption et un fort coefficient d'absorption autour de la longueur d'onde de pompe, une large plage d'accordabilité, un produit section efficace d'émission-temps de fluorescence important et une bonne tenue à la charge thermique.

Une partie des recherches s'est orientée vers l'ion Cr^{3+} comme dopant laser à cause de son efficacité dans des cristaux déjà découverts tels que l'alexandrite par exemple. La matrice de LiSrAlF_6 (LiSAF) a ensuite été identifiée comme la plus proche du cahier des charges fixé. La première synthèse du cristal de LiSAF dopé au chrome appelé Cr^{3+} :LiSAF, ou même LiSAF, a alors été réalisée au Lawrence Livermore Laboratory en Californie à la fin des années 80 et le premier laser Cr^{3+} :LiSAF date de 1989.

Ce cristal, émettant dans le proche infrarouge, est donc relativement récent et ses possibilités ont commencé à être explorées depuis 3 ans environ. Une de ses potentialités les plus intéressantes est le pompage en continu avec des diodes laser rouges émettant à 670 nm.

Le travail présenté dans ce mémoire concerne l'étude et le développement de différents systèmes laser utilisant le cristal de Cr^{3+} :LiSAF comme milieu amplificateur. Il s'articule autour de deux grandes parties qui correspondent à l'ordre chronologique dans lequel la thèse a été menée.

Au début, en septembre 1991, les diodes laser rouges de puissance n'étaient pas encore disponibles sur le marché. En prévision de leur commercialisation estimée imminente, nous avons dans un premier temps utilisé comme source de pompage un laser continu à krypton ionisé émettant à des longueurs d'onde voisines de celles des futures diodes (647 et 676 nm). Le but était alors de tester les performances du cristal de Cr^{3+} :LiSAF dans différentes configurations de fonctionnement. La première partie du mémoire, après une présentation des propriétés physiques du cristal de Cr^{3+} :LiSAF, concerne donc l'étude de systèmes

laser à $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompés par laser à krypton ionisé. Nous y décrivons des oscillateurs continus et impulsionnels ainsi qu'un amplificateur d'impulsions.

Les diodes laser rouges, émettant 500 mW en continu, ont été commercialisées comme prévu au début de l'année 1993. Nous avons donc, dans un second temps, abordé le sujet du pompage d'un cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ par une telle diode laser. Dans la deuxième partie du mémoire, une étude bibliographique puis des simulations numériques seront présentées, leurs buts étant de définir la "philosophie" du pompage ainsi que les différents composants optiques nécessaires à la réalisation d'un oscillateur $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ continu pompé par diode. Nous analyserons ensuite les performances expérimentales que nous avons obtenues avec un tel laser. Nous présenterons enfin la réalisation pratique d'un oscillateur impulsionnel $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diode à blocage de modes actif.

PARTIE I

**Étude du cristal de Cr³⁺:LiSAF dans
différents systèmes laser pompés par
laser krypton**

Introduction

Le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ étant relativement récent, nous allons d'abord examiner en détail ses propriétés physiques. Nous étudierons ensuite un oscillateur $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ fonctionnant en régime continu et quasi-continu, qui nous permettra de tester les performances de ce cristal et de cerner les problèmes qu'il peut poser.

Enfin, nous décrirons des systèmes laser fonctionnant dans le domaine impulsionnel, oscillateurs et amplificateurs, dont le but est de tirer parti des propriétés physiques du cristal.

Chapitre I

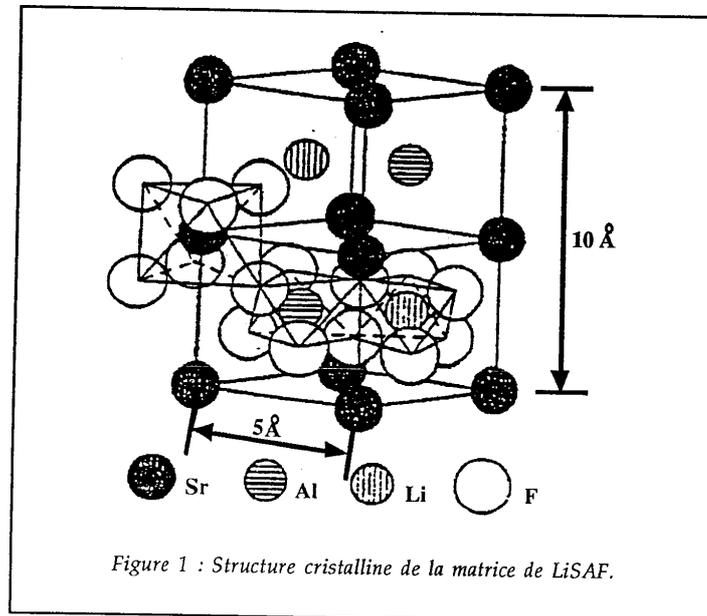
Présentation du cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$.

Le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ fait partie de la famille des colquirites. Le nom "colquiri" est celui d'une région minière de Bolivie où des cristaux ayant la même structure cristalline ont été découverts. Le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ n'existe pas à l'état naturel. Il n'a été synthétisé pour la première fois qu'en 1988 au Lawrence Livermore Laboratory (USA) [1] avec l'ion Cr^{3+} comme dopant, dans le but d'applications laser.

I.1. Composition et structure cristalline.

La formule chimique de la matrice de LiSAF est LiSrAlF_6 . La présence de l'élément fluor dans sa composition fait que cette matrice appartient à la famille des fluorures.

La structure de la matrice de LiSAF est donnée sur la figure 1. Dans cette structure, les éléments Li, Sr et Al sont insérés dans des sites octaédriques formés par six éléments fluor (F).



L'ion Cr^{3+} intervient comme dopant de cette matrice de LiSAF, en se substituant à un élément aluminium.

Le cristal de Cr^{3+} :LiSAF possède un axe inverse d'ordre 3 appelé axe c : une rotation d'angle $2\pi/3$ autour de cet axe, suivie d'une symétrie par rapport à un point donné du même axe, laisse le cristal inchangé. Sur le plan des propriétés optiques, le cristal est biréfringent uniaxe, l'axe optique étant perpendiculaire à l'axe c . Si l'on considère une propagation de la lumière parallèlement à l'axe optique du cristal, les deux axes neutres sont notés π pour l'axe parallèle à l'axe c et σ pour l'axe perpendiculaire à l'axe c .

I.2. Cristallogénèse.

Les premières croissances de ce cristal ont été assurées grâce à la technique de la "zone fondue" où une faible zone de fusion est déplacée tout le long du creuset contenant les précurseurs du cristal : CrF_3 , LiF , SrF_2 et AlF_3 [1]. Cette technique a permis d'obtenir des cristaux d'un volume de l'ordre de 5 mm^3 .

La méthode Czochralski [2] appliquée plus tard à la croissance du cristal de Cr^{3+} :LiSAF a permis d'obtenir des cristaux beaucoup plus volumineux (typiquement 25 mm de diamètre et 100 mm de long). Cette méthode consiste à tremper un germe monocristallin dans le matériau en fusion puis à le tirer lentement au fur et à mesure de la cristallisation sur le germe.

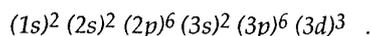
Contrairement au cristal de saphir dopé avec du titane, par exemple, le cristal de Cr^{3+} :LiSAF peut être fortement dopé en chrome sans baisse importante de la qualité optique du cristal ni du temps de fluorescence, jusqu'aux limites stoechiométriques où le chrome est entièrement substitué à l'aluminium [3].

La croissance du Cr^{3+} :LiSAF est maintenant bien maîtrisée, et les pertes par diffusion qui étaient importantes dans les premiers cristaux synthétisés sont maintenant inférieures à $0,5 \% \text{ cm}^{-1}$, comparables à celles obtenues dans d'autres cristaux laser [4].

I.3. Données spectroscopiques.

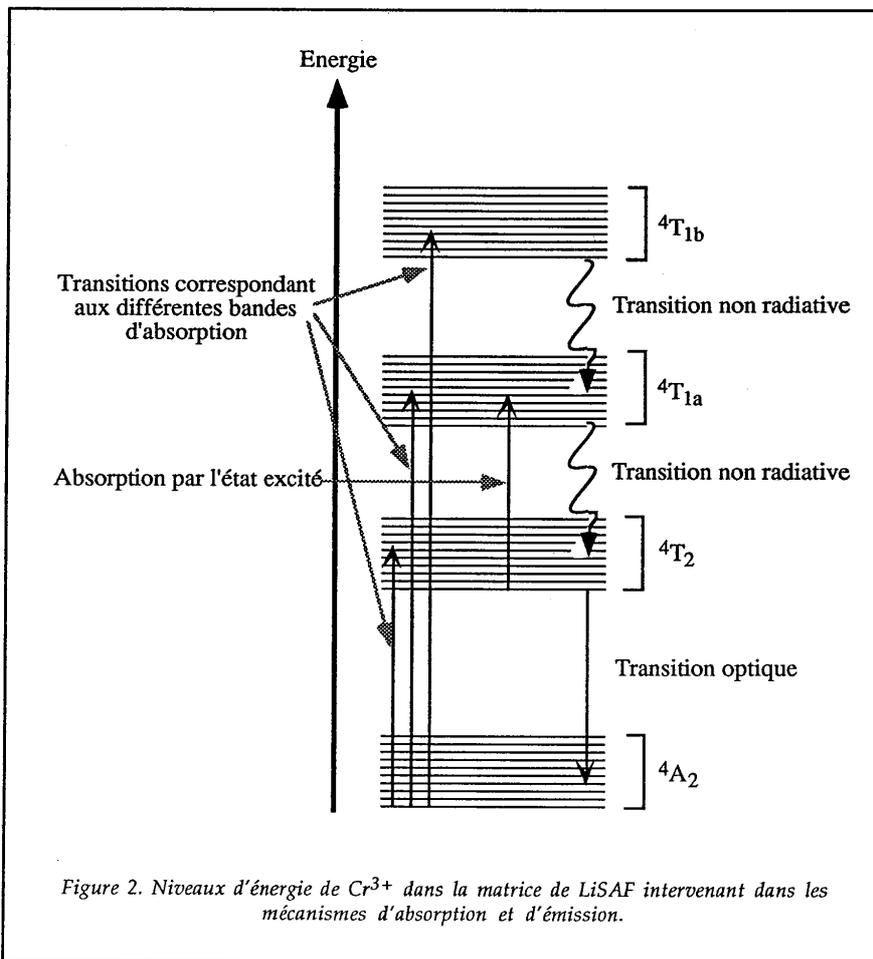
I.3.1. Niveaux d'énergie et transitions optiques

L'ion Cr^{3+} possède 21 électrons répartis de la manière suivante :



L'ion Cr^{3+} a la configuration $3d^3$ caractérisée par la présence de 3 électrons $3d$ sur la dernière couche électronique. Dans cette configuration, les niveaux mis en jeu pour les mécanismes d'émission et d'absorption sont 4A_2 (niveau fondamental), 4T_2 , ${}^4T_{1a}$, ${}^4T_{1b}$, (niveaux excités) [5].

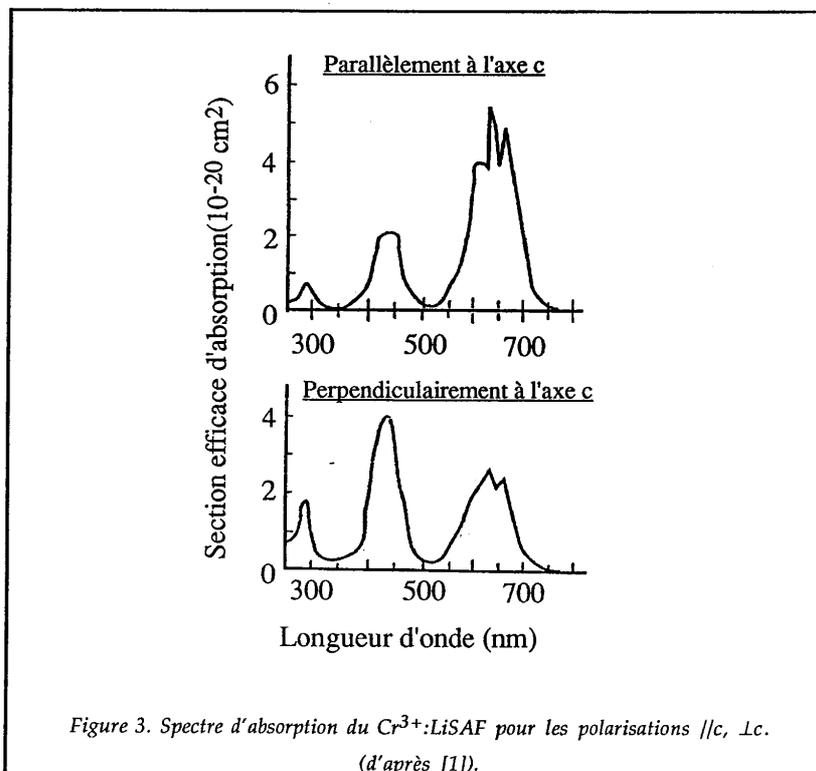
La position des trois niveaux excités 4T_2 , ${}^4T_{1a}$ et ${}^4T_{1b}$ dépend fortement du champ cristallin [6], leur largeur est due à la nature vibronique des transitions dans lesquelles ils interviennent (interaction vibrationnelle avec la matrice). Les différents niveaux d'énergie sont représentés sur la figure 2.



1.3.2. Spectre d'absorption

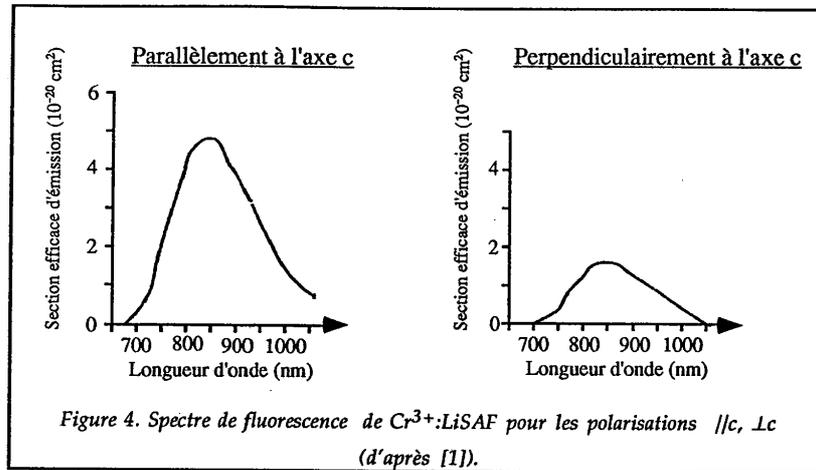
Le spectre d'absorption de l'ion Cr^{3+} dans la matrice de LiSAF est donné sur la figure 3. Il possède trois bandes distinctes correspondant aux transitions ${}^4\text{A}_2 \rightarrow {}^4\text{T}_{1b}$ (ultraviolet) ${}^4\text{A}_2 \rightarrow {}^4\text{T}_{1a}$ (bleu) et ${}^4\text{A}_2 \rightarrow {}^4\text{T}_2$ (rouge). Le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ est donc transparent dans le vert d'où sa couleur vert émeraude.

Remarquons que les courbes d'absorption, obtenues pour une polarisation incidente parallèle à l'axe c du cristal et perpendiculairement à cet axe, sont très différentes. Cet effet est dû à la taille importante des ions Sr^{2+} qui déforment les sites octaédriques dans lesquels ils sont insérés [7].



1.3.3. Spectre de fluorescence

Le spectre de fluorescence est présenté sur la figure 4.



Il s'étend de 750 à 950 nm environ avec un maximum à 846 nm correspondant à une section efficace d'émission de $4,8 \cdot 10^{-20} \text{cm}^2$ pour une polarisation de la lumière émise parallèle à l'axe c . La différence des sections efficaces d'émission entre les polarisations parallèle et perpendiculaire à l'axe c est due également à un effet de distorsion des sites octaédriques par les ions Sr^{2+} [7].

Le spectre de fluorescence met en jeu la transition ${}^4\text{T}_2 \rightarrow {}^4\text{A}_2$.

I.3.4. $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$: matériau laser à 4 niveaux.

Les temps de relaxation des niveaux ${}^4\text{T}_{1b}$ vers ${}^4\text{T}_{1a}$ et ${}^4\text{T}_{1a}$ vers ${}^4\text{T}_2$ sont très inférieurs à la microseconde [5].

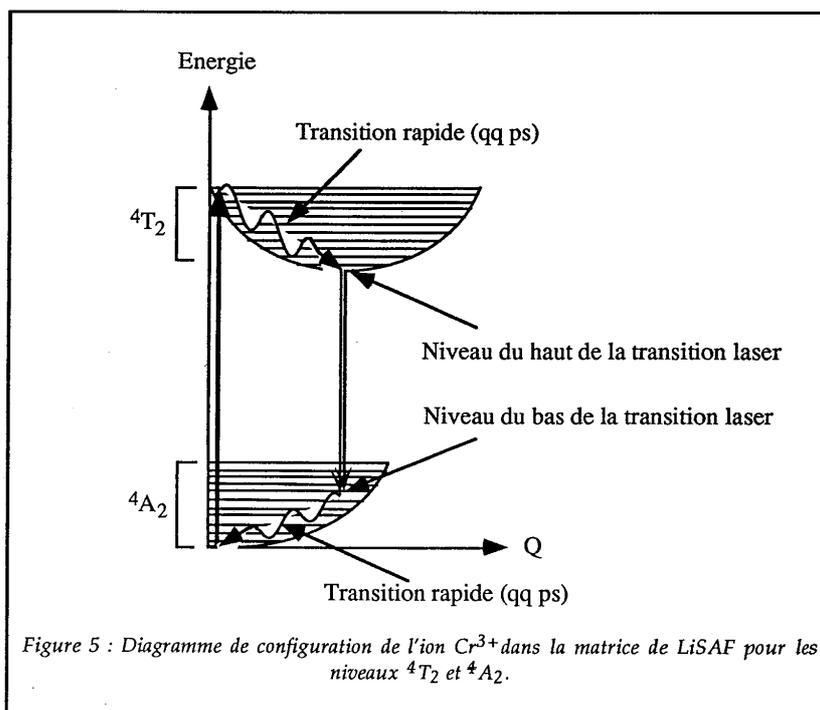
Le temps de vie du niveau ${}^4\text{T}_2$, en revanche, est de 67 μs . Ce niveau est le niveau excité de la transition laser qui se développe entre les bandes ${}^4\text{T}_2$ et ${}^4\text{A}_2$.

Pour simplifier, considérons uniquement les niveaux ${}^4\text{T}_2$ et ${}^4\text{A}_2$. La figure 5 représente le diagramme de configuration de l'ion Cr^{3+} dans le cas où une seule coordonnée généralisée est portée sur l'axe des abscisses. Chaque paraboloïde représente l'énergie d'un niveau électronique donné (ici ${}^4\text{T}_2$ et ${}^4\text{A}_2$) en fonction de la position de l'ion dans son site (coordonnée Q). Les traits horizontaux correspondent aux différents niveaux vibrationnels accessibles à l'ion.

Notons que le décalage en abscisse du minimum d'énergie des paraboloïdes est dû au fait que la position moyenne de l'ion Cr^{3+} est différente selon que celui-ci se trouve dans son état fondamental ${}^4\text{A}_2$ ou dans son état excité ${}^4\text{T}_2$.

Envisageons un pompage optique du cristal par des photons de longueur d'onde rouge λ_p , dans la bande d'absorption correspondant à la transition 4A_2 - 4T_2 (le raisonnement pour un pompage optique dans les deux autres bandes d'absorption serait le même). Après l'absorption d'un photon de pompe, l'ion Cr^{3+} libère rapidement, en quelques picosecondes, une partie de son énergie sous forme de vibrations dans le cristal (phonons). L'ion se retrouve dans le plus bas niveau vibrationnel de l'état excité 4T_2 . La désexcitation vers un niveau vibrationnel de l'état fondamental 4A_2 se fait par émission d'un photon de fluorescence. L'atome retrouve rapidement en quelques picosecondes son état fondamental après une nouvelle émission de phonons dans le cristal.

Ainsi, 4 niveaux sont mis en jeu dans ce mécanisme d'absorption-émission : deux niveaux dans la bande 4T_2 et deux niveaux dans la bande 4A_2 . Le Cr^{3+} :LiSAF peut être assimilé à un matériau laser à 4 niveaux. Les quatre niveaux ne portant pas des noms différents, on emploie aussi l'expression "quasi 4 niveaux".



Le spectre de fluorescence présenté sur la figure 4 laisse prévoir une émission laser de 750 à 950 nm avec une section efficace d'émission de $4,8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ au

maximum. Cependant plusieurs phénomènes physiques vont limiter les performances du cristal.

I.3.5. Phénomènes physiques limitant les performances du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$.

Il s'agit d'absorptions par le cristal à la longueur d'onde d'émission, (absorptions par l'état excité ${}^4\text{T}_2$ et par l'état fondamental ${}^4\text{A}_2$), ainsi que d'interactions entre deux ions Cr^{3+} dans l'état excité ${}^4\text{T}_2$ qui se traduisent par une baisse de la population de l'état excité (phénomène de "up-conversion").

Nous allons détailler ces différents phénomènes et montrer dans quelle mesure ils limitent les performances d'un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$.

I.3.5.1. Absorption par l'état excité.

La différence d'énergie entre les niveaux ${}^4\text{T}_{1a}$ - ${}^4\text{T}_2$ et ${}^4\text{T}_2$ - ${}^4\text{A}_2$ est du même ordre de grandeur. Les photons émis par passage des ions Cr^{3+} de l'état ${}^4\text{T}_2$ à l'état fondamental ${}^4\text{A}_2$ peuvent donc être réabsorbés lors de la transition ${}^4\text{T}_2$ - ${}^4\text{T}_{1a}$.

${}^4\text{T}_2$ étant l'état excité pour la transition laser, cette absorption est nommée "absorption par l'état excité". Il est très important de connaître sa valeur car elle va limiter sérieusement l'efficacité des lasers à base de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$.

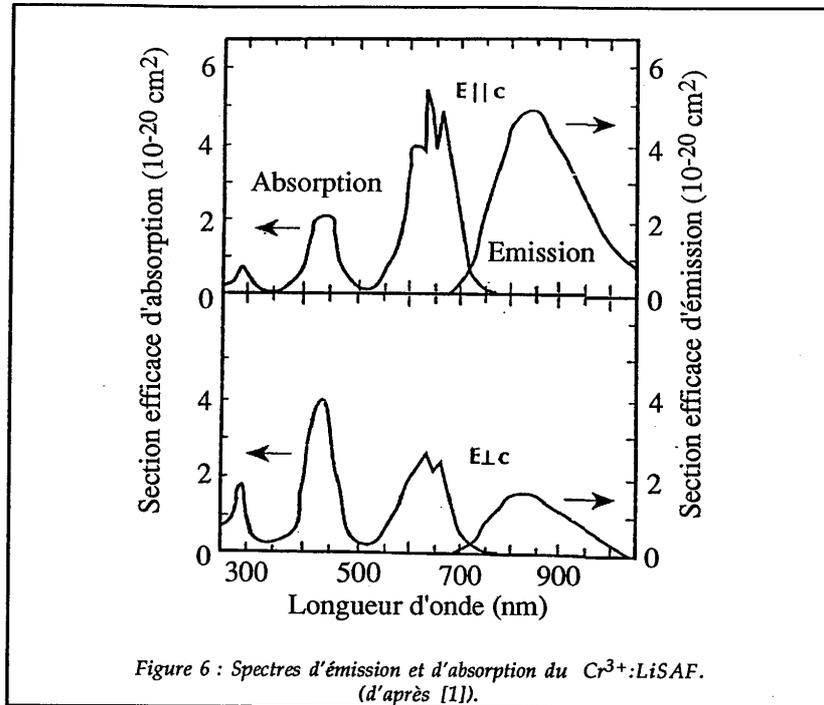
Beaud et son équipe [8] ont trouvé une section efficace de $1,6 \cdot 10^{-20} \text{cm}^2$ pour l'absorption de l'état excité. Cette valeur a été déduite de mesures du gain en simple passage dans un cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$.

Une valeur du même ordre de grandeur, quasiment constante de 800 à 900 nm, a été trouvée par W.R. Rapoport [9].

Notons de plus que l'absorption par l'état excité ne dépend pas de la polarisation (parallèle ou perpendiculaire à c) [1].

I.3.5.2. Absorption par l'état fondamental.

L'absorption par l'état fondamental met en jeu la transition ${}^4\text{A}_2$ - ${}^4\text{T}_2$ à la longueur d'onde d'émission. Elle provient du recouvrement partiel des courbes d'émission et d'absorption entre 700 et 800 nm (figure 6).



D'après les calculs menés par Payne et ses collègues [1], l'effet de cette absorption intervient dans l'élévation du seuil d'un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pour les courtes longueurs d'onde. En revanche, elle n'intervient pas dans l'efficacité du laser. Notons, de plus, que cette absorption est négligeable au delà de 800 nm pour des cristaux "faiblement dopés" (dopage en Cr^{3+} de l'ordre de quelques % en masse).

I.3.5.3. Phénomène de "up-conversion"

Le terme de "up-conversion" traduit la possibilité pour les ions Cr^{3+} d'atteindre des niveaux d'énergie supérieurs à celui dans lequel l'absorption des photons de pompe les a menés.

Le phénomène de "up-conversion" implique deux ions Cr³⁺ dans l'état excité ⁴T₂ qui interagissent dans un processus où l'un des ions se désexcite vers le niveau fondamental ⁴A₂ tandis que l'autre passe dans un niveau d'énergie plus élevé. Ce dernier revient dans l'état excité ⁴T₂ par transition non radiative. Ce processus entraîne donc une baisse de population du niveau excité qui est traduite dans les équations d'évolution par un terme qui s'écrit αN^2 , où N représente la densité de population de l'état excité ⁴T₂ [9]. Le coefficient α est d'autant plus élevé que la concentration en chrome est importante. Il vaut typiquement entre $3,5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3/\text{s}$ et $4,5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3/\text{s}$ pour des dopages en chrome allant de 2,2 % à 7,4 % et $30 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ pour un dopage en chrome de 100 % [9].

Le phénomène de "up-conversion" est d'autant plus important que la population de l'état excité ⁴T₂ est grande. Il intervient donc de manière prédominante dans le cas du pompage impulsionnel par flash ou par laser lui-même impulsionnel. Il peut cependant intervenir dans le cas d'un pompage en continu si le faisceau de pompe est très focalisé. Nous étudierons par la suite son influence sur les lasers que nous avons développés.

I.4. Situation du Cr³⁺:LiSAF dans la famille des cristaux laser émettant dans le proche infrarouge.

I.4.1. Situation par rapport aux autres colquirites

Historiquement, le Cr³⁺:LiSAF n'est pas le premier cristal laser de la famille des colquirites découvert. Chase et Payne [5] mentionnent qu'il a été précédé par le Cr³⁺:LiCAF synthétisé au Lawrence Livermore Laboratory (Californie) en 1987. Quelques années plus tard sont apparus le Cr³⁺:LiSCAF synthétisé et étudié au CREOL en Floride [10] et le LiSGAF [11] au Lawrence Livermore Laboratory.

Les propriétés de ces différents matériaux laser sont résumées dans le tableau 1.

| | Cr ³⁺ :LiSAF | Cr ³⁺ :LiCAF | Cr ³⁺ :LiSGAF | Cr ³⁺ :LiSCAF |
|---|--|--|--|--|
| Formule | Cr ³⁺ :LiSrAlF ₆ | Cr ³⁺ :LiCaAlF ₆ | Cr ³⁺ :LiSrGaF ₆ | Cr ³⁺ :LiSr _{0,8} Ca _{0,2} AlF ₆ |
| Temps de fluorescence (μs) | 67 | 175 | 88 | 80 |
| section efficace d'émission (10 ⁻²⁰ cm ²) | 4,8 | 1,3 | 3,3 | ? |
| Absorption par l'état excité (10 ⁻²⁰ cm ²) | 1,6 | 0 | 1,2 | ? |
| pic d'émission (nm) | 846 | 760 | 830 | 830 |
| Caractéristiques thermomécaniques | | | | |
| Coef. d'expansion | | | | |
| ⊥c (10 ⁻⁶ /°C) | 19 | 22 | 12 | ? |
| //c (10 ⁻⁶ /°C) | -10 | 3,6 | 0 | ? |
| Point de fusion (°C) | 766 | 810 | 716 | ? |
| Conductibilité thermique (W/m°C) | 2,9 | 5,1 ; 4,6 | ? | ? |

Tableau 1 : Éléments comparatifs des cristaux de colquirites.

Globalement, de ces quatre cristaux, le Cr³⁺:LiSAF est le plus efficace et le Cr³⁺:LiCAF est celui qui a les meilleures caractéristiques thermomécaniques, mais qui a la plus faible section efficace.

L'intérêt du Cr³⁺:LiSGAF réside dans la faible valeur de ses coefficients d'expansion thermique. C'est le cristal qui présente le moins de distorsion thermique sous l'effet d'une augmentation de température, provoquée, par exemple, par un faisceau optique de pompe focalisé.

Remarquons l'absence de nombreuses données pour le Cr³⁺:LiSCAF. Qualitativement, ce cristal a des propriétés similaires au Cr³⁺:LiSAF au niveau optique.

De ces quatre cristaux, le seul qui soit commercialisé est le Cr³⁺:LiSAF.

I.4.2. Situation par rapport aux autres cristaux laser émettant dans l'infrarouge proche.

Il est possible de classer les cristaux laser en deux grandes familles de matrices : les oxydes et les fluorures. Les premières contiennent de l'oxygène dans leur formule chimique et les secondes du fluor. Elles ont des propriétés physiques totalement différentes résumées dans le tableau 2 ci-dessous.

| | Oxydes | Fluorures |
|------------------------|--------------------|--------------------|
| Point de fusion | > 1500 °C | < 1500 °C |
| Dureté | > 6 | < 4 |
| Conductivité thermique | bonne à excellente | moyenne à mauvaise |
| Indice de réfraction | 1,8 - 2,1 | 1,35 - 1,55 |

Tableau 2 : Comparaison des matrices cristallines à base d'oxyde et de fluor.

Les cristaux d'oxyde sont plus durs, conduisent mieux la chaleur et peuvent donc supporter des puissances de pompe plus élevées que les cristaux de fluorure.

La puissance de pompe, mise en jeu dans un laser Cr³⁺:LiSAF (fluorure), sera donc plus faible que celle utilisée pour pomper un cristal de saphir dopé au titane ou un cristal d'alexandrite dopé au chrome (oxydes).

Le tableau 3 permet une comparaison plus quantitative des propriétés du Cr³⁺:LiSAF avec d'autres cristaux émettant dans l'infrarouge proche tels que le Nd³⁺:YLF, le Nd³⁺:YAG, l'alexandrite ou le saphir dopé au titane.

| | Cr ³⁺ :LiSAF | Alexandrite | Nd ³⁺ :YLF | Nd ³⁺ :YAG | Titane Saphir |
|--|--|--|---|--|---|
| Formule chimique | Cr ³⁺ :LiSrAlF ₆ | Cr ³⁺ :BeAl ₂ O ₄ | Nd ³⁺ :YLiF ₄ | Nd ³⁺ :Y ₃ Al ₅ O ₁₂ | Ti ³⁺ :Al ₂ O ₃ |
| Propriétés thermiques | | | | | |
| Coefficient d'expansion thermique (10 ⁻⁶ /°C) | -10 (// _a) +19 (⊥ _a) | 4,4 (// _a) 6,8 (⊥ _a) | 8 (// _a) 13 (⊥ _a) | 7,5 | 5 |
| Conductibilité thermique (W/m°C) | 2,9 | 23 | 5,8 (// _a) 7,2 (⊥ _a) | 13 | 33 - 35 |
| $\frac{dn}{dT}$ (10 ⁻⁶ /°C) | -4,0 (// _a) -2,5 (⊥ _a) | +9,4 (// _a) +8,3 (⊥ _a) | -4,3 (// _a) -2 (⊥ _a) | +7,3 | +1,2 |
| Propriétés optiques | | | | | |
| Indice | 1,4 | 1,73 | 1,45-1,47 | 1,82 | 1,76 |
| Longueur d'onde d'émission (nm) | 760-950 | 700-820 | 1047 et 1053 | 1064 | 660-1100 |
| section efficace d'émission au max. (10 ⁻²⁰ cm ²) | 4,8 | 0,76 | 30 | 65 | 41 |
| Temps de fluorescence (μs) | 67 | 260 | 520 | 230 | 3 |
| "Fluence" de saturation (J/cm ²) | 5 | 35 | 0,6 | 0,3 | 1,4 |
| Bande d'absorption (nm) | 400-500 600-700 | 350-450 550-650 | 808 | 808 | 450-600 |
| Type de pompe | Diodes laser 670 nm Flash Laser Krypton 647 et 676nm Laser Alexandrite (737 - 750 nm) | Diodes laser 630 nm Flash | Diodes laser 808 nm Flash | Diodes laser 808 nm Flash | Argon 488 et 514 nm Flash(délicat) Nd ³⁺ :YAG Nd ³⁺ :YLF doublés 532 nm |
| <i>Tableau 3 : Comparaison du Cr³⁺:LiSAF avec d'autres cristaux émettant dans le proche infrarouge.</i> | | | | | |

Les caractéristiques thermiques présentées dans le tableau 3 précisent les idées exprimées dans le tableau 2 : de part son appartenance à la famille des fluorures, le Cr³⁺:LiSAF a de mauvais coefficients d'expansion thermique et une faible conductibilité thermique.

En considérant chacune des propriétés optiques séparément nous serions tentés de croire que le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ n'a pas des performances très élevées, surtout en ce qui concerne la section efficace d'émission et le temps de fluorescence. Pour comprendre quels sont les atouts du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ par rapport aux autres cristaux, il faut analyser le tableau de manière globale : le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ a la possibilité d'être pompé par diode (contrairement au saphir dopé au titane) et d'émettre sur une large plage de longueurs d'onde (contrairement au $\text{Nd}^{3+}:\text{YLF}$ et $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$).

Si l'on considère les deux critères que nous venons d'aborder, à savoir le pompage par diode et l'accordabilité, le seul cristal qui pourrait concurrencer le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ est l'alexandrite. Ce dernier a cependant une section efficace d'émission six fois plus faible que celle du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, et nécessite d'être chauffé pour obtenir l'accordabilité en longueur d'onde.

Enfin, une comparaison plus poussée du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ et du saphir dopé au titane, qui émettent dans la même gamme de longueurs d'onde, montre que le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ a un temps de fluorescence vingt fois plus élevé et une densité d'énergie de saturation quatre fois plus grande. Le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ permet donc d'atteindre des niveaux d'énergie plus élevés (pour une puissance de pompe donnée).

I.5. Conclusion.

Le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ est donc un cristal laser à quatre niveaux, émettant dans le proche infrarouge. Son appartenance à la famille des fluorures lui impose de faibles qualités thermomécaniques. Il est donc adapté aux applications nécessitant des puissances moyennes peu élevées. Ses propriétés optiques font de lui le meilleur candidat à la réalisation de lasers entièrement solides, accordables et pompés par diodes. Compte tenu de sa plage d'accordabilité, le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ est un concurrent direct du saphir dopé au titane avec l'avantage de pouvoir satisfaire aux exigences de l'optique embarquée grâce aux possibilités de pompage par diode et par flash. Nous verrons, dans les chapitres suivants comment tirer parti des propriétés optiques du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ que nous venons de décrire, lors d'un pompage en continu par un laser à krypton ionisé.

Chapitre II

Oscillateur Cr³⁺:LiSAF en régimes continu et quasi-continu.

Cet oscillateur est historiquement le premier système laser Cr³⁺:LiSAF que nous avons développé. Sa réalisation représente une première étape vers la mise au point de systèmes laser plus complexes que nous décrirons dans les chapitres suivants. Elle nous a permis de tester les cristaux de Cr³⁺:LiSAF commerciaux par rapport aux performances données dans la littérature, de connaître l'incidence des mauvaises propriétés thermomécaniques de ce cristal sur l'efficacité du laser en continu et d'étudier le comportement du laser en régime quasi-continu, ce régime nous permettant de nous affranchir des problèmes thermiques.

II.1. Description de la cavité utilisée.

La cavité que nous avons choisie va servir de base à tous les systèmes laser Cr³⁺:LiSAF pompés par krypton que nous utilisons, c'est pourquoi nous la décrivons en détail (fig. 7). Nous avons, en fait, repris une cavité définie pour un cristal de saphir dopé au titane. La taille des faisceaux de pompe et de cavité dans le cristal ainsi que la transmission du miroir de sortie ne sont donc pas optimisées pour le cas du Cr³⁺:LiSAF.

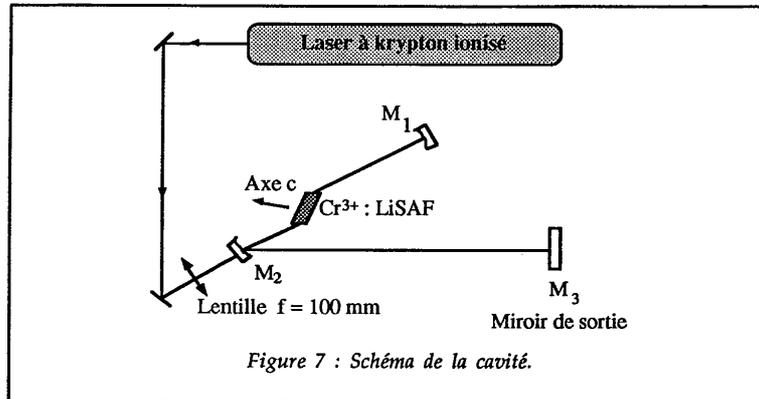
Le cristal de Cr³⁺:LiSAF utilisé provient de la firme Lightning Optical Corporation (USA). Il mesure 15 mm de long avec une section de 4 x 4 mm². Il est dopé à 0,8 % en masse par l'ion Cr³⁺. Son absorption pour l'ensemble des deux raies du laser krypton (647 nm et 676 nm) est de 97 %. Ce cristal est taillé à l'incidence de Brewster afin de minimiser les pertes par réflexion sur ses faces. L'axe c du cristal est parallèle au plan de la figure 7. Il est monté sur un bloc de cuivre refroidi par circulation d'eau.

Afin d'obtenir une inversion de population suffisante, les faisceaux de pompe et de cavité sont focalisés dans le cristal. Pour le mode de cavité, cette focalisation est réalisée à l'aide de miroirs concaves.

Le rayon du faisceau laser à 1/e² en énergie au point de focalisation est appelé "waist" dans toute la suite du mémoire (il est noté waist sans guillemets).

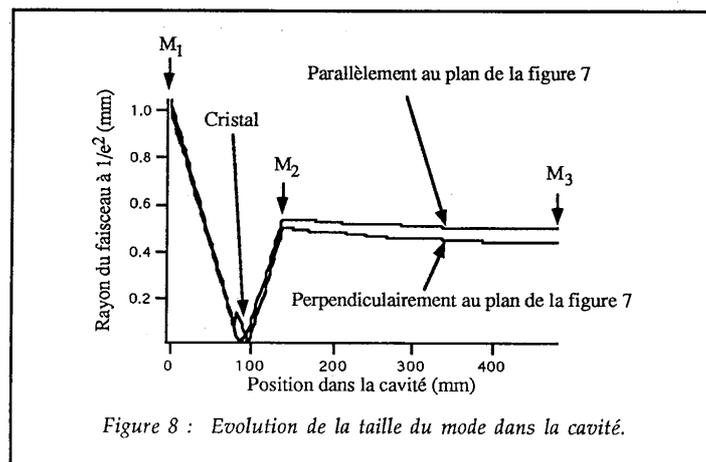
La cavité à trois miroirs que nous avons utilisée donne une taille de waist de cavité au niveau du cristal de l'ordre de 20 μm. Les deux miroirs concaves (M₁ et

M_2) ont un rayon de courbure de 100 mm. Le miroir M_2 est utilisé hors d'axe afin de compenser l'astigmatisme introduit par le cristal [12].



Un programme de calcul de faisceaux gaussiens commercialisé sous le nom de PARAXIA, nous a permis de trouver l'angle d'inclinaison du miroir M_2 pour une bonne compensation de l'astigmatisme. L'angle $\widehat{M_1M_2M_3}$ entre les deux "bras" de la cavité est alors de 40° .

La figure 8 donne l'évolution de la taille du faisceau le long de la cavité parallèlement et perpendiculairement au plan de la cavité. Elle montre que le faisceau est collimaté dans la partie de la cavité située entre M_2 et M_3 . Cette propriété intéressante va nous permettre par la suite d'ajouter des éléments à l'intérieur de la cavité (filtre de Lyot ou modulateur acousto-optique), ces éléments ne fonctionnant qu'en lumière parallèle.



Le miroir plan M_3 est le miroir de sortie, sa transmission est de 1,1 %. Le faisceau de pompe est focalisé dans le cristal grâce à une lentille de 100 mm de focale. La distance focale de cette lentille a été choisie pour que la taille du waist de pompe dans le cristal soit du même ordre de grandeur que celle du mode de cavité afin d'obtenir un bon recouvrement des faisceaux. Nous avons calculé que le waist de pompe a une taille de $18 \mu\text{m}$. Il est donc légèrement inférieur au waist de cavité ($20 \mu\text{m}$). Ce fait permet à la cavité de fonctionner uniquement sur le mode fondamental TEM_{00} .

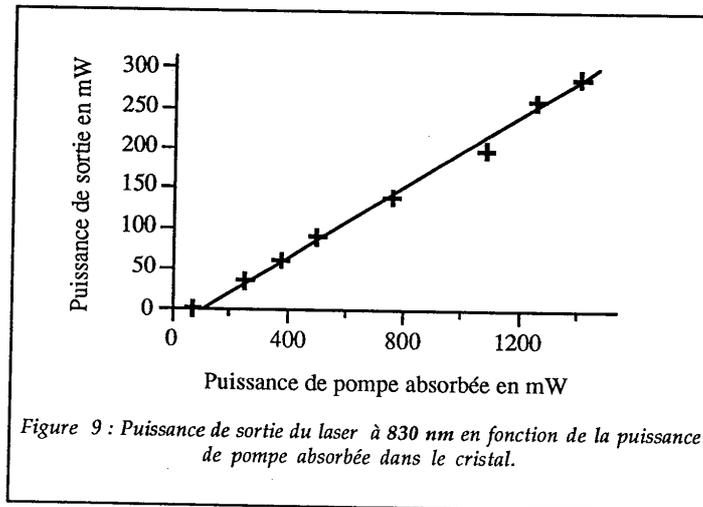
La polarisation du laser de pompe est ajustée parallèlement à l'axe c du cristal à l'aide d'une lame demi-onde.

II.2. Performances en régime continu.

II.2.1. Efficacité

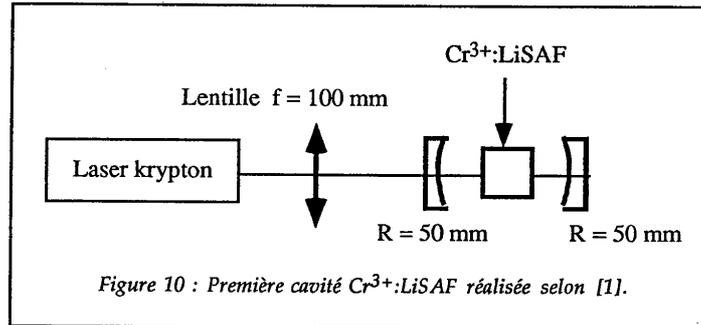
La puissance de sortie du laser est extrêmement sensible au recouvrement des faisceaux de pompe et de cavité au niveau du cristal.

La courbe d'efficacité est donnée sur la figure 9.



L'efficacité est de 22 % avec un seuil d'oscillation laser de 90 mW en puissance de pompe absorbée.

Il est important de pouvoir comparer les performances de ce laser avec celles qui ont déjà été mentionnées dans la littérature. Le premier laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ a été réalisé en 1989 par Payne et ses collègues [1]. La cavité utilisée est celle représentée sur la figure 10.



Avec un miroir de sortie dont la transmission était de 0,8 %, une efficacité de 14 % a été obtenue. Cependant, il n'est pas possible de comparer directement cette efficacité avec celle de notre laser car les pertes et la transmission du miroir de sortie sont différentes dans les deux cas. Il faut donc utiliser une grandeur corrigée de ces deux valeurs, appelée efficacité intrinsèque [1] η_0 :

$$\eta_0 = \eta_S \left(\frac{T+L}{T} \right) \quad (1)$$

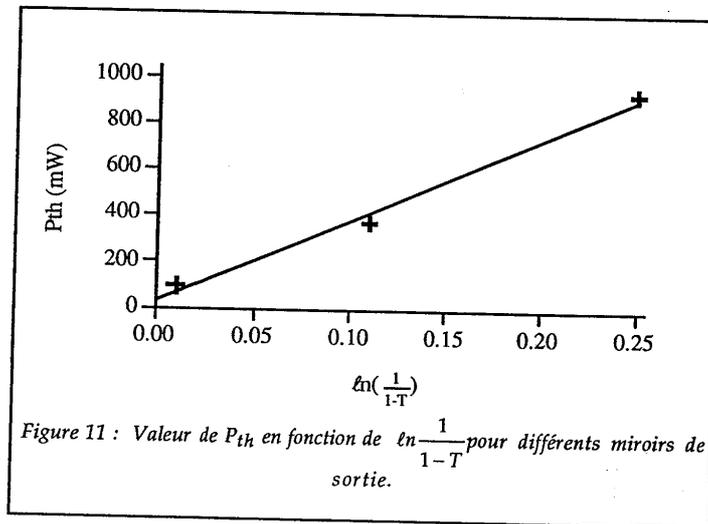
- où : η_S est l'efficacité (pente de la courbe représentant la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe absorbée),
 T est la transmission du miroir de sortie,
 et L représente les pertes passives sur un aller et retour (pertes autres que la transmission du miroir de sortie).

Le laser présenté figure 10 a une efficacité intrinsèque $\eta_0=53$ %. Pour trouver cette efficacité dans notre cas, il nous faut mesurer les pertes passives de la cavité. Nous avons pour cela utilisé la méthode de Findlay et Clay qui consiste à mesurer le seuil du laser pour différents miroirs de sortie [13]. L'expression de la puissance de pompe au seuil en fonction du coefficient de transmission du miroir de sortie est :

$$P_{th} = P_{th0} \left(1 + \frac{\ln \frac{1}{1-T}}{L} \right) \quad (2)$$

où : P_{th0} représente la valeur théorique de la puissance de pompe au seuil dans le cas où le miroir de sortie est totalement réfléchissant ($T = 0 \%$).

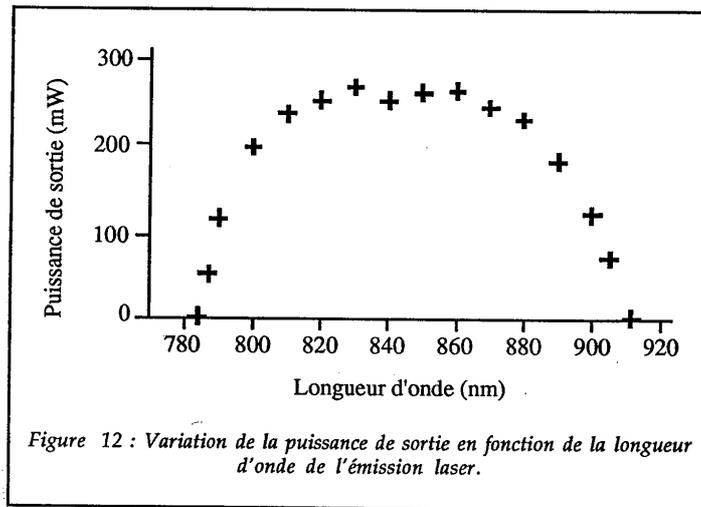
La figure 11 donne les valeurs de P_{th} en fonction de $\ln \frac{1}{1-T}$ obtenues expérimentalement en utilisant des miroirs de sortie de coefficient de transmission différent (1,1 %, 10 % et 22,5 %). La barre d'incertitude sur la mesure de P_{th} est estimée à 10 %.



Nous avons obtenu une valeur pour les pertes passives par aller et retour de $(1,5 \pm 0,3)\%$ d'où une efficacité intrinsèque de $\eta_0 = 50 \%$ du même ordre que celle trouvée par Payne et coll. [1]. La différence des efficacités intrinsèques (50 % contre 53 %) est certainement due au fait que notre cavité n'est pas optimisée pour le cristal de Cr³⁺:LiSAF. Notre laser permet cependant d'obtenir un niveau de puissance de sortie plus élevé car les pertes dans notre cavité sont plus faibles que dans la cavité de Payne et coll. [1] (1,5 % contre 2,2 %).

II.2.2. Accordabilité

Pour accorder notre laser en longueur d'onde, nous avons ajouté un filtre de Lyot dans la cavité, entre M_2 et M_3 (figure 7). La plage d'accordabilité est donnée sur la figure 12.



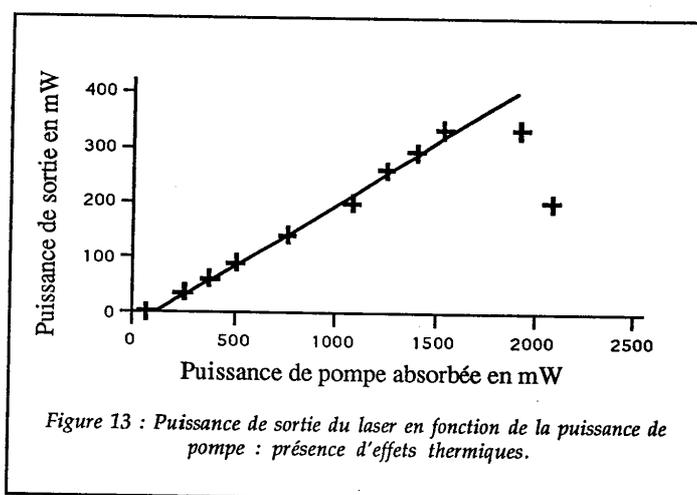
Nous avons obtenu une émission laser entre 780 et 910 nm. Ces deux limites sont dues aux traitements des miroirs concaves, hautement réfléchissants entre 800 et 900 nm, mais dont la transmission augmente de part et d'autre de cette zone.

II.2.3. Les problèmes thermiques

Sachant que le cristal a de faibles qualités thermomécaniques, nous nous étions, jusqu'à présent, limités à des puissances de pompe absorbées inférieures ou voisines du watt. Nous n'avons pas observé jusqu'à cette puissance de pompe d'effets thermiques significatifs.

Nous avons donc augmenté la puissance de pompe et obtenu la courbe présentée sur la figure 13.

Au delà de 1,5 W en puissance de pompe absorbée, nous constatons une baisse de l'efficacité puis une baisse de la puissance de sortie à partir de 1,8 W. Notons que pour chaque point de la figure 13, le régime d'équilibre thermique était atteint. En éteignant puis en rallumant le faisceau de pompe, nous avons observé que la puissance de sortie était plus importante juste après le démarrage du laser puis allait peu à peu en diminuant, la constante de temps de cette diminution étant de l'ordre de la seconde. Ces résultats expérimentaux apportent la preuve de l'importance des effets thermiques dans le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$.



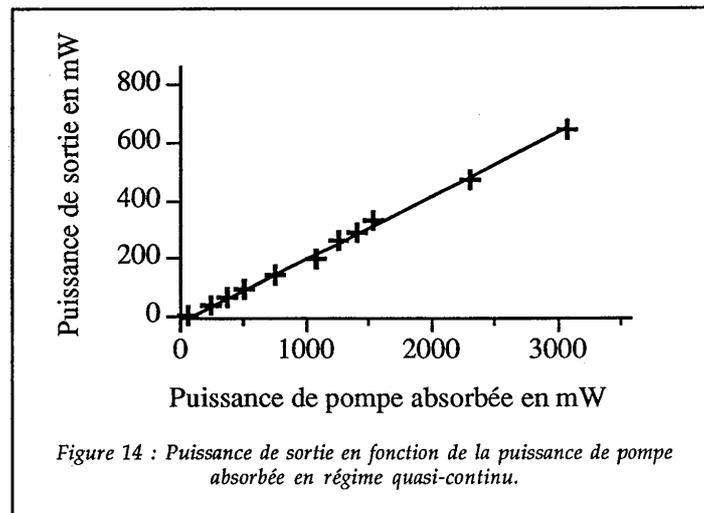
De tels effets ont déjà été observés par ailleurs dans les mêmes conditions de pompage (voir la référence [33]). Deux causes peuvent être envisagées. D'une part, le pompage induit une lentille thermique dans le cristal qui modifie les conditions de stabilité de la cavité. D'autre part, le temps de fluorescence du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ diminue quand la température augmente (au delà de 310 K) [10]. Cependant, les problèmes thermiques dans le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ n'ont pas été l'objet d'une étude systématique. Dans ce travail, nous n'envisageons pas non plus une telle étude car nous allons montrer qu'il existe un moyen très simple de s'affranchir des problèmes thermiques. Il suffit de faire fonctionner le laser en régime quasi-continu (la puissance de pompe est modulée à une fréquence de plusieurs dizaines de hertz).

II.3. Etude du régime quasi-continu.

Pour faire fonctionner le laser à ce régime, nous avons placé un modulateur mécanique (roue dentée) sur le trajet du faisceau de pompe. La fenêtre temporelle de pompage est de 1,6 ms à une fréquence de 100 Hz, ce qui donne un rapport cyclique de 16 %. Notons que Payne et ses collègues utilisent également un tel modulateur ayant un rapport cyclique de 5 % environ [1].

II.3.1. Efficacité.

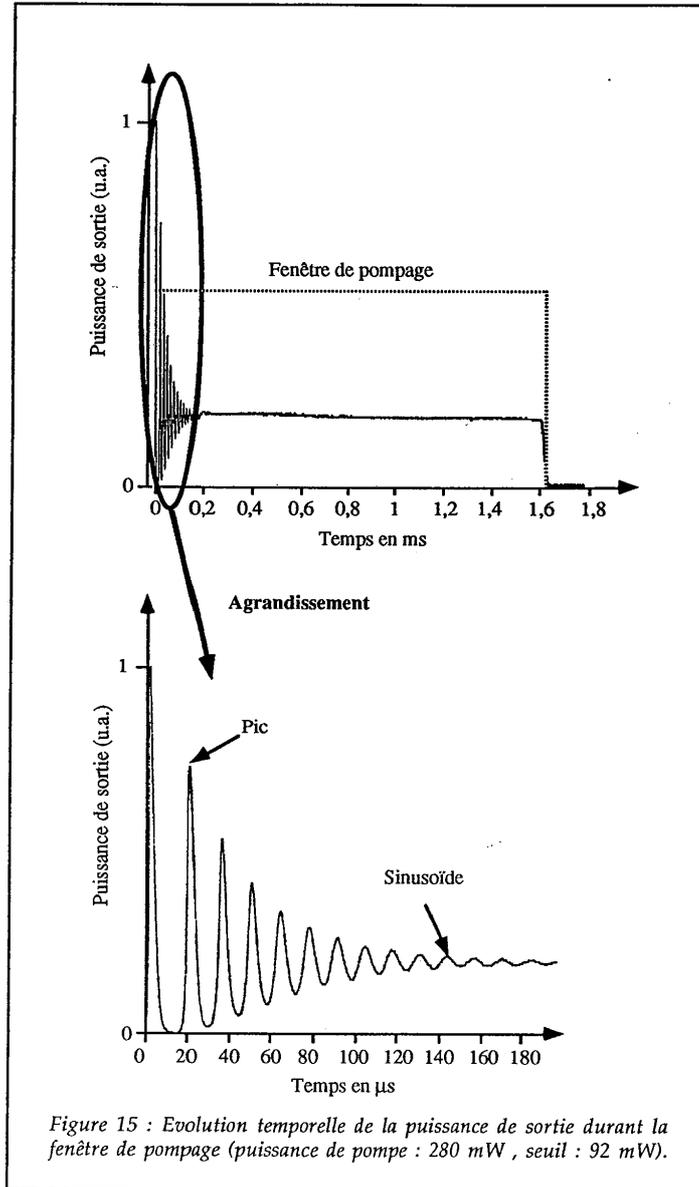
La figure 14 donne la puissance de sortie du laser durant la fenêtre temporelle de pompage en fonction de la puissance de pompe. Nous ne constatons ici aucune baisse significative de l'efficacité du laser jusqu'à une puissance de pompe absorbée de 3,2 W (puissance de pompe maximale de notre laser krypton).



II.3.2. Régime transitoire

A l'aide d'une photodiode rapide ayant un temps de montée de 1 ns, nous avons enregistré l'évolution de la puissance de sortie au cours de la durée du pompage (figure 15). Au démarrage du laser on observe un régime transitoire

composé de deux parties. Dans les toutes premières microsecondes, le laser émet des pics de lumière puis, après quelques dizaines de microsecondes, ces pics deviennent des oscillations d'allure sinusoïdale, amorties exponentiellement.



L'explication de ce régime transitoire, déjà observé par ailleurs, est décrite en détail par Siegman [14].

Ce dernier a établi les équations d'évolution du nombre de photons dans la cavité et de la population de l'état excité. Il a montré que ces équations sont couplées et que leur résolution donne au démarrage du laser un régime transitoire semblable à celui que nous observons, à condition que le temps de vie τ_c d'un photon dans la cavité soit beaucoup plus faible que le temps de fluorescence du matériau laser.

Dans le cas de notre cavité, τ_c vaut 0,12 μ s, calculé à partir de la formule (d'après [15]) :

$$\tau_c = \frac{2\ell_{cav}}{(T+L)c} \quad (3)$$

où : ℓ_{cav} est la longueur optique de la cavité,
 L représente les pertes passives par aller et retour,
 T est la transmission du miroir de sortie,
 c la vitesse de la lumière dans le vide.

Le temps de fluorescence du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ étant de 67 μ s, notre laser correspond bien aux conditions évoquées par Siegman.

Siegman donne, de plus, la valeur théorique de la fréquence f des oscillations sinusoïdales amorties qui apparaissent à la fin du régime transitoire :

$$f = \sqrt{\frac{\frac{P}{P_{th}} - 1}{\tau \cdot \tau_c}} \quad (4)$$

où : P est la puissance de pompe absorbée,
 P_{th} la puissance de pompe absorbée au seuil,
 et : τ le temps de fluorescence.

Pour le cas de la figure 15, la fréquence des oscillations calculée est de 79 kHz pour une fréquence mesurée de 75 kHz. Compte tenu des incertitudes sur les valeurs de P_{th} et de L , on peut estimer que le calcul est valable à 20 % près. Les fréquences des oscillations de relaxation mesurées et calculées sont en bon accord.

La figure 15 montre que la puissance crête du premier pic émis par le laser est élevée par rapport à la puissance en régime stationnaire. Elle est d'autant plus élevée que la puissance de pompe est importante. Ce pic peut être isolé du reste du régime transitoire si la fenêtre temporelle de pompage est suffisamment petite. Nous nous sommes placés dans ces conditions afin d'étudier son comportement.

II.3.3. Etude du premier pic d'émission laser.

L'évolution de la puissance de pompe et de la puissance de sortie du laser sont données sur la figure 16.

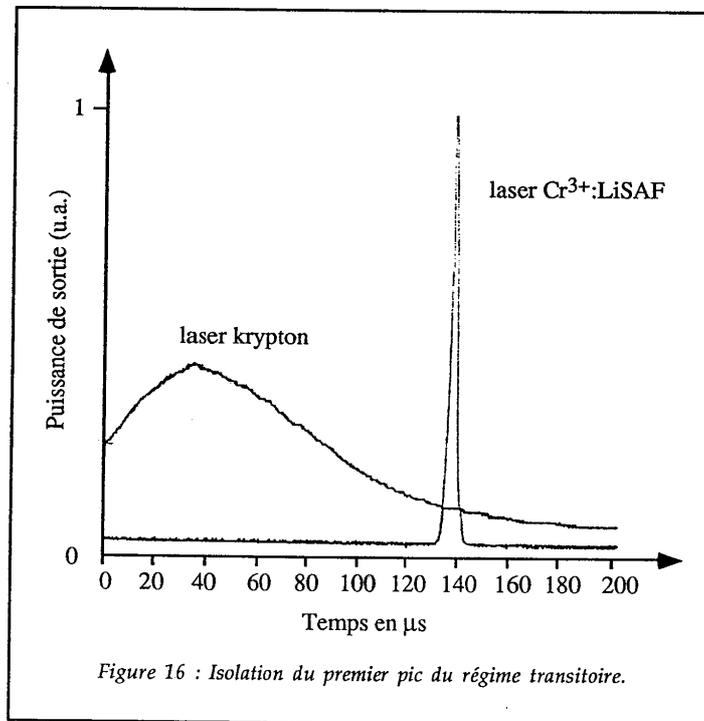


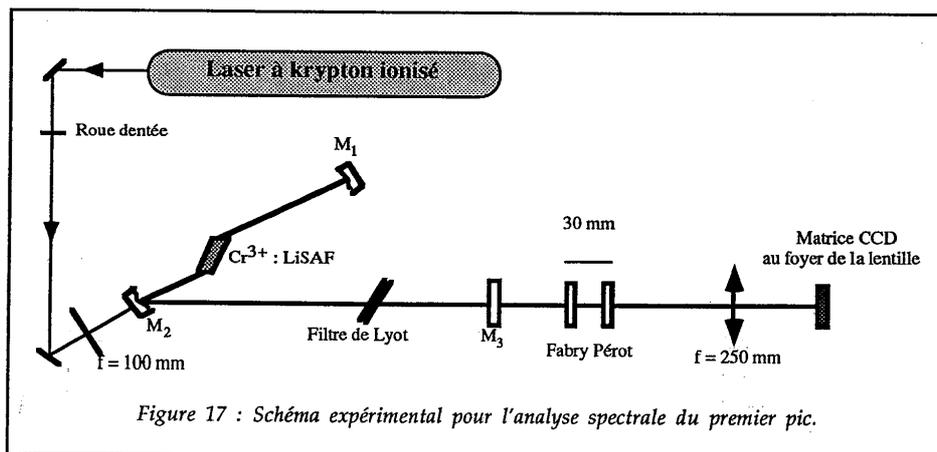
Figure 16 : Isolation du premier pic du régime transitoire.

L'intensité de pompe a un profil temporel d'allure plus ou moins triangulaire, ceci est dû à la taille de l'ouverture sur la roue dentée du découpeur, du même ordre de grandeur que la taille du faisceau laser krypton de pompage.

Ce mode de fonctionnement est appelé déclenchement par commutation du gain ou "Gain switching" en Anglais [16]. Il permet dans notre cas d'obtenir un pic d'intensité de quelques microsecondes d'une puissance crête de quelques watts avec une grande simplicité de mise en oeuvre.

Nous avons cherché à connaître les caractéristiques spectrales de ce pic. En effet, dans la mesure où il se produit au démarrage du laser, une question légitime est de savoir combien de modes longitudinaux y sont présents.

Lorsqu'aucun élément sélectif en longueur d'onde n'est utilisé dans la cavité, le spectre du laser est de plusieurs nanomètres de large. En revanche après ajout d'un filtre de Lyot à deux lames dans la cavité, le spectre atteint la limite de résolution de notre spectromètre (environ 0,1 nm). Nous avons donc utilisé un interféromètre de Fabry Pérot en sortie du laser (fig. 17) dont la résolution spectrale est bien meilleure.



L'interféromètre du Fabry-Pérot utilisé est constitué de deux miroirs plans séparés de 30 mm. Le premier miroir a un coefficient de réflexion de 99 %, le second de 99,9 %.

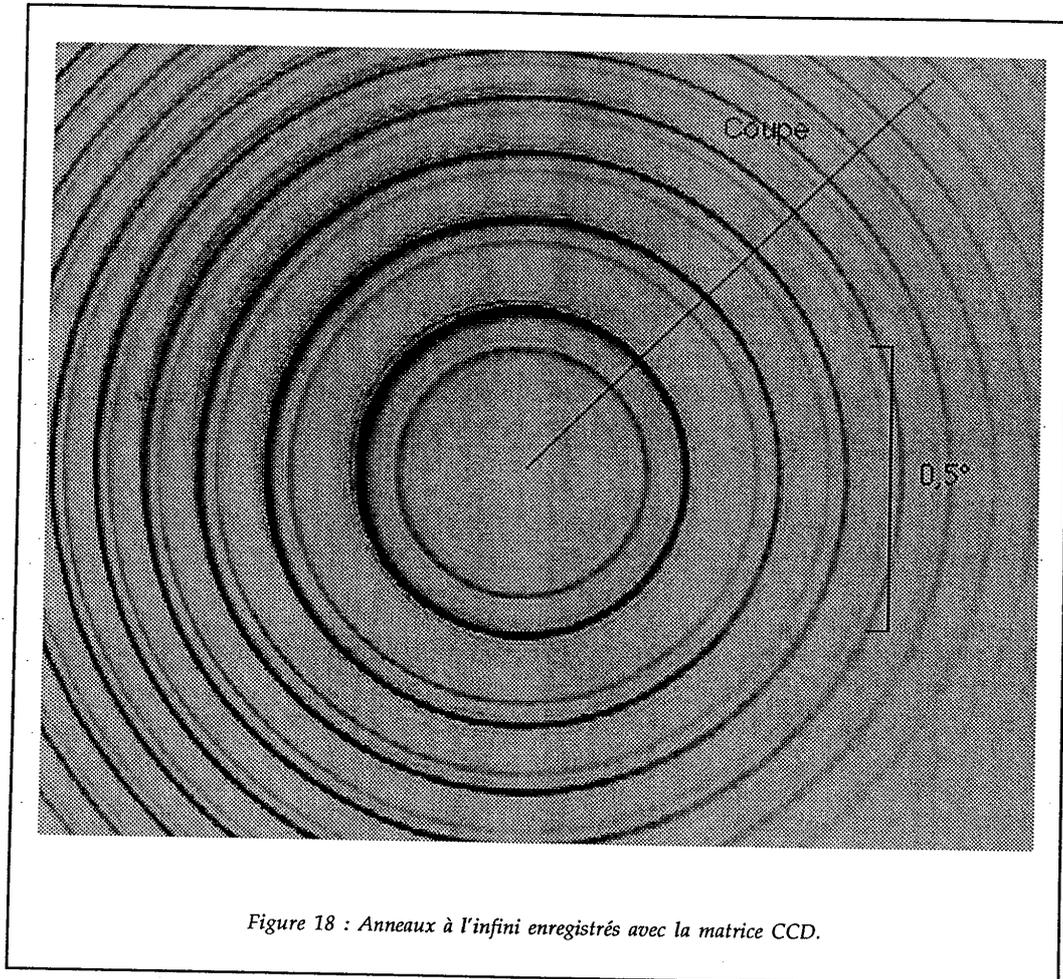
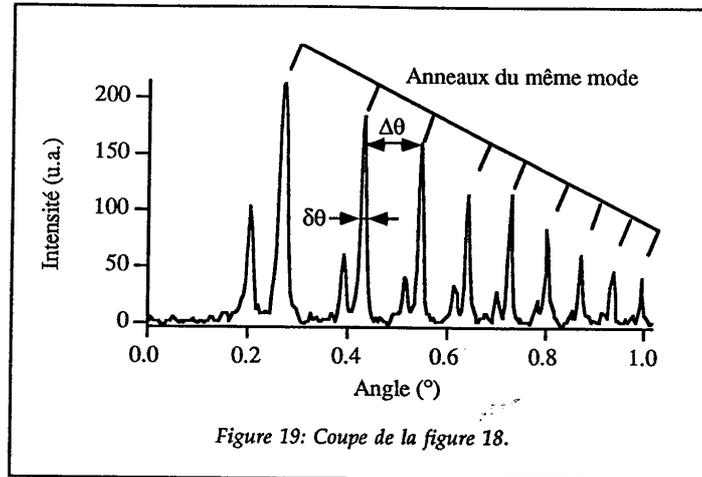


Figure 18 : Anneaux à l'infini enregistrés avec la matrice CCD.

La figure 18 montre une image des anneaux de Fabry Pérot enregistrée par la caméra CCD, lorsque le laser fonctionne très près du seuil.

Chaque mode longitudinal du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ crée son propre système d'anneau. Pour compter le nombre de modes présents dans la cavité, il faut donc repérer sur la figure 18 les différents systèmes d'anneaux. Les anneaux étant à l'infini, nous avons étalonné la figure 18 en angle. La figure 19 présente une coupe des anneaux passant par le centre.



Considérons un seul mode longitudinal, de longueur d'onde λ (nous prenons $\lambda = 830$ nm).

L'ordre au centre des anneaux est $p + \varepsilon$ où p est un nombre entier et ε un excédent fractionnaire. Il vaut :

$$p + \varepsilon = \frac{2e}{\lambda} \quad (5)$$

où e est la longueur du Fabry Péro (30 mm). Le premier anneau brillant pour ce mode se trouve à l'angle θ_1 du centre donné par :

$$2e \cos \theta_1 = p\lambda \quad (6)$$

En utilisant la formule (5), nous trouvons :

$$\cos \theta_1 = \frac{p}{(p + \varepsilon)} \quad (7)$$

p étant très grand (de l'ordre de 70 000 dans notre cas), θ_1 est petit et nous pouvons développer $\cos \theta_1$ à l'ordre 1 en zéro. Nous obtenons :

$$\theta_1 = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{p}} \quad (8)$$

Nous pourrions de même démontrer que le deuxième anneau brillant du même mode se trouve à un angle θ_2 du centre tel que :

$$\theta_2 = \sqrt{2 \left(\frac{1}{p} + \frac{\varepsilon}{p} \right)} \quad (9)$$

Pour le k ième anneau nous obtenons un angle θ_k égal à :

$$\theta_k = \sqrt{2 \left(\frac{k-1}{p} + \frac{\varepsilon}{p} \right)} \quad (10)$$

Sur la figure 18, nous avons considéré l'anneau le plus brillant le plus proche du centre et nous avons donné différentes valeurs à ε pour qu'une série d'anneaux théoriques coïncide avec des anneaux de la figure.

Nous avons donc par cette méthode repéré un système d'anneaux correspondant à un mode longitudinal de la cavité. Considérons ce système d'anneaux. Nous définissons la finesse expérimentale de l'interféromètre comme l'écart entre deux anneaux ($\Delta\theta$) divisé par la largeur d'un anneau à mi-hauteur ($\delta\theta$).

La figure 19 montre que la finesse est de l'ordre de 13. Celle-ci donne la résolution spectrale de l'interféromètre. L'intervalle spectral libre de Fabry Péroet étant de 5 GHz ($1,1 \cdot 10^{-2} \text{nm}$), l'interféromètre permet de séparer deux modes dont la différence de fréquence vaut au moins 380 MHz ($8 \cdot 10^{-4} \text{nm}$). La cavité du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ a une longueur de 35 cm et, donc, un intervalle entre modes longitudinaux de 430 MHz (10^{-3}nm). Ainsi, la finesse de Fabry Péroet est suffisante pour séparer deux modes longitudinaux du laser. Il nous reste à compter le nombre d'anneaux présents entre deux anneaux consécutifs de ce mode. Si la largeur globale de la raie du laser est inférieure à 5 GHz (0,01 nm), valeur égale à l'intervalle spectral libre du Fabry-Péroet, ce nombre d'anneaux plus une unité est exactement le nombre de modes existant dans la cavité. Si la largeur de la raie est supérieure à 0,01 nm, il est possible que deux systèmes d'anneaux de fréquences différentes se recouvrent. Cependant, pour qu'un tel cas se produise, il faudrait que leur écart en fréquence soit de 430 GHz (1 nm). Ce n'est pas possible ici car le spectre du laser a une largeur inférieure à 0,1 nm. Sur la figure 19 nous comptons un anneau entre deux anneaux consécutifs du mode sélectionné. Il y a donc deux modes dans la cavité.

D'une fenêtre de pompage à la suivante, la position des anneaux change mais nous observons que leur nombre reste le même : ce ne sont donc pas toujours les mêmes modes longitudinaux qui sont excités.

Nous n'avons obtenu un fonctionnement monomode que pour des valeurs de pompe extrêmement proches du seuil. Le pic d'émission laser est alors très instable. En augmentant la puissance de pompe nous avons constaté que le

nombre de modes augmentait jusqu'à remplir entièrement l'intervalle spectral libre du Fabry Pérot : il devient alors difficile de distinguer des différents anneaux et de dénombrer les modes.

Ainsi, cette série d'expériences prouve que le nombre de modes présents dans la cavité dépend de la puissance de pompe. Le premier pic d'émission laser que nous avons isolé n'est en général pas monomode.

De plus, d'une fenêtre de pompage à la suivante les modes présents dans la cavité changent. Pour obtenir un fonctionnement monomode stable il faudrait donc utiliser des moyens plus sélectifs en longueur d'onde, tels que l'asservissement de la cavité sur un Fabry Pérot de référence par exemple.

II.4. Conclusion.

L'oscillateur $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ continu que nous avons développé possède des performances proches de celles qui ont été mentionnées dans la littérature. Il nous a permis de connaître le seuil à partir duquel les effets thermiques sont importants (au delà de 1,8 W en puissance de pompe absorbée). Grâce à un fonctionnement en régime quasi-continu, la puissance moyenne absorbée par le cristal est réduite (d'un rapport 6 dans notre cas) et nous n'avons plus alors observé d'effet thermique au niveau de la puissance de sortie du laser, même lorsque le laser krypton fonctionnait au maximum de sa puissance (3,2 W absorbés). Ce régime quasi-continu montre une tendance naturelle du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ à démarrer sur des pics d'intensité lumineuse. Il laisse donc présager un fonctionnement efficace en mode déclenché comme nous allons le voir dans la partie suivante.

Chapitre III

Oscillateurs Cr³⁺:LiSAF impulsionnels.

Cette partie va nous permettre d'évaluer les possibilités de fonctionnement d'un laser Cr³⁺:LiSAF dans deux domaines temporels différents : le domaine des nanosecondes en réalisant des oscillateurs déclenchés et le domaine des picosecondes par blocage de modes actif.

III.1. Oscillateurs nanosecondes déclenchés.

Le but est ici de tirer parti du long temps de fluorescence du Cr³⁺:LiSAF pour créer des impulsions nanosecondes ayant une puissance crête importante.

III.1.1. Rappels théoriques sur les oscillateurs déclenchés.

III.1.1.1. Principe de fonctionnement.

L'idée qui est à la base du fonctionnement d'un laser déclenché est la modulation des pertes de la cavité (figure 20).

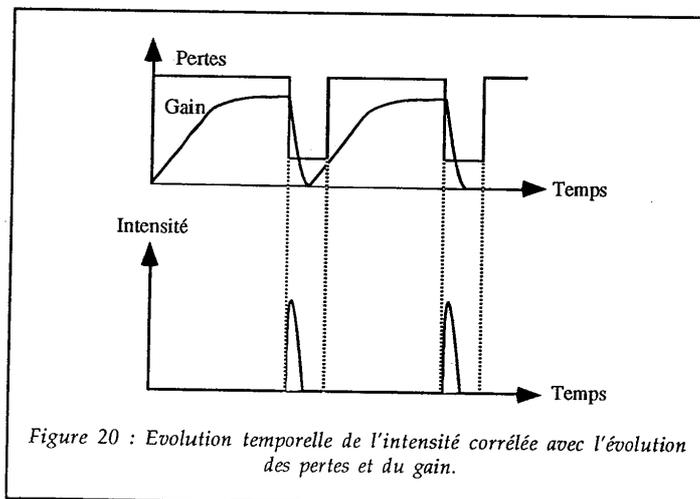


Figure 20 : Evolution temporelle de l'intensité corrélée avec l'évolution des pertes et du gain.

Imaginons qu'à $t = 0$ les pertes soient maintenues à un niveau très élevé, supérieur au gain. Il n'y a donc pas d'effet laser. Puis, à un instant t_1 , les pertes tombent brusquement à un niveau très faible. Le gain devenant très supérieur aux pertes, l'émission laser démarre rapidement, l'intensité laser croît jusqu'à ce que le gain redevienne inférieur aux pertes. L'intensité laser décroît alors rapidement. Si les pertes étaient maintenues à un trop faible niveau, l'évolution temporelle de la puissance de sortie ressemblerait à celle qui est décrite sur la figure 15, à savoir une succession de pics se transformant peu à peu en oscillations sinusoïdales exponentiellement amorties. Cependant, avant que le deuxième pic n'ait eu le temps d'apparaître, le niveau des pertes redevient très élevé empêchant ainsi le laser de fonctionner. Il suffit donc de répéter cette séquence de modulation des pertes pour obtenir un train d'impulsions lumineuses.

III.1.1.2. Evolution du gain.

Regardons plus en détails l'évolution du gain. Le gain est proportionnel à l'inversion de population. Le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ étant un matériau laser à quatre niveaux (cf. chap. I) on peut considérer qu'à l'échelle de la nanoseconde, qui nous intéresse ici, le niveau du bas de la transition laser (défini sur la figure 5) n'est pas peuplé.

L'inversion de population est donc égale à la population du niveau du haut de la transition laser (figure 5) notée $N(t)$. Ecrivons son évolution en l'absence d'effet laser :

$$\frac{dN(t)}{dt} = R_p - \frac{N(t)}{\tau} \quad (11)$$

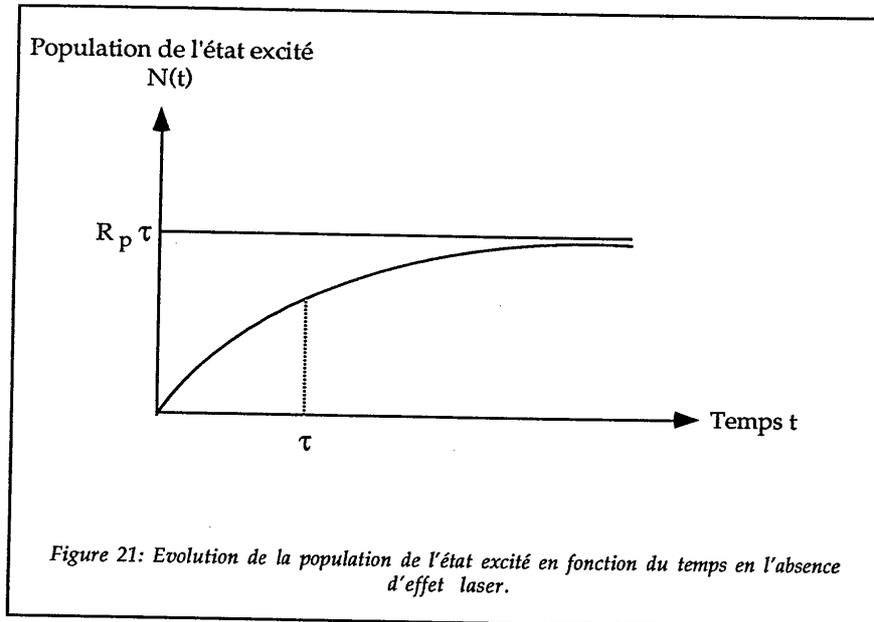
où : R_p représente le nombre d'atomes passant dans l'état excité par seconde sous l'effet de la pompe,

et : τ le temps de fluorescence.

La résolution de cette équation différentielle conduit à la solution :

$$N(t) = R_p \tau \left(1 - \exp - \frac{t}{\tau} \right) \quad (12)$$

en supposant qu'à $t = 0$ on commence à pomper le laser.



Le gain tend donc vers une valeur maximale proportionnelle à $R_p \tau$. A l'instant τ , il vaut 63 % de sa valeur maximale et à l'instant 2τ , 86 %. Le temps de fluorescence est donc caractéristique du temps nécessaire pour que le gain atteigne une valeur proche de son maximum. Pour obtenir des pics d'intensité lumineuse élevée, il faudra attendre au moins une durée égale au temps de fluorescence entre chaque séquence de modulation des pertes. L'inverse de ce temps représente donc une limite supérieure pour la fréquence de modulation : 14 kHz dans le cas du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$.

III.1.1.3. Puissance crête de sortie.

A condition que le laser fonctionne largement au dessus du seuil lorsque les pertes sont à leur plus bas niveau, la puissance crête des impulsions est proportionnelle à la transmission du miroir de sortie et à la valeur du gain [17].

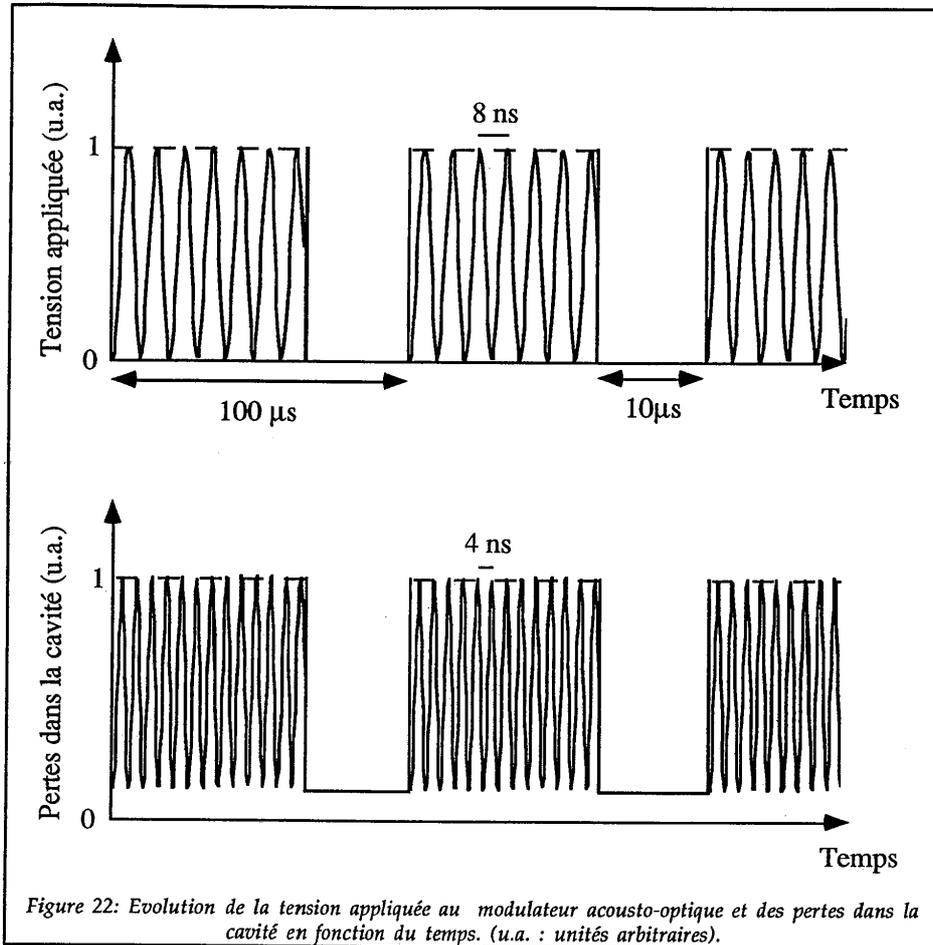
Le choix du miroir de sortie va donc être capital pour optimiser la puissance des impulsions. Qualitativement, sa transmission doit être la plus élevée possible tout en gardant un rapport puissance de pompe absorbée sur puissance de pompe absorbée au seuil élevé.

III.1.2. Réalisation expérimentale

La réalisation expérimentale d'un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ à mode déclenché tient compte de ces considérations théoriques.

III.1.2.1. Modulation des pertes à l'aide d'un modulateur acousto-optique.

La modulation des pertes est réalisée grâce à l'insertion d'un modulateur acousto-optique dans la cavité présentée au chapitre II. Un transducteur produit dans ce modulateur une onde acoustique stationnaire. Cette onde crée un réseau de phase qui apparaît et disparaît à la fréquence double de celle du signal électrique appliqué au transducteur. Ce réseau diffracte une partie de la lumière et permet ainsi de moduler les pertes intracavité. Le modulateur que nous utilisons provient de la firme INTRA ACTION (USA), c'est un cristal en silice fondue taillé à l'angle de Brewster. Sa fréquence électrique de fonctionnement est 125 MHz. Le réseau de phase apparaît et disparaît donc à une fréquence de 250 MHz soit avec une période de 4 ns. Ce modulateur est par construction destiné au blocage de modes de lasers dans le proche infrarouge (il est spécifié pour 850 nm). Nous l'utilisons ici pour moduler des pertes à une fréquence beaucoup plus faible que 250 MHz (environ 10 kHz) de la manière suivante : la figure 22 montre la forme du signal électrique appliqué au modulateur, et l'évolution des pertes intracavité qui en résulte.



Considérons la modulation des pertes sur une période de 4 ns. Lorsque les pertes passent du niveau haut au niveau bas, le gain devient plus élevé que les pertes. Le laser devrait donc démarrer. La durée entre l'instant où les pertes descendent au niveau bas et l'instant où l'impulsion est à son maximum est appelé le temps d'établissement T_b de l'impulsion dans la cavité. Il est donné par la formule (d'après [18]) :

$$T_b = \frac{\tau_c}{r-1} \ln \left(\frac{n_{ss}}{n_i} \right) \quad (13)$$

où : τ_c est le temps de vie du photon dans la cavité (formule (3)),

r le rapport de la puissance de pompe absorbée sur la puissance de pompe absorbée au seuil,
 n_{ss} est le nombre de photons qui existeraient dans la cavité en régime continu si le niveau de perte était maintenu bas,
 et : n_i est le nombre de photons existant au démarrage du laser.

Le laser démarrant sur du bruit, ici n_i vaut quelques unités. On peut obtenir un ordre de grandeur de r , n_{ss} et τ_c en utilisant les données issues de l'étude du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ continu présentée au chapitre II. Nous avons obtenu une puissance de sortie de 600 mW pour une puissance de pompe de 3 W et un seuil de 90 mW. D'où $r = 33$ et $\tau_c = 0,12 \mu\text{s}$.

Connaissant la puissance de sortie P_{out} , en continu, nous pouvons calculer le nombre de photons présents dans la cavité. Nous trouvons :

$$n_{ss} = \frac{2 P_{out} \ell_{cav} \lambda}{T c^2 h} \quad (14)$$

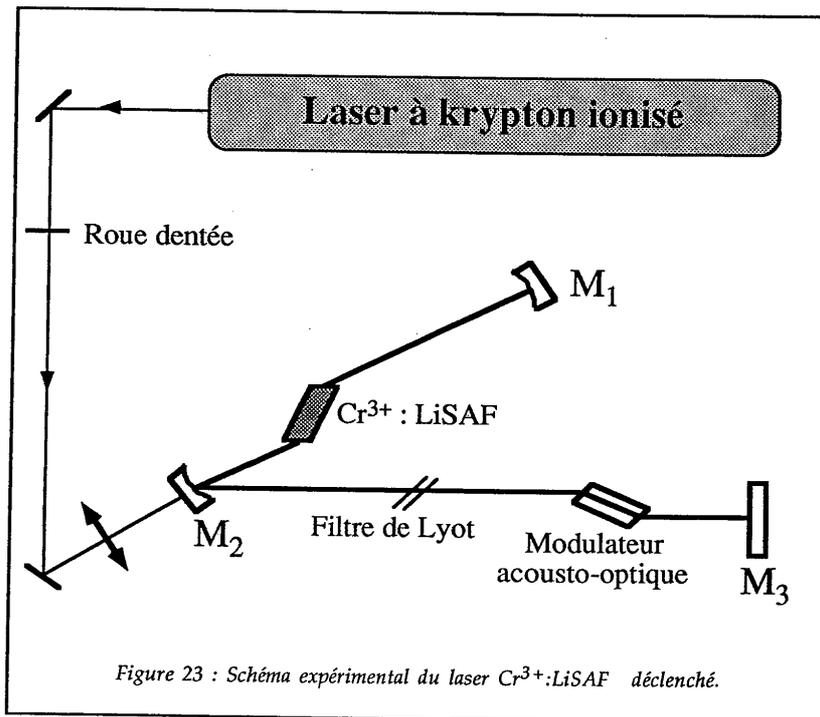
où : ℓ_{cav} est la longueur de la cavité (~ 40 cm),
 λ la longueur d'onde d'émission laser (830 nm),
 T la transmission du miroir de sortie,
 c la vitesse de la lumière dans le vide,
 et : h la constante de Planck.

Nous trouvons $n_{ss} = 7.10^{+11}$ photons. Ici n_i n'est pas connu précisément mais intervient dans un logarithme pour la formule (13). Sa valeur n'a qu'une faible influence sur le résultat de T_b . Nous prenons comme Siegman [18] n_i égal à un. Nous trouvons $T_b = 100$ ns.

Le temps d'établissement de l'impulsion est donc de l'ordre de la centaine de nanosecondes. Le modulateur restant moins de 2 ns dans son niveau bas de pertes, très peu de photons sont créés par émission stimulée. Le nombre d'atomes dans l'état excité est très peu modifié par la baisse du niveau de pertes. Ainsi, pour l'émission du laser, tout se passe comme si le modulateur imposait un niveau de pertes constant lorsqu'il fonctionne. Nous considérerons donc que les pertes sont modulées par les créneaux (à une fréquence de l'ordre du kilohertz), qui constituent l'enveloppe du signal électrique appliqué au modulateur (figure 22).

III.1.2.2. Schéma expérimental et choix du miroir de sortie.

Le schéma du laser est donné sur la figure 23. Il a pour base la cavité présentée dans le chapitre II du mémoire, à laquelle ont été ajoutés le modulateur acousto-optique et un filtre de Lyot permettant d'accorder le laser.



Le choix de la transmission T du miroir de sortie est effectué grâce à l'expression de la puissance de sortie P_{out} en fonction de T , de r (voir la formule (13)) et de N_{th} (population de l'état excité au seuil lorsque les pertes sont au niveau bas) [19] :

$$P_{out} \propto T(r-1-\ell n r) N_{th} . \quad (15)$$

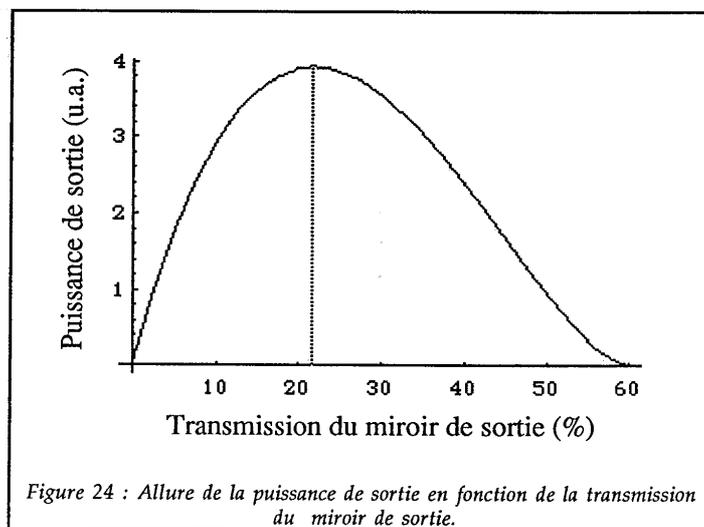
N_{th} étant proportionnel à P_{th} , P_{th} étant donné par l'expression (2), nous obtenons à partir de (15) :

$$P_{out} \propto T \left[\frac{P}{P_{th0} \left(1 - \frac{\ln(1-T)}{L}\right)} - 1 - \ln \frac{P}{P_{th0} \left(1 - \frac{\ln(1-T)}{L}\right)} \right] \left(1 - \frac{\ln(1-T)}{L}\right) \quad (16)$$

où P est la puissance de pompe absorbée.

Il reste donc à trouver la valeur L des pertes passives sur un aller et retour et le facteur P_{th0} qui est la puissance de pompe au seuil lorsque la transmission du miroir de sortie est nulle.

Par la mesure des seuils avec et sans modulateur acousto-optique, nous avons calculé que ce dernier apportait 0,5 % de pertes supplémentaires par aller et retour, par rapport à la cavité $Cr^{3+} : LiSAF$ continue. Nous en déduisons la valeur de P_{th0} et L : $P_{th0} = 66$ mW, $L = 2$ %. La puissance de pompe absorbée P étant fixée à 3,2 W, nous obtenons avec ces valeurs un maximum de la puissance de sortie pour $T = 22$ %, grâce à l'expression (16) (cf. figure 24).



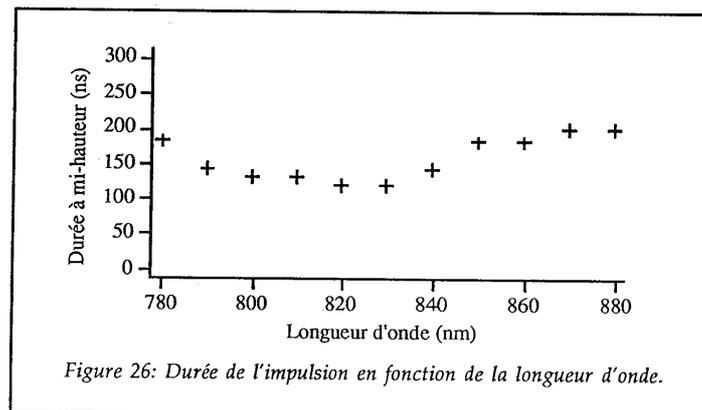
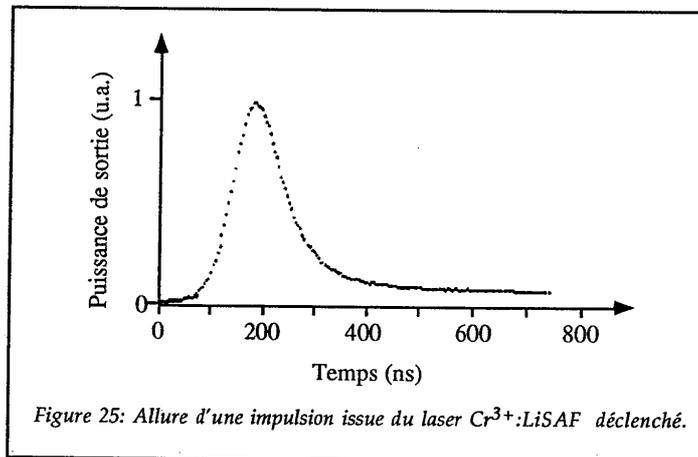
Cette valeur correspond à la transmission du miroir de sortie que nous avons choisie ($T = 22,5$ %).

III.1.2.3. Résultats expérimentaux.

La modulation des pertes est effectuée comme le montre le schéma de la figure 22 à 10 kHz.

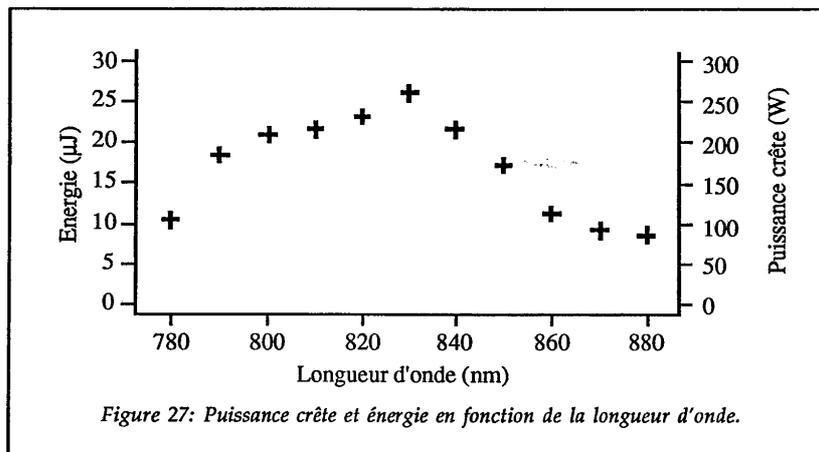
La figure 25 présente l'allure d'une impulsion issue de ce laser déclenché. La largeur typique de l'impulsion est de 100 ns à mi-hauteur, elle reste en dessous de 200 ns sur toute la plage d'accordabilité (780-880 nm) (fig. 26) [20].

Sur la figure 25, le retour à zéro de la puissance de sortie intervient environ $1 \mu\text{s}$ après le maximum d'émission (non visible sur la figure 25). Ce temps, huit fois supérieur au temps de vie du photon dans la cavité ($\tau_e = 0,12 \mu\text{s}$), est imposé par le modulateur acousto-optique. En effet, nous avons mesuré que les pertes passaient du niveau haut au niveau bas en $1 \mu\text{s}$ environ, à cause de l'extinction progressive de l'onde stationnaire acoustique créée dans le modulateur.



La figure 27 présente l'évolution de la puissance crête de l'impulsion et de son énergie en fonction de la longueur d'onde d'émission laser. La puissance crête a été calculée en divisant l'énergie de l'impulsion par sa largeur à mi-hauteur. Elle ne tient compte ni de sa forme ni de son lent retour à zéro : il s'agit donc d'une évaluation.

A 830 nm, ce laser produit des impulsions de l'ordre de 260 W (crête) à une cadence de 10 kHz pour une puissance de pompe absorbée de 3,2 W.



Nous avons observé une diminution de l'énergie par impulsion à partir de 12 kHz. Cette valeur est cohérente avec la fréquence correspondant à l'inverse du temps de fluorescence (14 kHz) (cf. III.1.1.2).

III.1.3. Comparaison des performances de ce laser avec celles des autres lasers déclenchés.

D'autres lasers $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ déclenchés ont vu le jour avant celui que nous avons développé : le premier était pompé par flash [21], il délivrait des impulsions de 50 ns avec une énergie de 150 mJ à un taux de répétition de 1 Hz. Le second [22] était pompé par un laser alexandrite à 737 et 750 nm et donnait des impulsions de 50 ns avec une énergie de 50 mJ à un taux de répétition de quelques Hz. Grâce au mode de pompage impulsif, les énergies délivrées par ces lasers sont de trois ordres de grandeur supérieures à celle de notre laser mais les taux de répétition sont mille fois plus faibles. Notons que le taux de répétition élevé des impulsions est très important pour les applications qui demandent l'acquisition d'un grand nombre de données en temps réel.

A un taux de répétition de 10 kHz, les lasers $\text{Nd}^{3+}:\text{YLF}$ commerciaux, pompés par diode laser et déclenchés fournissent des impulsions allant de 10 à 50 μJ pour des puissances de pompe de quelques watts (série 110, $\text{Nd}^{3+}:\text{YLF}$ Lightwave electronics 15 μJ à 10 kHz). L'énergie délivrée par notre laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ (26 μJ) est du même ordre de grandeur.

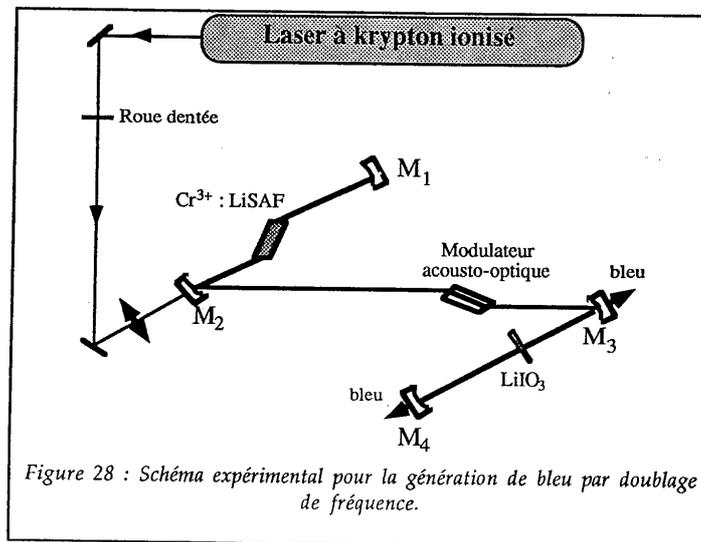
Enfin la possibilité d'accorder le laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ sur plus de 100 nm est un avantage que ne possèdent pas les lasers déclenchés à base de $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ ou $\text{Nd}^{3+}:\text{YLF}$.

Nous allons encore élargir le domaine de longueurs d'onde couvert par ce laser en montrant qu'il est possible de le transformer en une source de lumière bleue par doublage de fréquence à l'intérieur de la cavité.

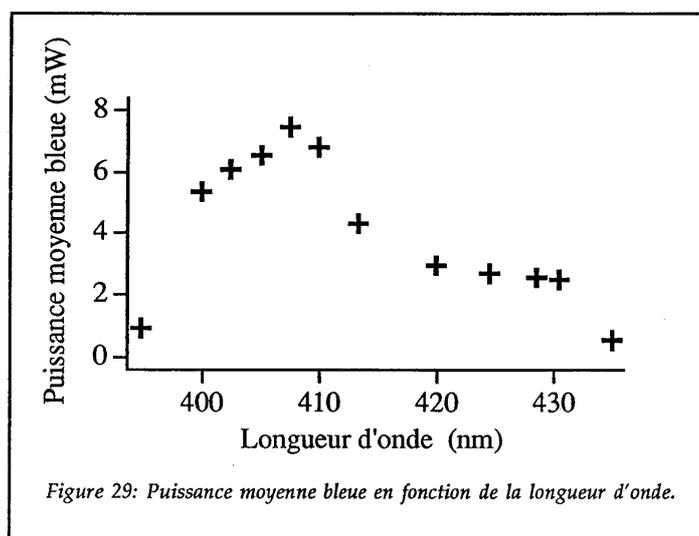
III.1.4. Réalisation d'une source bleue accordable par doublage de fréquence [23].

III.1.4.1. Réalisation expérimentale.

Nous allons tirer parti des puissances crêtes élevées que délivre un laser déclenché pour obtenir un doublage de fréquence efficace dans un cristal non linéaire (il s'agit ici d'un cristal d'iodate de lithium). Pour augmenter encore l'efficacité, nous avons placé le cristal doubleur à l'intérieur même de la cavité laser. Nous avons modifié le montage expérimental du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ présenté au § III.1.2. comme le montre la figure 28.



Le cristal doubleur d'iodate de lithium (LiIO_3) d'une longueur de 1 mm est inséré au foyer d'une deuxième sous-cavité constituée de deux miroirs concaves (rayon de courbure de 150 mm) hautement réfléchissants dans l'infrarouge entre 760 et 830 nm et transparents dans le bleu. Le mode de cavité a un rayon théorique de $100 \mu\text{m}$ au niveau du cristal d'iodate de lithium (calcul mené sur le programme PARAXIA). Ici la sortie du laser consiste en l'émission de lumière bleue de part et d'autre de la sous-cavité où le cristal doubleur est inséré. En tenant compte de ces deux sorties, nous avons obtenu des impulsions bleues à 407 nm de $0,74 \mu\text{J}$ à un taux de répétition de 10 kHz pour 3,2 W de pompe absorbés par le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$. Ces impulsions correspondent à une puissance moyenne de 7,4 mW. La figure 29 donne l'évolution de cette puissance moyenne en fonction de la longueur d'onde obtenue en tournant simultanément le filtre de Lyot et l'orientation du cristal doubleur afin de préserver l'accord de phase.



Nous avons observé de la lumière bleue entre 395 et 435 nm. La baisse de puissance au delà de 415 nm est due aux miroirs de la sous-cavité dont la transmission augmente pour des longueurs d'onde supérieures à 830 nm.

La largeur temporelle à mi-hauteur des impulsions infrarouges est de 260 ns, deux fois plus importante que dans le cas du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ déclenché sans doublage de fréquence présenté dans le paragraphe III.1.2.. Pour comprendre

ce fait, exprimons la largeur temporelle théorique Δt des impulsions donnée par Siegman [24].

$$\Delta t = \frac{r \eta(r)}{r - 1 - \ell n r} \times \tau_c \quad (17)$$

où : r est le rapport entre la puissance de pompe et la puissance de pompe au seuil,

$\eta(r)$ une fonction implicite de r ,

et : τ_c , le temps de vie d'un photon dans la cavité, défini par la formule (3) que nous rappelons :

$$\tau_c = \frac{2\ell_{cav}}{(T+L)c} \quad (3)$$

ℓ_{cav} étant la longueur de la cavité, $T+L$ les pertes globales de la cavité et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Pour les deux lasers Cr³⁺:LiSAF à mode déclenché, non doublé et doublé en fréquence, les seuils sont quasiment les mêmes expérimentalement. La valeur de r est donc la même dans les deux cas. Nous pouvons aussi en déduire que la valeur globale des pertes dans la cavité, notée $T+L$, est la même dans les deux cavités, bien que l'origine des pertes soit différente : dans le premier cas (sans doublage) la majeure partie des pertes est causée par la transmission élevée du miroir de sortie (22,5 %), dans le second cas (avec doublage), les pertes sont dues surtout au cristal d'iodate de lithium dont les faces ne sont pas traitées antireflet.

Ainsi, pour la formule (17), la seule donnée qui diffère, selon que le laser est doublé ou non, est la longueur de la cavité qui est de 40 cm dans un cas (sans doublage) et de 80 cm (avec doublage) dans l'autre cas.

La largeur temporelle de l'impulsion étant proportionnelle à la longueur de la cavité par l'intermédiaire de τ_c , les impulsions infrarouges du laser doublées en fréquence sont deux fois plus longues.

Les impulsions bleues, doublées en fréquence, ont une largeur à mi-hauteur de 210 ns, en accord avec le fait que l'intensité du signal doublé varie comme le carré de l'intensité du signal fondamental.

Nous avons expérimenté deux autres configurations de sous-cavités, (rayons de courbure des miroirs M_3 et M_4 différents) (figure 28) menant à des spots infrarouges au niveau du cristal doubleur de 70 μm et 200 μm . La puissance moyenne bleue dans ces deux configurations était plus faible que précédemment.

Cette source bleue accordable sur 40 nm avec une puissance moyenne de plus de 7 mW à 407 nm a tout à fait sa place dans le monde des lasers bleus, qui est en pleine effervescence depuis quelques années.

III.1.4.2. Le contexte de cette expérience : la "course au bleu".

L'engouement pour les sources "bleues-vertes" très compactes est basé sur plusieurs idées : la longueur d'onde étant plus courte que celle des diodes laser infrarouges (800 nm), il est possible de focaliser la lumière issue de ces sources sur des surfaces plus petites, la surface minimale étant imposée par les limites de la diffraction, proportionnelle au carré de l'inverse de la longueur d'onde. Ainsi, un laser de plus courte longueur d'onde permet d'obtenir une meilleure définition en reprographie ou une densité de stockage d'informations plus élevée sur des disques optiques. Des expériences récentes sur un prototype de disque optique lu par une source laser bleue rapportent un stockage d'informations cinq fois plus élevé qu'avec des diodes laser à 800 nm [25]. La deuxième idée est que les lasers "bleus-verts", de par leur longueur d'onde, sont des sources incontournables pour réaliser des écrans couleurs haute définition ou pour les communications sous-marines par voie optique. Enfin, la demande en sources "bleues-vertes" compactes et accordables se fait sentir dans le domaine biomédical tant pour l'analyse de flux de cellules que pour l'imagerie et la spectroscopie. De telles sources permettraient de remplacer les lasers à colorants opérant dans cette zone de longueurs d'onde (fluoresceine, NBD, etc...), dont l'utilisation reste délicate, ainsi que les lasers argon n'émettant que sur des raies discrètes (457, 488, 514 nm).

Parmi les sources "bleues-vertes" actuellement à l'étude, que ce soient les diodes laser bleues [26], les lasers utilisant le mécanisme de "up-conversion" [27] ou les lasers infrarouges doublés en fréquence [28], aucune d'entre elles n'a la possibilité d'être accordable sur plus d'un nanomètre. Les sources accordables bleues pompées par diode sont très peu nombreuses. Signalons le laser de Marshall et ses collègues [29], qui produit une lumière accordable de 380 à 520 nm par doublement de fréquence d'un oscillateur paramétrique optique pompé par un laser Nd³⁺:YAG doublé en fréquence et pompé lui même par des diodes laser. L'énergie par impulsion dépasse le millijoule pour ce système. Notre laser, quant à lui, pourrait être utile pour des applications nécessitant des sources bleues compactes accordables d'énergie beaucoup plus faibles, telles que les applications biomédicales [30].

L'élément clef des oscillateurs nanosecondes que nous avons réalisés est le modulateur acousto-optique. Bien qu'il soit capable de moduler les pertes de la cavité avec une efficacité suffisante pour permettre le fonctionnement en régime déclenché, ce modulateur était initialement spécifié pour une utilisation dans des lasers à blocage de modes actif. Nous l'avons donc utilisé pour bloquer les modes

d'un laser Cr³⁺:LiSAF afin de réaliser un oscillateur impulsionnel fonctionnant dans le domaine temporel des picosecondes.

III.2. Oscillateur picoseconde par blocage de modes actif

III.2.1 Rappels théoriques sur le blocage de modes actif.

III.2.1.1. Production d'impulsions par blocage de modes

Un laser peut osciller sur un grand nombre de modes longitudinaux dont les fréquences sont également espacées de :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2\ell_{cav}} \quad (18)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et ℓ_{cav} la longueur optique de la cavité.

En supposant que chaque mode est une onde plane uniforme se propageant selon l'axe de la cavité, nous pouvons écrire en tout point de la cavité, l'expression du champ électrique total :

$$E(t) = \sum_{k=-\frac{m-1}{2}}^{\frac{m-1}{2}} E_k e^{2\pi j(\nu_k t + \varphi_k)} \quad (19)$$

où : m est le nombre total de modes dans la cavité,

E_k l'amplitude du mode k supposé égal à E_0 ,

ν_k la fréquence du mode k (nous l'exprimons par rapport à la fréquence du mode $k = 0$ par $\nu_k = \nu_0 + k \frac{c}{2\ell_{cav}}$).

et : φ_k la phase du mode k au point considéré.

Par définition, les modes du laser sont bloqués lorsque leurs phases sont liées par la relation :

$$\varphi_k = \varphi_0 + k\varphi \quad (20)$$

où φ est une constante et φ_0 est la phase du mode $k = 0$. On dit aussi que les modes sont synchronisés en phase.

La relation (19) va donc pouvoir s'écrire :

$$E(t) = E_0 \varepsilon(t) e^{2\pi j(\nu_0 t + \varphi_0)} \quad (21)$$

avec :

$$\varepsilon(t) = \sum_{k=-\frac{m-1}{2}}^{\frac{m-1}{2}} e^{2\pi j \left(\frac{ct}{2\ell_{cav}} + \varphi \right)}$$

$\varepsilon(t)$ peut encore s'écrire :

$$\varepsilon(t) = \frac{\sin \left(\frac{m \left(\frac{c}{2\ell_{cav}} t + \varphi \right)}{2} \right)}{\sin \left(\frac{\frac{c}{2\ell_{cav}} t + \varphi}{2} \right)} \quad (22)$$

L'intensité laser est le module carré du champ électrique et vaut :

$$I(t) = |\varepsilon_0|^2 \frac{\sin^2 \left(\frac{m \left(\frac{c}{2\ell_{cav}} t + \varphi \right)}{2} \right)}{\sin^2 \left(\frac{\frac{c}{2\ell_{cav}} t + \varphi}{2} \right)} \quad (23)$$

La figure 30 montre l'évolution temporelle de $I(t)$ en supposant $\varphi = 0$ pour 10 modes dans la cavité [31].

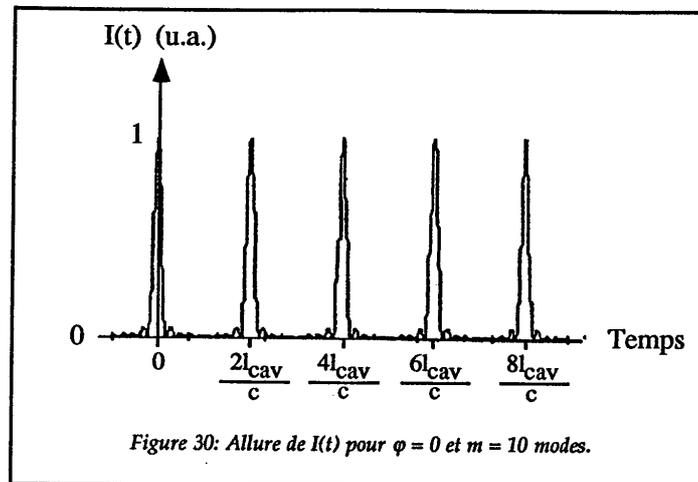


Figure 30: Allure de $I(t)$ pour $\varphi = 0$ et $m = 10$ modes.

$I(t)$ est donc une fonction périodique de période $2\ell_{cav}/c$ égale au temps d'aller et retour de la lumière dans la cavité.

En fait, lorsque les modes d'un laser sont bloqués, tout se passe comme si une impulsion lumineuse très courte se propageait à l'intérieur de la cavité. En sortie du laser nous allons donc observer un train d'impulsions séparées temporellement par le temps d'aller et retour dans la cavité : $2\ell_{cav}/c$.

III.2.1.2. Utilisation d'un modulateur acousto-optique pour le blocage des modes d'un laser.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe III.1.2.1., un modulateur acousto-optique fait varier les pertes intracavité à une fréquence double de celle du signal électrique qui lui est appliqué (onde acoustique stationnaire).

Nous supposons ici que la longueur de la cavité est ajustée de telle sorte que la fréquence de modulation des pertes intracavité soit égale à $c/2\ell_{cav}$. Notons que par rapport à l'utilisation dans un laser déclenché (§ III.1.2.1.), le modulateur est ici toujours en fonctionnement.

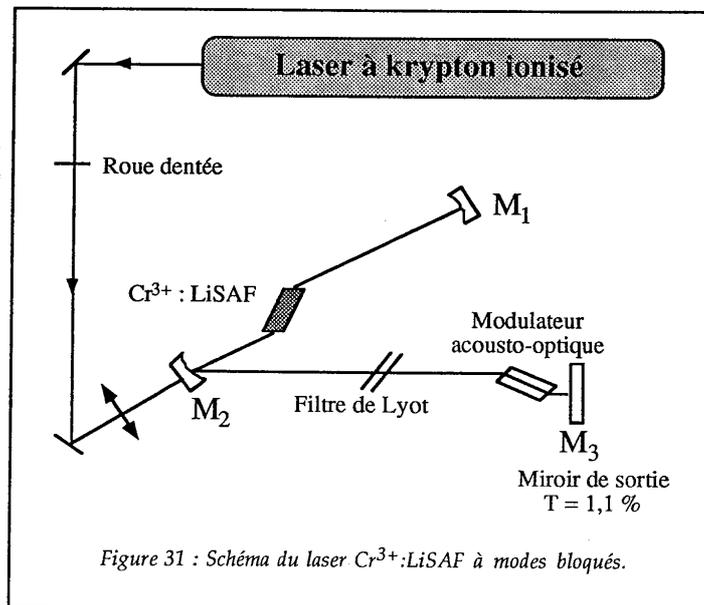
Imaginons que le premier mode apparaissant dans la cavité, soit le mode $k = 0$. Dans l'espace des fréquences, la modulation des pertes à la fréquence $c/2\ell_{cav}$ crée deux bandes latérales pour ce mode aux fréquences $\nu_0 - c/2\ell_{cav}$ et $\nu_0 + c/2\ell_{cav}$. Ces deux fréquences sont celles des modes adjacents au mode $k = 0$, qui apparaissent donc synchronisés avec le mode $k = 0$. Ce raisonnement sur le mode $k = 0$ peut être repris pour les deux modes adjacents et, de proche en proche, tous les modes présents dans la cavité sont synchronisés.

Plaçons nous maintenant dans le domaine temporel. La période de modulation étant égale au temps d'aller et retour dans la cavité, un paquet de photons incidents sur le modulateur à l'instant t retrouvera le modulateur dans le même état après un aller et retour. Ainsi, si la transmission du modulateur n'est pas maximale, à l'instant t , ce paquet de photons subira des pertes importantes à chaque passage dans le modulateur, jusqu'à sa disparition. Seul va subsister le paquet de photons pour lequel les pertes sont minimales d'où la création d'une impulsion voyageant dans la cavité. On parle ici de blocage de modes actif car le modulateur est commandé par un signal électrique.

III.2.2. Réalisation expérimentale.

III.2.2.1. Schéma expérimental.

La figure 31 donne le schéma du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ à modes bloqués. La base du montage est la même que pour l'oscillateur déclenché (non doublé), la seule différence étant que la longueur de la cavité est ajustée à 60 cm pour que l'intervalle de fréquence entre les modes soit égal à 250 MHz. Le modulateur acousto-optique que nous utilisons est le même que précédemment, il fonctionne à une fréquence du signal électrique de commande de 125 MHz et module les pertes à 250 MHz.

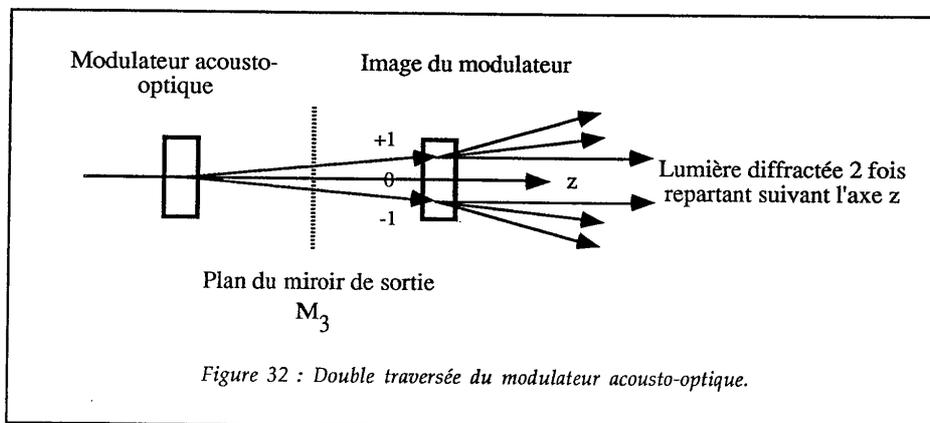


Nous utilisons ici un miroir de sortie ayant une transmission de 1,1 % afin que le seuil du laser soit suffisamment bas pour permettre une utilisation en régime continu. La caractérisation temporelle des impulsions est en effet beaucoup plus simple à réaliser en régime continu qu'en régime quasi-continu.

III.2.2.2. Importance de la position du modulateur acousto-optique dans la cavité.

A chaque aller et retour dans la cavité, l'impulsion passe deux fois dans le modulateur. Pour que l'impulsion existe, il faut que la transmission du modulateur soit maximale lors de ces deux passages. La solution consiste à positionner le modulateur près du miroir de sortie. Ainsi, l'intervalle de temps entre les deux passages de l'impulsion dans le modulateur est faible par rapport au temps d'aller et retour dans la cavité et par rapport à la période de modulation des pertes.

Le modulateur est, de plus, placé sur une platine de translation parallèle à l'axe de la cavité afin de pouvoir ajuster finement sa position. En effet, Kluge [32] a montré que l'amplitude de modulation des pertes créées par le modulateur dépendait de la position de l'acousto-optique dans la cavité. L'explication est la suivante : la figure 32 représente la cavité dépliée autour du miroir de sortie afin de schématiser la réflexion [31].



Considérons le faisceau diffracté sur l'ordre + 1 après un passage dans le modulateur, (le raisonnement avec l'ordre - 1 étant le même). Lors du deuxième passage une partie de la lumière repart dans l'axe de la cavité. Il y a donc

interférence entre ce faisceau doublement diffracté et le faisceau dans l'axe de la cavité. Si l'interférence est constructive, l'amplitude de modulation est élevée. Si l'interférence est destructive, cette amplitude est plus faible. La différence de marche entre ces deux faisceaux dépend de la distance entre le modulateur et le miroir de sortie. L'amplitude de modulation des pertes varie périodiquement en fonction de la position du modulateur dans la cavité. La valeur de cette période spatiale est :

$$\left(\frac{c_{mod}}{v}\right)^2 \frac{1}{\lambda} \quad (24)$$

où : c_{mod} est la célérité de l'onde acoustique,

λ la longueur d'onde du faisceau dans la cavité

et : v la fréquence du signal électrique appliqué au modulateur.

Dans notre cas, les valeurs numériques sont :

$$c_{mod} = 5\,960 \text{ m/s (quartz).}$$

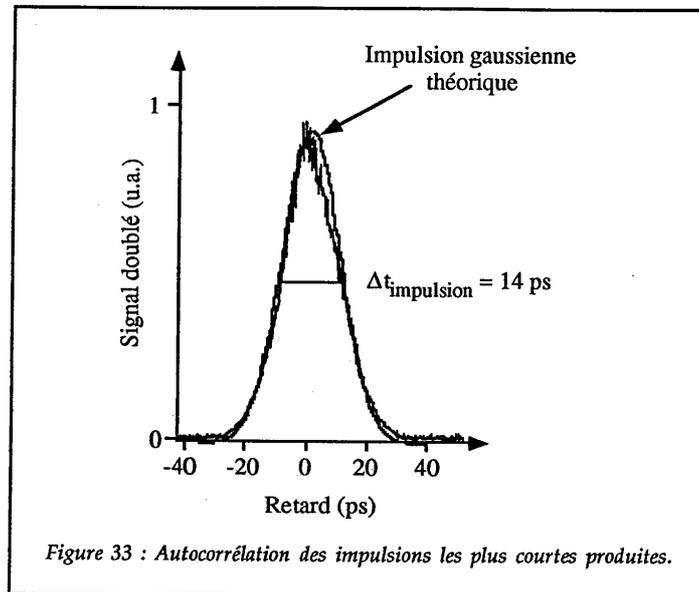
$$v = 125 \text{ MHz}$$

$$\lambda = 830 \text{ nm.}$$

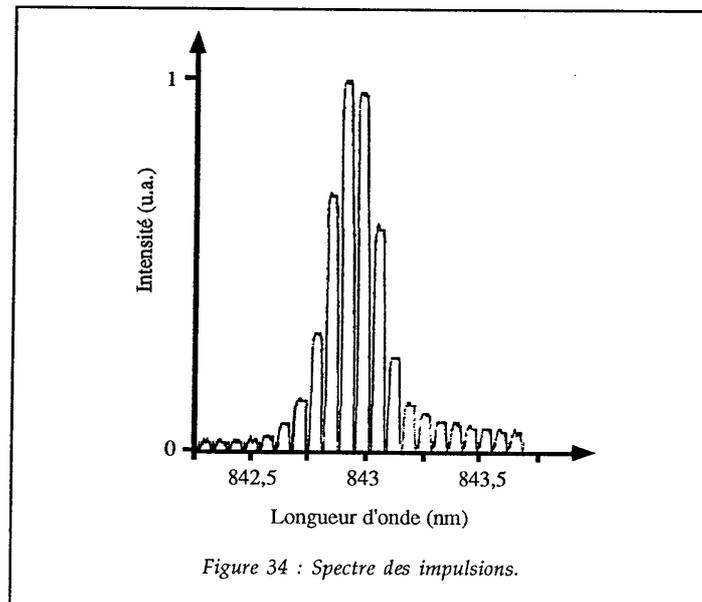
La période spatiale de modulation est donc de 2,7 mm. Nous avons expérimentalement vérifié cette valeur en observant les variations des pics d'intensité laser pour différentes positions du modulateur dans la cavité : les impulsions sont plus intenses lorsque l'interférence est constructive et moins intenses lorsque l'interférence est destructive.

III.2.2.3. Résultats expérimentaux.

Les impulsions les plus courtes que nous ayons obtenues ont une largeur à mi-hauteur de 14 ps en supposant qu'elles aient un profil gaussien. La figure 33 présente une autocorrélation de ces impulsions réalisée avec un autocorrélateur d'ordre deux dont le principe est rappelé en annexe.

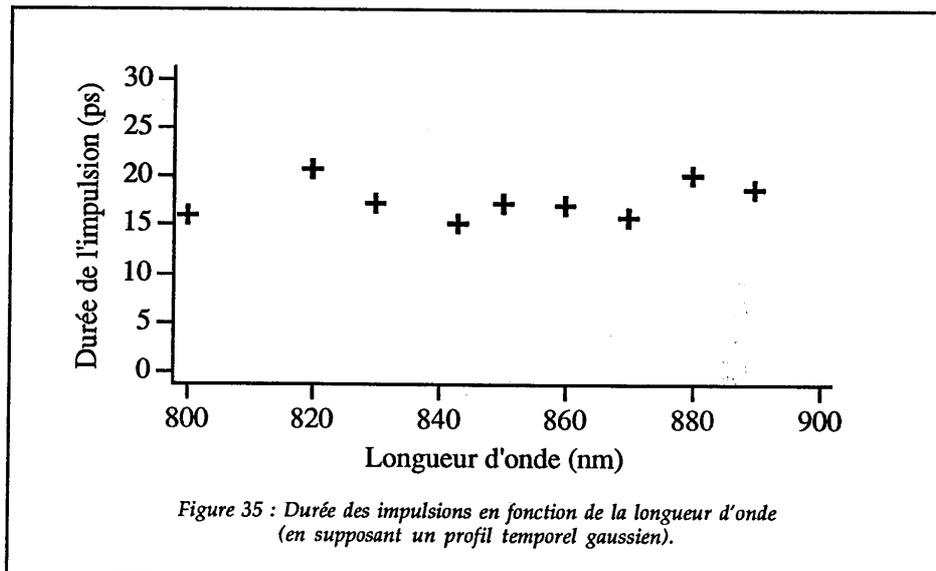


Le spectre des impulsions est donné sur la figure 34, leur longueur d'onde est de 843 nm et leur largeur spectrale est de 0,2 nm à mi-hauteur.



Le produit de la largeur d'une impulsion par sa largeur spectrale : $\Delta t \times \Delta \nu$ est théoriquement de 0,44 , en supposant que l'impulsion ait un profil temporel gaussien et que son spectre soit sa transformée de Fourier (on parle d'impulsions "Fourier transform"). Expérimentalement, nous obtenons un produit $\Delta t \times \Delta \nu = 1,3$. Les impulsions délivrées par notre laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ à modes bloqués sont donc assez proches de la limite théorique imposée par la transformée de Fourier. La puissance moyenne de sortie est de 40 mW pour 1,1 W de pompe absorbé par le cristal.

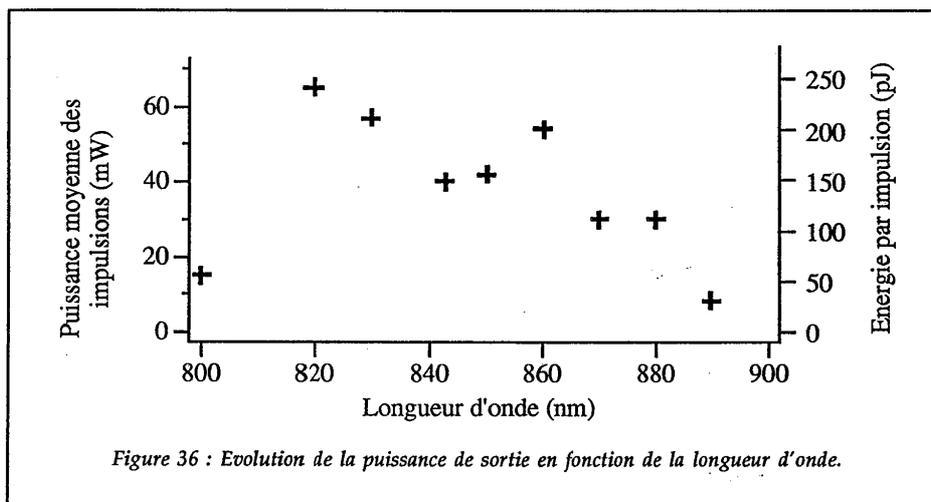
L'accordabilité du laser est obtenue en tournant le filtre de Lyot puis en ajustant finement l'orientation du cristal dans la cavité et enfin en optimisant la puissance électrique injectée dans le modulateur pour obtenir les impulsions les plus courtes possibles. L'évolution de la durée des impulsions en fonction de la longueur d'onde est donnée sur la figure 35 : cette durée reste inférieure à 20 ps sur une plage de près de 90 nm, entre 800 et 890 nm.



L'évolution de la puissance moyenne et de l'énergie des impulsions en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la figure 36. Les baisses de puissance à 800 et 890 nm sont dues aux traitements des miroirs de la cavité,

hautement réfléchissants entre 800 et 900 nm, mais dont la transmission augmente hors de cette zone.

La puissance de sortie étant très sensible aux différents réglages, nous avons constaté des variations importantes d'une longueur d'onde à l'autre, comme le montre la figure 36.



III.2.2.4. Comparaison des performances obtenues avec celles d'autres lasers à blocage de modes actif.

Nous baserons cette comparaison sur la durée des impulsions qui est la caractéristique principale de ces lasers.

Une expérience du même type que celle que nous venons de décrire a été réalisée au CREOL en Floride [33]. Ses auteurs mentionnent que des impulsions de 6 ps ont été obtenues par blocage de modes actif d'un laser Cr³⁺:LiSAF [33].

D'autres lasers à blocage de modes actif avec un modulateur acousto-optique à base de saphir dopé au titane [31], de Nd³⁺:YLF ou Nd³⁺:YAG (Lightwave electronics, série (31)) fournissent des impulsions d'une dizaine de picosecondes.

Ces performances sont donc tout à fait comparables à celles obtenues avec notre laser Cr³⁺:LiSAF à modes bloqués.

L'intérêt principal de ce dernier est la production d'impulsions picosecondes accordables dans le proche infrarouge avec la perspective d'un pompage par diode.

Un tel système compact, pompé par diodes, deviendrait le concurrent des lasers $\text{Nd}^{3+}:\text{YLF}$ ou $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ à modes bloqués pompés par diodes.

III.3. Conclusion

Les oscillateurs impulsionsnels que nous avons réalisés nous ont permis de démontrer que le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ était capable de produire des impulsions nanosecondes accordables à un taux de répétition élevé, avec une bonne efficacité. Dans le domaine des picosecondes, l'oscillateur $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ à blocage de modes actif que nous avons développé a donné des impulsions de moins de 20 ps accordables sur plus de 90 nm.

Les recherches sur les oscillateurs lasers $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ impulsionsnels ne se sont pas arrêtées à ces deux domaines temporels. En effet, grâce à sa large bande d'émission et à sa section efficace relativement élevée, le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ est tout à fait adapté à la production d'impulsions femtosecondes. La durée la plus courte obtenue est de 33 fs grâce à un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ à blocage de modes passif [34].

Cette technique étant maîtrisée dans le cas du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ par plusieurs laboratoires aux USA et en Angleterre, nous avons préféré travailler sur un système laser différent, à savoir un amplificateur d'impulsions $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé en continu par un laser à krypton ionisé. En effet, l'énergie par impulsion issue des oscillateurs laser picosecondes et femtosecondes ne dépasse pas le nanojoule : ce niveau est insuffisant pour bon nombre d'applications. Il apparaît donc nécessaire d'amplifier ces impulsions pour atteindre des niveaux d'énergie raisonnables.

Le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, dont nous avons prouvé la qualité en tant qu'oscillateur continu et impulsionsnel, est aussi un excellent candidat à l'amplification d'impulsions, grâce à son temps de fluorescence élevé, qui permet un stockage important de l'énergie. Il paraît, de plus, particulièrement bien adapté à l'amplification d'impulsions femtosecondes, grâce à sa large bande de fluorescence. Nous décrirons dans le chapitre suivant, la réalisation et les performances d'un amplificateur d'impulsions courtes (picosecondes et femtosecondes) $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ dit "régénératif".

Chapitre IV

Amplificateur régénératif d'impulsions courtes Cr³⁺:LiSAF

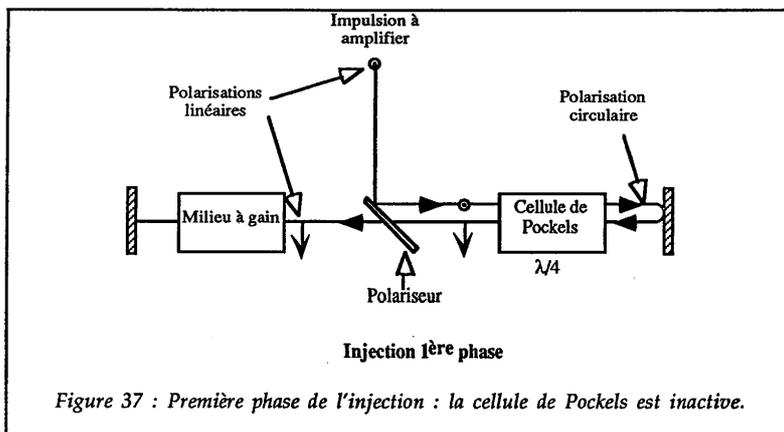
Le but de cet amplificateur est d'élever des impulsions picosecondes ou femtosecondes de faible énergie (typiquement le nanojoule), issues d'oscillateurs laser, à des niveaux d'énergie compatibles avec des applications telles que la spectroscopie haute résolution ou l'optique non linéaire, utilisant des impulsions de forte puissance crête : il s'agit ici de gagner au moins trois ordres de grandeur sur l'énergie de chaque impulsion. Le gain maximal en petit signal obtenu avec un cristal de Cr³⁺:LiSAF étant de 0,17 cm⁻¹ [8], il est impossible de parvenir à un facteur d'amplification de 1000 en un seul passage dans le cristal. Il est donc nécessaire d'utiliser un amplificateur multipassage. L'amplificateur régénératif dont nous présenterons le principe dans un premier temps fait justement partie de cette famille d'amplificateurs. Nous décrirons, ensuite, l'amplificateur Cr³⁺:LiSAF régénératif pompé par laser krypton que nous avons réalisé, puis nous présenterons ses performances pour l'amplification d'impulsions picosecondes et femtosecondes.

IV.1. Principe de l'amplificateur régénératif.

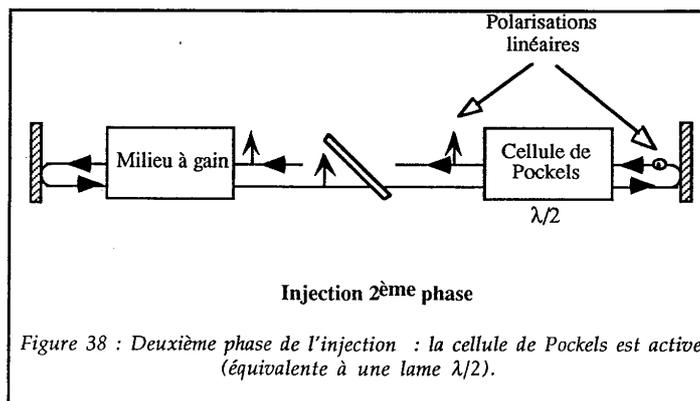
Le principe de l'amplification régénérative est d'injecter une impulsion dans une cavité laser contenant un milieu à gain. Lorsque cette impulsion est piégée dans la cavité, elle peut effectuer un grand nombre de passages dans le milieu amplificateur. Ainsi, son énergie augmente à chaque aller et retour. Un maximum est atteint lorsque le gain du milieu amplificateur devient inférieur aux pertes de la cavité. C'est à ce moment que l'impulsion est éjectée hors de la cavité. L'injection et l'éjection de l'impulsion sont en général réalisées par des rotations de polarisation de la lumière. Dans certains amplificateurs régénératifs, les dispositifs d'injection et d'éjection sont séparés [35]. Les deux opérations ont ici été réalisées avec un seul dispositif électro-optique.

L'amplificateur régénératif est donc une cavité laser dans laquelle se trouvent un milieu à gain, un polariseur et une cellule électro-optique de Pockels qui se comporte comme une lame quart-d'onde ou comme une lame demi-onde.

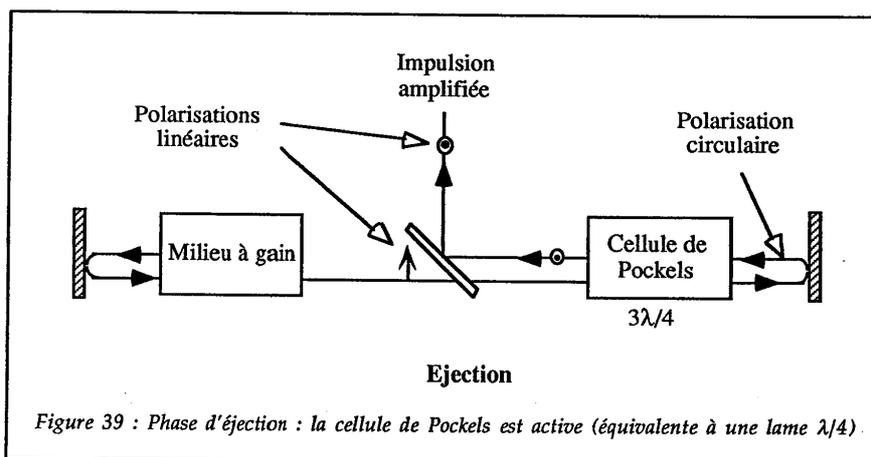
Le polariseur réfléchit la lumière polarisée perpendiculairement au plan de la figure 37 (verticalement) et transmet la lumière polarisée parallèlement au plan de la figure (horizontalement).



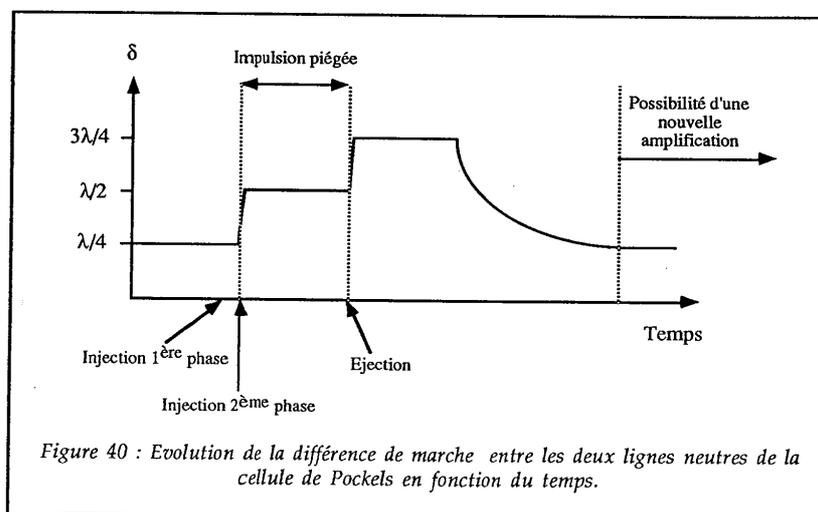
Lors de la première phase de l'injection, la cellule de Pockels est inactive, équivalente à une lame $\lambda/4$ statique. Une impulsion à amplifier, polarisée perpendiculairement au plan de la figure arrive sur le polariseur, elle est réfléchie, pénètre alors dans la cellule de Pockels. Après un double passage dans cette cellule, l'impulsion devient polarisée horizontalement. Elle traverse donc le polariseur. Une tension est alors appliquée à la cellule de Pockels qui devient équivalente à une lame $\lambda/2$. Après un nouvel aller et retour à travers le dispositif électro-optique, l'impulsion conserve sa polarisation horizontale. Elle est donc piégée dans la cavité : c'est la deuxième phase de l'injection (figure 38).



Lors de la phase d'éjection, une tension supplémentaire est ajoutée à la cellule de Pockels. Celle-ci devient alors équivalente à une lame " $3\lambda/4$ " qui n'est autre qu'une lame quart-d'onde. Après un double passage dans la cellule, la polarisation de l'impulsion redevient donc verticale. L'impulsion est éjectée après réflexion sur le polariseur (figure 39).



Pour terminer, regardons la différence de marche δ entre les deux lignes neutres de la cellule de Pockels lors des différentes phases de l'amplification (figure 40).



Remarquons qu'après l'éjection, la cellule revient lentement dans son état initial (typiquement une centaine de microsecondes) à cause de la décharge des condensateurs servant à appliquer les hautes tensions nécessaires à l'effet électro-optique.

Le temps de commutation d'une différence de marche à l'autre ($\lambda/4 \rightarrow \lambda/2$ et $\lambda/2 \rightarrow 3\lambda/4$) est lui beaucoup plus court (typiquement quelques nanosecondes). Ces deux remarques permettent de comprendre pourquoi il est préférable d'ajouter une tension supplémentaire lors de l'éjection pour obtenir une lame équivalente quart-d'onde. En effet, pour éjecter entièrement l'impulsion, la cellule doit commuter en moins de quelques nanosecondes, entre le moment où l'impulsion quitte le dispositif électro-optique pour aller vers le milieu à gain et le moment où elle revient.

La figure 40 permet aussi de comprendre pourquoi la cellule de Pockels ne peut travailler à un taux de répétition supérieur à quelques kilohertz (typiquement 5 à 10 kHz). La cadence d'amplification est donc limitée par ce taux de répétition.

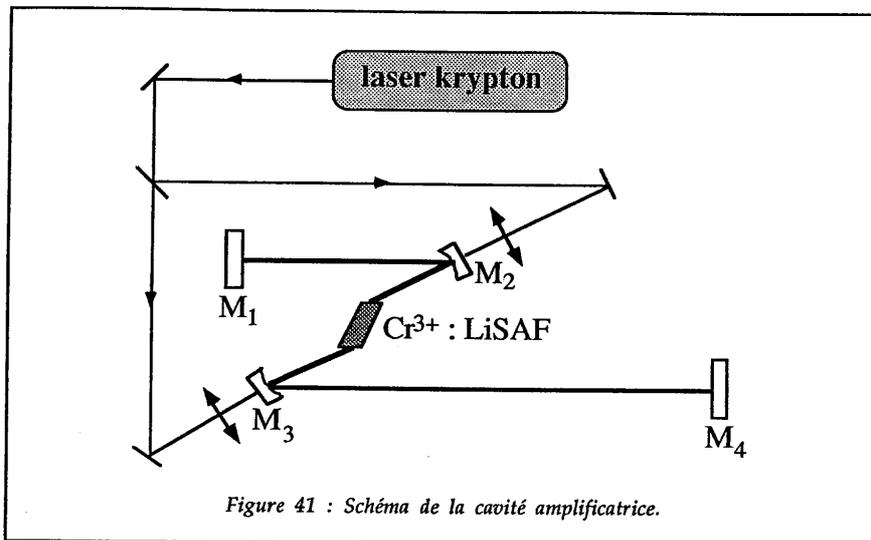
IV.2. Description de l'amplificateur régénératif $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$

IV.2.1. La cavité laser.

La définition de la cavité laser qui est à la base de cet amplificateur régénératif repose sur deux exigences : d'une part, il faut que l'apport d'énergie par le laser de pompe, qui est ici un laser à krypton ionisé continu, soit le plus élevé possible, d'autre part, il faut que le cristal soit pompé en régime purement continu (et non quasi-continu) pour éviter les problèmes de synchronisation entre la cellule de Pockels et le créneau de pompage et pour pouvoir caractériser la durée des impulsions amplifiées plus facilement.

Compte tenu des problèmes thermiques existant dans le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, (cf II.2.3) ces deux idées vont à l'encontre l'une de l'autre. Il a donc été impératif de redéfinir la cavité du laser décrite dans les chapitres précédents afin d'éviter les problèmes thermiques en régime continu. Une idée capitale mise en oeuvre a été de séparer le faisceau de pompe en deux parties afin de pomper le cristal des deux côtés à la fois, permettant ainsi de mieux répartir l'énergie dans le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ [36].

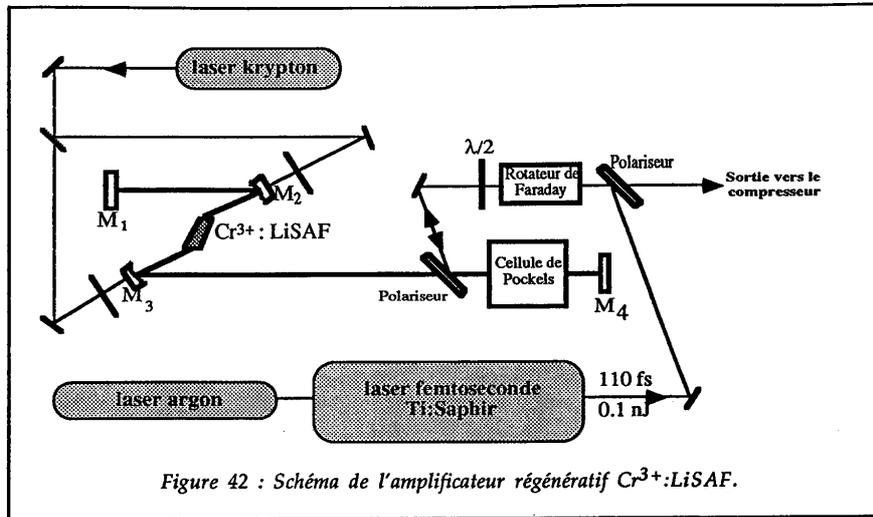
La cavité que nous avons utilisée est celle de la figure 41.



C'est une cavité en z à quatre miroirs. Le cristal est placé à égale distance de M_2 et de M_3 . Les lentilles de focalisation sur les deux voies de pompage sont les mêmes, elles ont une distance focale de 100 mm. M_1 est un miroir plan hautement réfléchissant entre 800 et 900 nm. M_2 et M_3 sont deux miroirs concaves de rayon de courbure égal à 100 mm. En choisissant pour M_4 un miroir de sortie plan de transmission égale à 1 %, nous avons obtenu pour ce laser des efficacités équivalentes à celles données dans le chapitre II. Nous n'avons pas observé d'effets thermiques même lorsque le laser krypton était au maximum de sa puissance, qui correspond à une puissance absorbée de 2,4 W. Remarquons qu'ici la puissance absorbée par le cristal est plus faible que dans le chapitre II (2,4 W contre 3,2 W) à cause de l'ajout sur le faisceau de pompe d'un cube séparateur et d'une lentille qui ne sont pas traités antireflet. La cavité a une longueur d'un mètre environ afin de permettre à la cellule de Pockels de commuter en moins d'un aller et retour de l'impulsion (temps de montée de 3 à 4 ns).

IV.2.2. L'amplificateur.

Le schéma global de l'amplificateur est donné sur la figure 42.



Le polariseur (Matra Optique) a une transmission très élevée ($> 99\%$) pour la lumière polarisée suivant le plan de la figure sur une largeur spectrale de plus de 50 nm. Pour la polarisation perpendiculaire au plan de la figure, le coefficient de réflexion est de 80 %.

La cellule de Pockels provient de la firme MEDOX electro-optic (USA). Elle utilise un cristal électro-optique de KD*P et fonctionne à un taux de répétition de 5 kHz. Afin de séparer la voie d'entrée et la voie de sortie de l'amplificateur, un ensemble composé d'un polariseur, d'un isolateur de Faraday et d'une lame demi-onde est placé sur le trajet des impulsions à amplifier.

Le miroir M_4 est dans ce cas un miroir hautement réfléchissant, la sortie de l'amplificateur ayant lieu grâce au polariseur.

Afin d'optimiser l'orientation de la cellule de Pockels et du polariseur à l'intérieur de la cavité, nous avons fait fonctionner l'amplificateur sans injection, en mode déclenché. L'optimisation a consisté à réduire le plus possible le temps de création de l'impulsion laser, à partir du moment où le premier étage de tension est appliqué à la cellule. Nous avons alors obtenu un seuil d'oscillation laser de 450 mW en puissance de pompe absorbée, ce qui correspond à des pertes passives de l'ordre de 9 %.

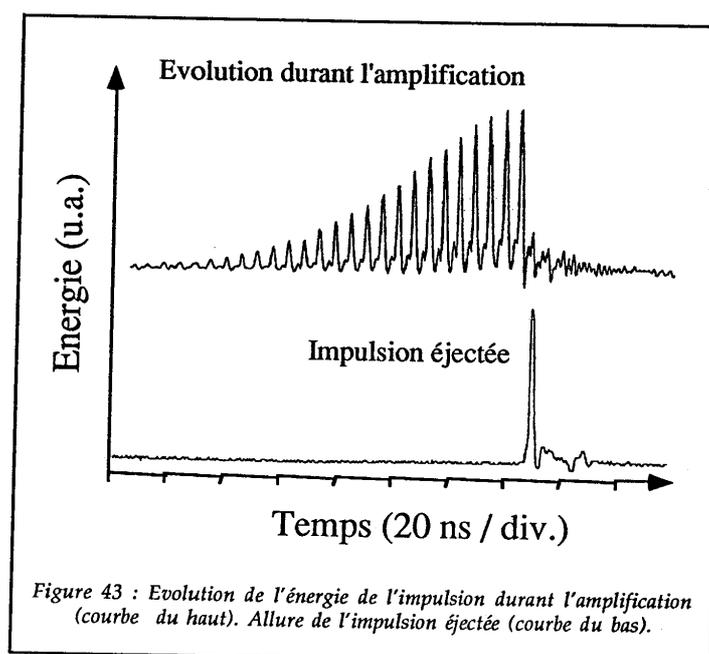
Cet accroissement important des pertes par rapport à une simple cavité comme celle du chapitre II est surtout dû au cristal de KD*P de la cellule de Pockels, dont les faces ne sont pas traitées antireflet [37].

IV.3. Amplification d'impulsions picosecondes.

Les impulsions picosecondes à amplifier d'une durée de 50 ps environ, proviennent d'un oscillateur saphir dopé au titane à blocage de modes actif (par un modulateur acousto-optique). Elles pénètrent dans l'amplificateur avec une cadence de 82 MHz, ont une longueur d'onde de 825 nm et une énergie de 0,1 nJ.

Parmi toutes ces impulsions, seules quelques unes sont amplifiées par notre système, à la cadence de fonctionnement de la cellule de Pockels (5 kHz).

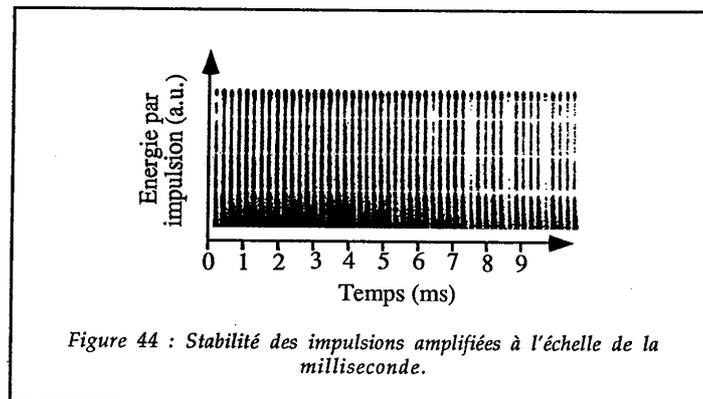
En plaçant une photodiode sur une fuite de la cavité, nous avons pu contrôler l'amplification et ajuster l'instant de l'éjection avec celui où le gain commence à devenir inférieur aux pertes. Cet instant intervient typiquement 400 ns après l'injection, l'impulsion a alors effectué environ 60 allers et retours dans la cavité. La figure 43 donne l'évolution de l'énergie de l'impulsion durant les dernières nanosecondes de son amplification, à chaque aller et retour dans la cavité. Les rebonds entre deux pics consécutifs, qui correspondent au passage de l'impulsion, sont dus à la photodiode dont le temps de montée n'est que de 1 ns.



Cette figure montre aussi que l'impulsion est éjectée avec une très bonne efficacité : après l'éjection il ne reste plus d'énergie dans la cavité.

L'énergie des impulsions éjectées est de $15,6 \mu\text{J}$ pour $2,4 \text{ W}$ de pompe absorbés par le cristal. Le gain de l'amplificateur est de $156\,000$.

La stabilité en énergie des impulsions est donnée sur la figure 44 qui représente le train d'impulsions délivré au cours du temps.



A l'échelle de la milliseconde, nous avons observé des fluctuations en énergie de l'ordre de 5% , corrélées avec les fluctuations de la puissance fournie par le laser krypton.

Nous pouvons comparer ces performances avec celles d'un autre amplificateur régénératif qui fonctionne dans des conditions similaires : taux de répétition de l'ordre du kilohertz et pompage en continu [38]. Cet amplificateur, utilisant un cristal de $\text{Nd}^{3+}:\text{YLF}$, était pompé par une diode laser continue de 2 W (à 792 nm). Les impulsions amplifiées étaient de $88 \mu\text{J}$ à un taux de répétition de 1 kHz (à $1,06 \mu\text{m}$) pour une durée de 11 ps .

Les performances de notre amplificateur sont comparables à ces résultats. Les avantages de notre système reposent sur l'accordabilité potentielle et sur la possibilité de travailler à une fréquence plus élevée de l'ordre de 14 kHz (inverse du temps de fluorescence) sans perte notable d'énergie par impulsion.

IV.4. Amplification d'impulsions femtosecondes.

IV.4.1. Principe

L'amplification d'impulsions femtosecondes jusqu'à des niveaux d'énergie de l'ordre du microjoule (ou plus) pose plus de problèmes que l'amplification d'impulsions picosecondes.

En effet, les puissances crêtes sont ici trois ordres de grandeur plus élevées (supérieures au Gigawatt). Les effets non linéaires tels que l'autofocalisation, l'automodulation de phase ou même le claquage du cristal amplificateur ne sont plus négligeables à ces valeurs de puissance crête. Il est donc difficile d'amplifier directement des impulsions femtosecondes. Une technique développée par Strickland et Mourou appelée "Chirped Pulse Amplification" permet de résoudre ce problème [39]. Il s'agit en fait d'étirer temporellement une impulsion avant son amplification afin de diminuer la puissance crête, d'amplifier cette impulsion étirée, puis de la recomprimer temporellement. La figure 45 résume ces différentes opérations.

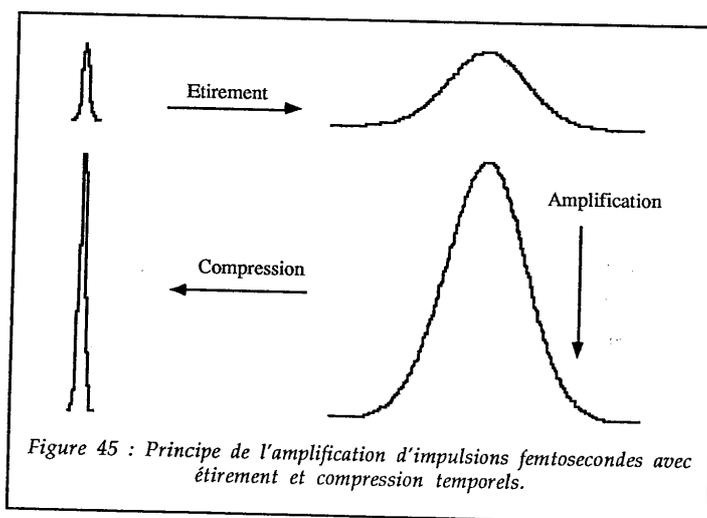


Figure 45 : Principe de l'amplification d'impulsions femtosecondes avec étirement et compression temporels.

L'étirement et la compression des impulsions sont réalisés par des éléments dispersifs en longueur d'onde (fibres optiques ou réseaux de diffraction pour l'étirement, prismes ou réseaux pour la compression). Dans la plupart des cas, étireur et compresseur sont deux systèmes optiques extérieurs à l'amplificateur.

Dans notre cas, nous allons nous passer de l'étireur en utilisant la dispersion qu'apportent les cristaux de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ et de KD^*P de l'amplificateur régénératif lors des 60 allers et retours de l'impulsion dans la cavité. Cette idée va permettre un gain en compacité et en simplicité du système global "générateur-amplificateur" d'impulsions femtosecondes.

IV.4.1.1. Comportement temporel des impulsions au cours de leur amplification.

Dans les matériaux optiques, l'indice est en général une fonction décroissante de la longueur d'onde.

Le spectre d'une impulsion femtoseconde étant large, typiquement une dizaine de nanomètres, la traversée d'un milieu transparent tel que du verre, par exemple, provoque une dispersion importante. Les composantes spectrales de l'impulsion, liées à des longueurs d'ondes élevées, se propagent plus vite que celles qui sont liées à des longueurs d'onde plus courtes : l'impulsion s'étale temporellement.

Afin de quantifier cet étirement, exprimons le déphasage $\phi(\nu)$ autour de la fréquence centrale ν_0 de l'impulsion.

$$\phi(\nu) = \phi_0 + \left(\frac{d\phi}{d\nu}\right)_{\nu_0} (\nu - \nu_0) + \left(\frac{d^2\phi}{d\nu^2}\right)_{\nu_0} \frac{(\nu - \nu_0)^2}{2} + \left(\frac{d^3\phi}{d\nu^3}\right)_{\nu_0} \frac{(\nu - \nu_0)^3}{6} . \quad (25)$$

Dans cette expression, les deux premiers termes ϕ_0 et $\left(\frac{d\phi}{d\nu}\right)_{\nu_0}$ apportent à l'impulsion un décalage de l'origine des phases et un décalage de l'origine des temps. Les termes suivants sont responsables de l'étirement de l'impulsion. Il est extrêmement complexe de tenir compte des termes du développement au delà de l'ordre 3. Pour donner un ordre de grandeur de l'étirement de l'impulsion, nous nous limitons à l'ordre 2. En supposant des impulsions d'allure temporelle gaussienne, la relation entre les longueurs temporelles de l'impulsion à mi-hauteur τ_e et τ_s en entrée et en sortie d'un élément optique dispersif de longueur ℓ et d'indice $n(\lambda)$, s'écrit [40] :

$$\frac{\tau_s}{\tau_e} = \sqrt{1 + \frac{\phi''^2}{4\tau_e^4} (8\log 2)^2} \quad (26)$$

avec :

$$\phi'' = \left(\frac{d\phi^2}{dv^2} \right)_{v_0} = \frac{\ell \lambda_0^3}{2\pi c^2} \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right)_{\lambda_0}$$

$$\lambda_0 = \frac{c}{v_0} .$$

Dans notre cas, les éléments dispersifs sont le cristal de KD*P de la cellule de Pockels et le cristal de Cr³⁺:LiSAF. Les valeurs de $\frac{d^2 n}{d\lambda^2}$ pour ces cristaux n'étant pas connues, nous avons mesuré expérimentalement un étirement d'une impulsion de 110 fs après 60 allers et retours dans notre amplificateur régénératif de l'ordre de 100, la largeur de l'impulsion en sortie étant de 10 ps environ. Ces valeurs nous permettent d'évaluer ϕ'' qui représente la dispersion globale de l'amplificateur régénératif à l'ordre deux, après 60 allers et retours :

$$\phi'' = \frac{2\tau_e^2}{8 \log 2} \sqrt{\frac{\tau_s^2}{\tau_e^2} - 1} \quad \text{d'après (26)} \quad (27)$$

Nous obtenons : $\phi'' = 3,96 \cdot 10^{-25} \text{s}^2$.

IV.4.1.2. Le compresseur.

Le rôle du compresseur est d'apporter une dispersion opposée à celle provoquée par l'amplification : il doit idéalement compenser les termes de phase responsables de l'élargissement de l'impulsion (ϕ'' , ϕ''' ...).

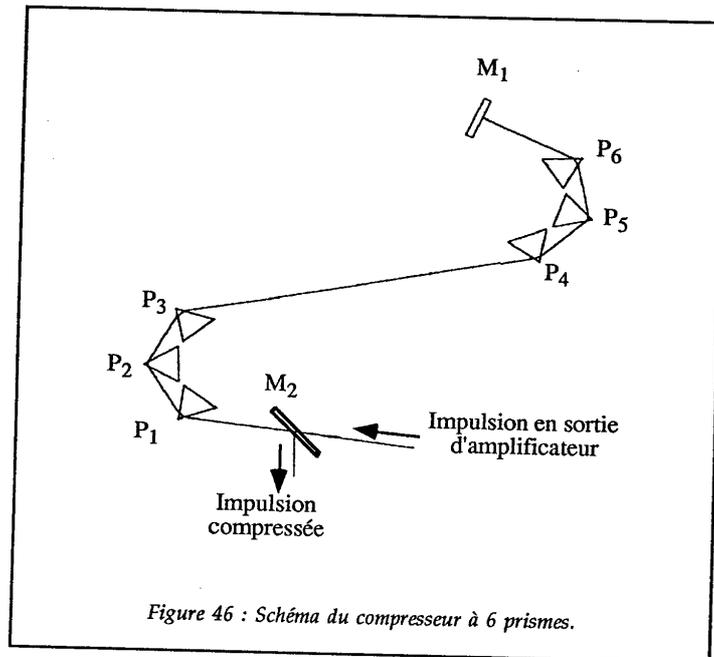
Comme précédemment, nous ne considérons ici que de la compensation à l'ordre 2.

Deux familles de compresseurs sont à notre disposition : les compresseurs à prismes et les compresseurs à réseaux. Les premiers compriment typiquement des impulsions de l'ordre de 1 ps jusqu'à une centaine de femtosecondes, à l'aide de deux prismes [31]. Les seconds, grâce à la dispersion plus importante des réseaux par rapport aux prismes, sont adaptés à la compression d'impulsions d'une centaine de picosecondes vers le domaine des femtosecondes [41].

La durée des impulsions à compresser dans notre cas (10 ps) n'est adaptée à aucun des compresseurs mentionnés. Une solution consiste cependant à utiliser un système à 6 prismes au lieu de deux [42] afin d'augmenter la dispersion du système.

IV.4.1.2.1. Description du compresseur.

Le schéma d'un compresseur à six prismes est représenté sur la figure 46.



Les 6 prismes sont équilatéraux. Le premier jeu de 3 prismes dévie plus ou moins les rayons suivant la longueur d'onde : les courtes longueurs d'onde sont plus déviées que les grandes, elles parviennent donc plus près de l'arête des trois autres prismes. Elle traversent moins de verre que les grandes longueurs d'onde et donc correspondent à un chemin optique plus court. Les courtes longueurs d'onde vont donc plus vite que les grandes : à l'inverse de ce qui se passe dans un matériau optique. On parle donc ici de dispersion de vitesse de groupe négative.

Après une première traversée des 6 prismes, les faisceaux correspondant aux différentes longueurs d'onde ressortent parallèles mais décalés spatialement les uns par rapport aux autres. Un miroir plan de renvoi M_1 permet de faire un deuxième passage dans cette ligne de prismes et d'annuler ce chromatisme spatial.

Afin de différencier la sortie de l'entrée du compresseur, le miroir M_1 est légèrement incliné verticalement : le faisceau de sortie est alors un peu plus bas

que le faisceau d'entrée (dans notre expérience). Un miroir plan à 45° (M_2) placé juste en-dessous du faisceau d'entrée permet d'envoyer les impulsions comprimées vers différents systèmes de caractérisation (autocorrélateur, spectromètre,...).

IV.4.1.2.2. Calcul de la dispersion du compresseur.

Nous allons calculer la valeur de ϕ'' dans le cas de ce compresseur en nous inspirant des travaux de Fork et coll. sur un système à deux prismes [43]. Des travaux généraux sur des compresseurs à n prismes quelconques ont déjà été publiés [44], mais à notre connaissance, aucun résultat théorique sur le compresseur à 6 prismes n'a été rapporté. Pour plus de clarté, nous raisonnerons sur des chemins optiques P et non sur des phases ϕ , les dérivées secondes de ces deux grandeurs étant liées par [45] :

$$\left(\frac{d^2\phi}{dv^2}\right)_{v_0} = \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} \left(\frac{d^2P}{d\lambda^2}\right)_{\lambda_0} \quad (28)$$

Les hypothèses de calcul sont les suivantes, certaines sont faites implicitement par Fork et coll. [43] :

- le faisceau incident est très petit par rapport aux dimensions du prisme,
- quelle que soit la longueur d'onde considérée, le minimum de déviation ainsi que l'angle de Brewster sont atteints. Cette hypothèse est raisonnable dans la mesure où les tolérances pour ces deux propriétés sont de quelques degrés,
- la distance entre les trois premiers prismes est très faible : le faisceau ne se disperse pas spatialement, les épaisseurs de verres traversées sont les mêmes pour toutes les longueurs d'onde présentes dans le spectre de l'impulsion. On suppose que les trois premiers prismes induisent une différence de marche négligeable entre les différentes longueurs d'onde du faisceau,
- le faisceau correspondant à la longueur d'onde la plus courte du spectre des impulsions (longueur d'onde appelée "bleue") est très proche des arêtes des trois autres prismes.

Nous prenons comme référence la radiation "bleue" du spectre des impulsions. Dans notre cas, sa longueur d'onde vaut 820 nm. Evaluons l'angle de sortie des autres faisceaux par rapport au faisceau "bleu", après le passage des trois premiers prismes. Après le passage du premier prisme, l'angle de déviation vaut :

D pour le "bleu".

$D + \beta(\lambda)$ pour la longueur d'onde λ .

Les trois prismes étant positionnés de manière semblable par rapport au faisceau incident, la déviation après le deuxième prisme est :

$2D$ pour le "bleu".

$2D + 2\beta(\lambda)$ pour λ .

Le raisonnement est le même après le troisième prisme, finalement, la déviation angulaire du faisceau pour la longueur d'onde λ par rapport au "bleu" après le passage des 3 premiers prismes est : $3\beta(\lambda)$. D'après les hypothèses énoncées précédemment, l'évolution des faisceaux dans le compresseur lors du premier passage est présentée sur la figure 47.

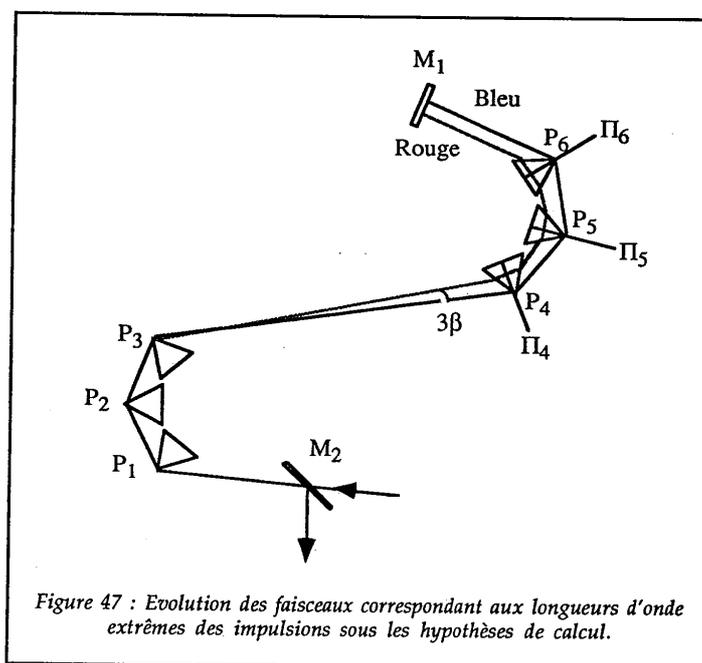


Figure 47 : Evolution des faisceaux correspondant aux longueurs d'onde extrêmes des impulsions sous les hypothèses de calcul.

Nous notons π_4, π_5, π_6 les plans médiateurs des prismes P_4, P_5, P_6 passant par les sommets des trois prismes.

Le chemin optique $P(\lambda)$ qui contribue à la dispersion a pour extrémités le sommet de P_3 et π_6 . Nous le décomposons en trois parties :

$$P(\lambda) = (P_3 \pi_4) + (\pi_4 \pi_5) + (\pi_5 \pi_6) \quad (29)$$

$(P_3 \pi_4)$ s'écrit d'après Fork et coll. [43]:

$$(P_3 \pi_4) = L_{34} \cos 3\beta \quad (30)$$

L_{34} représente la distance entre les sommets de P_3 et P_4 .

Pour calculer $\pi_4\pi_5$, faisons un agrandissement de la figure 47 qui est reporté sur la figure 48.

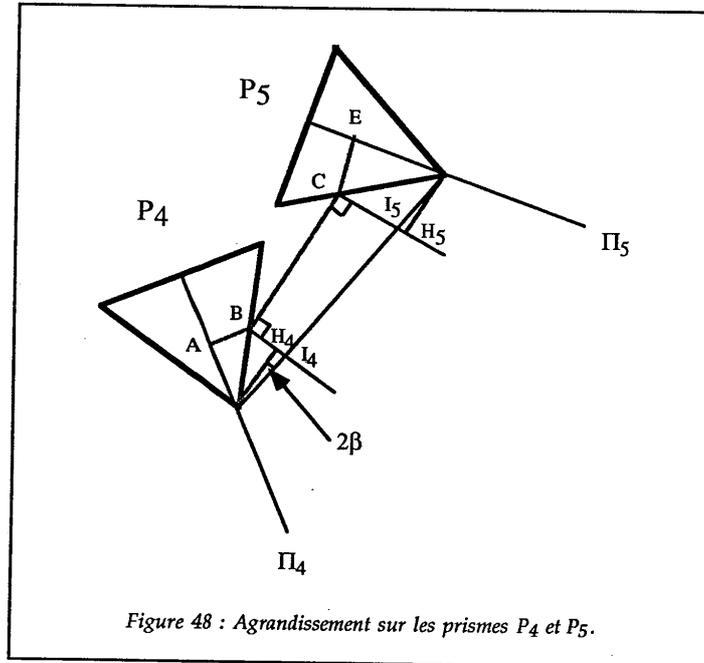


Figure 48 : Agrandissement sur les prismes P_4 et P_5 .

La déviation globale du faisceau après P_4 , par rapport au faisceau d'entrée dans le compresseur est :

$3D - D = 2D$ pour le "bleu".

$3(D + \beta(\lambda)) - (D + \beta(\lambda)) = 2D + 2\beta(\lambda)$ pour la longueur d'onde λ .

L'angle entre le faisceau de longueur d'onde λ et le faisceau "bleu" est donc de $2\beta(\lambda)$ après P_4 .

En décomposant le chemin optique $\pi_4\pi_5$ pour la longueur d'onde λ , nous obtenons :

$$(\pi_4\pi_5) = (AB) + (BC) + (CE) \quad (31)$$

or :

$$\begin{cases} (AB) = (S_4H_4) = S_4I_4 \cos 2\beta(\lambda) \\ (CE) = (H_5S_5) = I_5S_5 \cos 2\beta(\lambda) \\ (BC) = I_4I_5 \cos 2\beta(\lambda) \end{cases} \quad (32)$$

donc :

$$(\pi_4\pi_5) = \cos 2\beta(\lambda) (S_4I_4 + I_4I_5 + I_5S_5) = \cos 2\beta(\lambda) S_4S_5 \quad (33)$$

$$(\pi_4\pi_5) = \cos 2\beta(\lambda) L_{45} \quad (34)$$

Par définition, L_{45} est la distance entre les sommets de P_4 et P_5 .

On pourrait de même démontrer que :

$$(\pi_5\pi_6) = \cos\beta(\lambda) L_{56} \quad (35)$$

où L_{56} est la distance entre les sommets S_5 et S_6 .

Le chemin optique $P(\lambda)$ s'écrit donc, après deux passages dans la ligne de prismes :

$$P(\lambda) = 2[L_{34} \cos 3\beta(\lambda) + L_{45} \cos 2\beta(\lambda) + L_{56} \cos \beta(\lambda)] \quad (36)$$

Nous cherchons le terme $\frac{d^2P}{d\lambda^2}$ qui s'écrit :

$$\frac{d^2P}{d\lambda^2} = \left[\frac{d^2n}{d\lambda^2} \frac{d\beta}{dn} + \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \frac{d^2\beta}{dn^2} \right] \frac{dP}{d\beta} + \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \left(\frac{d\beta}{\lambda n} \right)^2 \frac{d^2P}{d\beta^2} \quad (37)$$

D'après Fork et coll. [43], pour des faisceaux à l'incidence de Brewster et au minimum de déviation, $\frac{d\beta}{dn}$ et $\frac{d^2\beta}{dn^2}$ valent :

$$\begin{cases} \frac{d\beta}{dn} = -2 \\ \frac{d^2\beta}{dn^2} = -4n + \frac{2}{n^3} \end{cases} \quad (38)$$

où n est l'indice des prismes.

En dérivant $P(\lambda)$ et en reportant dans (37) les valeurs de $\frac{dP}{d\beta}$ et $\frac{d^2P}{d\beta^2}$, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 P}{d\lambda^2} = & \left[-2 \frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \left(-4n + \frac{2}{n^3} \right) \frac{d^2 \beta}{dn^2} \right] (-6L_{34} \sin 3\beta - 4L_{45} \sin 2\beta - 2L_{56} \sin \beta) \\ & + 4 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 (-18L_{34} \cos 3\beta - 8L_{45} \cos 2\beta - 2L_{56} \cos \beta) \end{aligned} \quad (39)$$

Dans cette expression, L_{34} est de l'ordre du mètre alors que L_{45} et L_{56} sont de l'ordre du centimètre car les trois prismes $P_4 P_5 P_6$ sont très proches les uns des autres. Nous négligeons donc les termes en L_{45} et L_{56} par rapport aux termes en L_{34} . L'expression (39) devient :

$$\frac{d^2 P}{d\lambda^2} = 12L_{34} \left(\sin 3\beta \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \left(2n - \frac{1}{n^3} \right) \right) - 6 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \cos 3\beta \right) \quad (40)$$

Cette expression est similaire à celle obtenue pour deux prismes par Fork et coll. [43]. La différence est qu'ici le terme qui apporte de la dispersion négative $\left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \cos 3\beta$ est 9 fois plus élevé. On comprend donc l'intérêt d'utiliser six prismes au lieu de deux.

Pour aboutir à cette valeur de la dispersion du compresseur, beaucoup d'hypothèses ont été faites. Il nous faut donc valider ce calcul.

IV.4.1.2.3. Validation du calcul.

Nous allons nous servir des résultats d'une expérience de T. Norris [46] qui utilise le même compresseur que celui que nous avons décrit (prismes en verre SF 10). L'amplificateur est aussi un amplificateur régénératif dans lequel l'impulsion fait 50 allers et retours avant d'être éjectée. Sa durée en entrée est de 75 fs, en sortie elle est de 10 ps environ. Sa longueur d'onde est de 800 nm. Le ϕ'' à compenser d'après la formule (27) est de l'ordre de $2,7 \cdot 10^{-25} \text{s}^2$. La longueur théorique entre les prismes P_3 et P_4 est donnée par l'expression :

$$L_{34} = \frac{2\pi c^2}{\lambda_0^3} (-\phi'') \frac{1}{12 \left[\sin 3\beta \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \left(2n - \frac{1}{n^3} \right) \right) - 6 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \cos 3\beta \right]} \quad (41)$$

L'angle β est calculé en tenant compte du fait que les prismes utilisés sont équilatéraux et que les faisceaux sont au minimum de déviation :

$$\beta = 2 \left[\sin^{-1} \left(\frac{n(\lambda_1)}{2} \right) - \sin^{-1} \left(\frac{n(\lambda_2)}{2} \right) \right] \quad (42)$$

où λ_1 et λ_2 représentent les longueurs d'ondes "extrêmes" du spectre des impulsions (typiquement à $1/e^2$ du maximum).

La largeur spectrale des impulsions n'est pas donnée dans l'article mais on peut l'estimer à 15 nm ($\lambda_1 \approx 792$ nm et $\lambda_2 \approx 807$ nm). Les valeurs des indices à λ_1 et λ_2 sont extrapolées à partir de la connaissance de l'indice à différentes longueurs d'onde situées entre 400 et 700 nm (données Sovirel sur le verre SF 10). Nous obtenons les valeurs :

$$\begin{aligned} n(792 \text{ nm}) &= 1,7135 \\ n(800 \text{ nm}) &= 1,71345 \\ n(807 \text{ nm}) &= 1,7132 \\ \beta &= 5,8 \cdot 10^{-4} \text{ rad} \end{aligned}$$

A 800 nm, les valeurs de $\frac{dn}{d\lambda}$ et $\frac{d^2n}{d\lambda^2}$ sont :

$$\begin{aligned} \frac{dn}{d\lambda} &= -29864 \text{ m}^{-1} \\ \frac{d^2n}{d\lambda^2} &= 2 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-2} \end{aligned}$$

Nous obtenons une valeur théorique de L_{34} égale à 5 m. La valeur expérimentale donnée par T. Norris est de 4,35 m. Les valeurs théorique et expérimentale de L_{34} sont en bon accord (à moins de 15 % près), ce qui prouve la validité de notre calcul et des hypothèses qui s'y attachent.

Grâce à ce compresseur, Norris a obtenu des impulsions de 130 fs en sortie. Nous pouvons donc espérer les mêmes performances pour notre système.

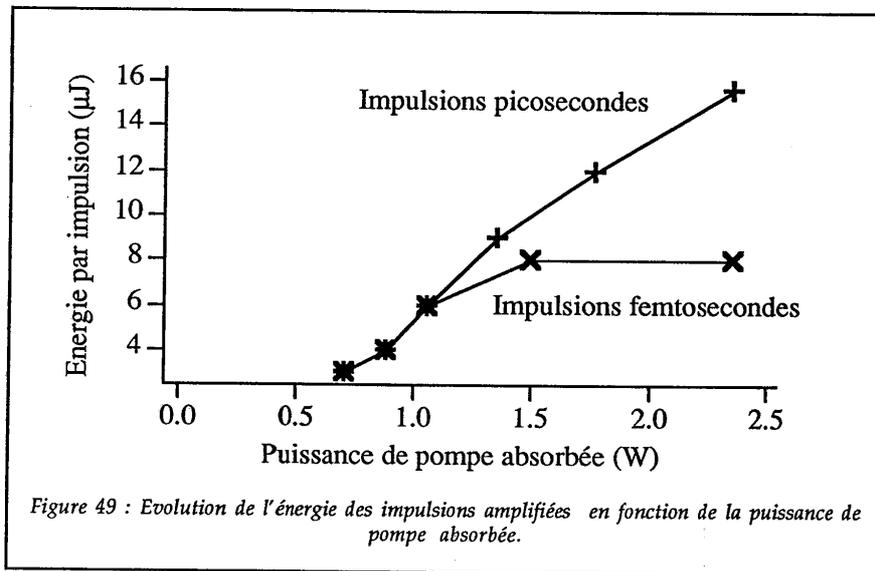
IV.4.2. Réalisation expérimentale

Les impulsions femtosecondes que nous avons amplifiées proviennent d'oscillateurs saphir dopé au titane commerciaux (Tsunami de Spectra Physics et MIRA de Coherent [47-50]). Les toutes dernières expériences que nous présentons ici sont réalisées avec un Tsunami [51] produisant des impulsions de 110 fs à 82 MHz avec un spectre de 16 nm de large (à $1/e^2$ du maximum) centré à 825 nm.

IV.4.2.1. Performances de l'amplificateur régénératif.

IV.4.2.1.1. Energie des impulsions amplifiées.

Pour une puissance de pompe absorbée de 2,4 W, comparable à celle utilisée dans le cas de l'amplification d'impulsions picosecondes, nous obtenons une énergie de 8 μJ par impulsion (contre 15,6 μJ dans le cas des impulsions picosecondes). En modifiant la puissance de pompe, nous avons observé un phénomène de saturation au niveau de l'énergie (figure 49).



Il est possible d'expliquer ce phénomène grâce à l'autofocalisation, induite par les non-linéarités de l'indice de réfraction du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ en fonction de l'intensité des impulsions :

$$n = n_0 + n_2 I \quad (43)$$

où : n_0 est l'indice de réfraction linéaire du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$

n_2 est l'indice de réfraction non linéaire (cm^2/W)

et : I l'intensité des impulsions (W/cm^2).

Si les impulsions ont un profil spatial d'intensité gaussien, le profil spatial de l'indice est lui aussi gaussien d'après la formule (43). Le cristal se comporte donc comme une lentille dont la focale dépend de l'intensité et les impulsions subissent une focalisation à cause de leur intensité élevée : on parle d'autofocalisation.

Dans notre amplificateur, l'autofocalisation modifie les conditions de stabilité de la cavité. Ainsi, une impulsion d'intensité très élevée induit dans le cristal une lentille de focale telle, que la cavité devient instable : une telle impulsion ne peut pas se propager dans l'amplificateur. Au contraire, une impulsion d'intensité plus faible peut se propager dans la cavité si la lentille induite dans le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ est de distance focale assez grande pour que la cavité reste stable.

Il existe donc un niveau d'intensité des impulsions qui ne peut pas être dépassé par amplification dans notre cavité régénérative.

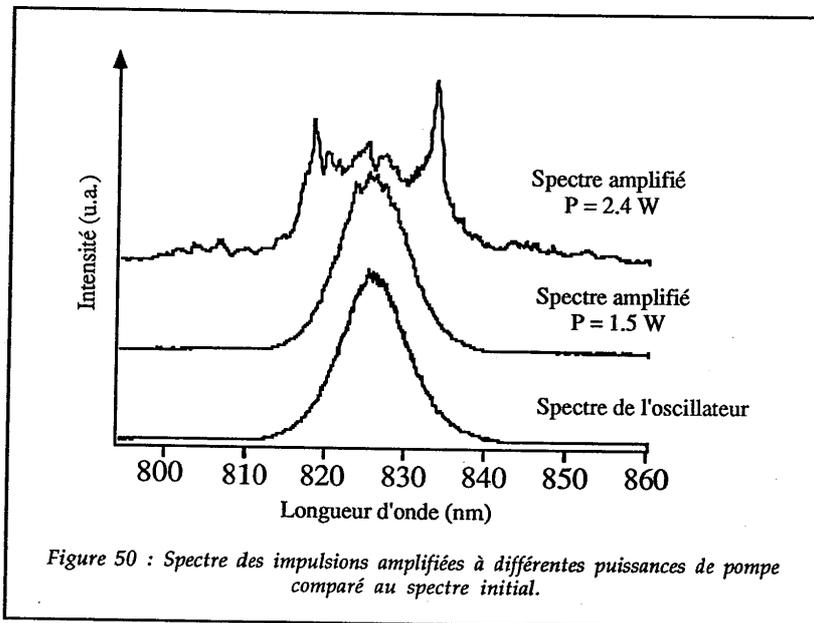
Ce niveau correspond à des impulsions de 10 ps ayant une énergie de $8 \mu\text{J}$ focalisées dans le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ sur une surface de $1,25 \cdot 10^{-9}\text{m}^2$ (de rayon égal à $20 \mu\text{m}$). Il vaut $64 \text{GW}/\text{cm}^2$. Notons que nous n'avons pas envisagé l'autofocalisation dans les autres éléments de la cavité, car le faisceau n'y est pas focalisé comme dans le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$: les intensités mises en jeu y sont 10 000 fois plus faibles.

De manière générale, l'autofocalisation se traduit expérimentalement par une dégradation du profil spatial de l'impulsion. Ce n'est pas le cas dans notre amplificateur car la cavité induit un filtrage spatial lors des nombreux allers et retours de l'impulsion.

On sait que l'autofocalisation est liée à un comportement anormal du spectre. Pour vérifier ce point, nous allons maintenant étudier le spectre des impulsions.

IV.4.2.1.2. Spectre des impulsions amplifiées.

Le spectre est identique avant et après amplification tant que la puissance de pompe ne dépasse pas 1,5 W. En revanche, il devient modulé en sortie d'amplificateur lorsque la puissance de pompe est supérieure à cette valeur (figure 50).



La forme du spectre ressemble beaucoup à celle obtenue par injection d'impulsions femtosecondes dans une fibre optique [52]. Elle est typique du phénomène d'automodulation de phase. Ce phénomène apparaît lorsque la densité de puissance crête est supérieure à 10 GW/cm^2 [53], ce qui est le cas ici pour des impulsions de $8 \mu\text{J}$ de 10 ps focalisées dans le cristal $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ sur $20 \mu\text{m}$ de rayon (64 GW/cm^2). Il est alors nécessaire de tenir compte des variations de l'indice de réfraction avec l'intensité lumineuse, comme pour l'autofocalisation. Nous prenons cette fois en compte les variations temporelles de l'indice de réfraction du milieu de propagation en fonction de l'intensité $I(t)$ de l'impulsion et non plus les variations spatiales :

$$n(t) = n_0 + n_2 I(t) \quad (44)$$

où n_0 est l'indice linéaire du milieu et n_2 l'indice non linéaire.

En utilisant cette loi de variation de l'indice pour une impulsion qui a un profil temporel gaussien, on arrive théoriquement à rendre compte des modulations présentes dans le spectre [54]. De manière plus précise, la fréquence instantanée $\nu(t)$, égale à la vitesse à laquelle la phase change, s'écrit :

$$v(t) = \frac{-2\pi v_0}{c} n_2 \frac{dI(t)}{dt} . \quad (45)$$

L'expression (45) montre que dans le front avant de l'impulsion $\left(\frac{dI(t)}{dt} > 0\right)$ des fréquences plus faibles que la fréquence initiale v_0 sont créées, alors que dans le front arrière $\left(\frac{dI(t)}{dt} < 0\right)$ des fréquences plus élevées apparaissent, d'où l'élargissement du spectre.

Les effets non linéaires d'autofocalisation et d'automodulation de phase sont donc corrélés expérimentalement. Ils apparaissent pour une intensité dans le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ de l'ordre de 60 GW/cm^2 au point de focalisation.

Cette intensité ne tient compte ni de l'évolution de la taille du faisceau dans le cristal, ni du nombre d'allers et retours dans la cavité. Elle n'est donc pas parfaitement représentative du seuil d'effets non linéaires. Nous allons donc définir ce seuil au moyen d'une autre grandeur, appelée "intégrale B".

IV.4.2.1.3. Calcul du seuil d'effets non linéaires.

L'intégrale B est définie comme la somme des déphasages non linéaires subis par l'impulsion au cours de son amplification [55]. Elle s'écrit :

$$B = \int_0^{\ell_{tot}} \frac{2\pi}{\lambda} n_2(z) I(z) dz \quad (46)$$

où : ℓ_{tot} est la longueur totale parcourue par l'impulsion lors de son amplification dans la cavité,
 $n_2(z)$ est l'indice non linéaire du matériau à l'abscisse z ,
 et $I(z)$ est l'intensité de l'impulsion à l'abscisse z .

Nous allons calculer la valeur de l'intégrale B pour une impulsion amplifiée, telle que les effets non linéaires apparaissent juste au moment de son éjection hors de la cavité. La valeur de l'intégrale B dans ce cas est définie comme le seuil d'effets non linéaires.

Le seul milieu qui intervient dans le calcul de l'intégrale B est le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$. Les autres milieux présents dans la cavité (polariseur cristal de KD^*P et air) sont traversés par une impulsion non focalisée dont l'intensité est beaucoup plus faible.

En supposant de plus que l'énergie de l'impulsion est constante sur un aller et retour dans la cavité (le gain par passage dans le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ est faible), l'intégrale B s'écrit :

$$B = 2 \sum_{k=1}^N \left[\frac{2\pi}{\lambda} \int_{z=-\frac{\ell}{2}}^{z=+\frac{\ell}{2}} n_2 I_k(z) dz \right] \quad (47)$$

où : N est le nombre d'allers et retours dans la cavité,
 ℓ est la longueur du cristal (15 mm),
 $I_k(z)$ est l'intensité au sommet de l'impulsion, à l'abscisse z , sur l'axe de la cavité, lors de l'aller et retour numéro k .

Afin d'avoir un ordre de grandeur de l'intégrale B , il est possible de donner une approximation $I(z)$ par la formule :

$$I(z) = \frac{E_k}{\pi \omega^2(z) \Delta t} \quad (48)$$

où : E_k est l'énergie par impulsion lors de l'aller et retour numéro k ,
 Δt la largeur de l'impulsion,
et $\omega(z)$ la taille du waist dans le cristal.

L'impulsion a une énergie supérieure au microjoule lors des dix derniers allers et retours dans la cavité (voir figure 43). Nous ne considérerons que ces dix derniers allers et retours, l'énergie de l'impulsion étant, avant cela, trop faible pour créer des effets non linéaires significatifs.

En utilisant la formule (26) nous trouvons que la largeur temporelle Δt de l'impulsion varie de 9 à 10 ps sur les 10 derniers allers et retours. Nous la supposons donc constante et égale à 10 ps.

Le waist dans le cristal s'écrit :

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (49)$$

avec : $\omega_0 = 20 \mu\text{m}$

et : $z_0 = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}$ ($\lambda = 825 \text{ nm}$).

Après résolution de l'intégrale B , nous obtenons la formule :

$$B = \left[\frac{8\pi}{\lambda} n_2 \frac{z_0}{\pi \Delta t \omega_0^2} \operatorname{Arctg} \frac{\ell}{2z_0} \right] \sum_{k=50}^{60} E_k . \quad (50)$$

Les énergies allant de E_{50} à E_{60} sont déterminées grâce au profil d'évolution donné sur la figure 43, qui est toujours le même, quelle que soit l'énergie finale (ici $8 \mu\text{J}$), à condition d'être en dessous du seuil d'effets non linéaires.

Pour le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, n_2 vaut $0,5 \cdot 10^{-13}$ esu [56].

La correspondance entre les systèmes *esu* et *USI* est donnée par :

$$n_2(\text{USI}) = \frac{40\pi}{cn_0} n_2(\text{esu}) \quad (51)$$

où : c est la vitesse de la lumière,
 n_0 est l'indice de réfraction linéaire.

Nous obtenons $n_2 = 1,5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$.

Nous trouvons une valeur d'intégrale B de 6 rad. qui correspond à peu près aux valeurs de 3 à 5 rad données par Siegman [55] au delà desquelles "des effets de distorsion dus, soit à l'automodulation de phase, soit à l'autofocalisation" apparaissent .

Cette valeur de B de 6 rad définit donc le seuil d'effets non linéaires dans notre amplificateur. Elle donne les limites de fonctionnement d'un système amplificateur régénératif sans étireur comme celui que nous avons développé.

IV.4.2.2. Compression des impulsions.

IV.4.2.2.1. Compression à $5 \mu\text{J}$.

Dans un premier temps, nous nous sommes placés en dessous du seuil d'effets non linéaires : pour une puissance de pompe de $1,5 \text{ W}$, nous avons éjecté les impulsions 5 allers et retours avant le maximum d'énergie. L'énergie par impulsion est alors de $5 \mu\text{J}$.

Le ϕ'' à compenser dans la compression est alors de $3,96 \cdot 10^{-25} \text{ s}^2$ compte tenu des mesures temporelles des impulsions en entrée (110 fs) et en sortie ($\approx 10 \text{ ps}$) de l'amplificateur.

A 825 nm , les données concernant le verre SF 10 utilisé pour les prismes du compresseur sont :

$$n(825 \text{ nm}) = 1,7127$$

$$\frac{dn}{d\lambda} = 25129 \text{ m}^{-1}$$

$$\text{et : } \frac{d^2n}{d\lambda^2} = 1,73 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-2} .$$

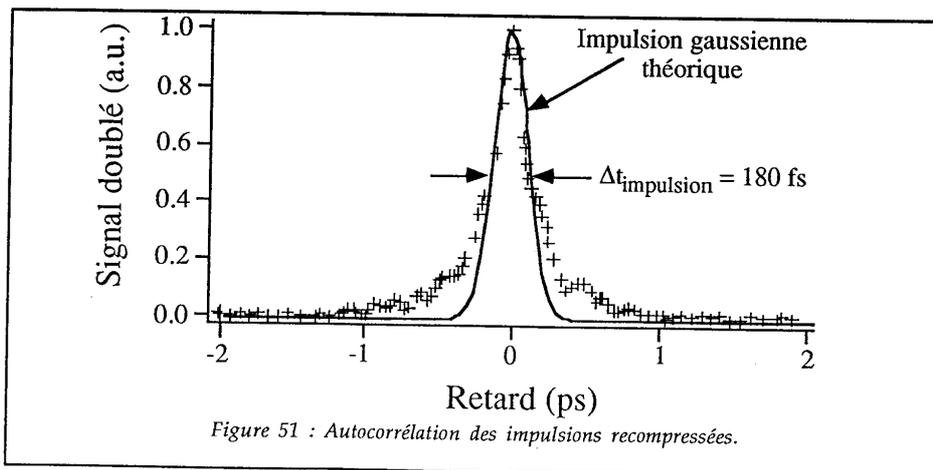
La longueur théorique entre les deux jeux de 3 prismes L_{34} calculée à partir de la formule (41) est de 5,6 m.

Expérimentalement cette distance est difficile à réaliser à l'aide de nos prismes dont les faces font seulement 60 mm de côté : la distance maximale sans diaphragmation est de l'ordre de 5 m. Cependant, avec une distance de 1,8 m, nous avons réussi à recomprimer l'impulsion jusqu'à 180 fs (à mi-hauteur en supposant un profil gaussien). Son autocorrélation est donnée figure 51.

La différence entre la théorie et l'expérience au niveau de la valeur de L_{34} réside dans le fait suivant : nous avons trouvé que la largeur temporelle de l'impulsion comprimée dépendait énormément de l'orientation du deuxième jeu de 3 prismes montés sur une même platine de rotation. Nous n'avons pas tenu compte de la possibilité d'une rotation des prismes autour de l'incidence de Brewster dans notre modèle.

L'idée que cette rotation joue un rôle dans la compression est confirmée par le fait que nous avons pu recomprimer l'impulsion jusqu'à 190 fs pour une distance de 2,25 m entre les prismes. La distance n'est donc pas le seul paramètre qui entre en jeu.

Il conviendrait donc de revoir les calculs théoriques pour le cas où les prismes ne sont plus tout à fait au minimum de déviation.



L'avantage d'utiliser une distance de 1,8 m entre les deux jeux de trois prismes est d'éviter d'intercaler des miroirs de repli nécessaires pour que le compresseur tienne sur un seul marbre, miroirs qui auraient apporté des pertes supplémentaires.

La transmission du compresseur est de 72 %, les impulsions comprimées ont une énergie de 3,6 μJ pour une durée de 180 fs. Notons que l'autocorrélation donnée sur la figure 51 présente des ailes. Ces ailes de recompression sont certainement dues à la non compensation par le compresseur des ordres supérieurs de la phase, et notamment de l'ordre 3, introduits lors de l'amplification.

IV.4.2.2. Essai de compression au delà du seuil d'effets non linéaires.

Les impulsions amplifiées au delà du seuil d'effets non linéaires ont un spectre très fortement élargi par automodulation de phase.

Le but est ici d'essayer d'obtenir, comme dans les compresseurs à fibres optiques [57], des impulsions plus courtes en sortie du compresseur qu'en entrée, grâce à cet effet non linéaire.

Malheureusement, nous n'avons pas réussi à obtenir des durées d'impulsions recomprimées inférieures à 400 fs dans ce cas.

Dans notre système, l'automodulation de phase n'est pas le seul effet qui modifie la forme du spectre des impulsions, contrairement aux compresseurs à fibres. La largeur spectrale du gain de l'amplificateur intervient elle aussi. Elle est peut être la cause de la mauvaise compression des impulsions modulées spectralement par automodulation de phase, au delà du seuil d'effets non linéaires.

IV.5. Conclusion

L'amplificateur régénératif femtoseconde suivi du compresseur à prismes que nous avons développé fournit donc des impulsions d'énergie 3,6 μJ et de durée égale à 180 fs à un taux de répétition de 5 kHz, pour une puissance de pompe de 1,5 W seulement. Cette puissance est maintenant compatible avec celles que fournissent les diodes laser rouges (3W pour le modèle 7470 P5 de Spectra Diode

Laboratories). Les limites de ce système sont les effets non linéaires qui apparaissent lorsque les impulsions atteignent un niveau d'énergie de 8 μJ . Elles nous ont néanmoins renseignés sur la position du seuil d'effets non linéaires qui est une donnée importante pour la définition d'un tel système où l'étirement de l'impulsion est réalisée pendant l'amplification.

Un autre amplificateur $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ régénératif femtoseconde a été développé par Perry et coll. [58]. Le pompage du cristal était réalisé par flashes à un taux de répétition de 10 Hz. Dans cette expérience, les impulsions à amplifier de 105 fs étaient étirées dans un système à réseaux jusqu'à 400 ps puis amplifiées à un niveau d'énergie de 8 mJ pour être ensuite recomprimées à 150 fs par un autre système à réseaux. A cause de la nature du pompage, des flashes pour le système de Perry et coll. et un laser krypton continu pour notre amplificateur, les performances sont entièrement différentes : dans le premier cas des énergies très élevées par impulsion sont obtenues à un faible taux de répétition, dans le second, des énergies beaucoup plus faibles sont disponibles mais à un taux de répétition élevé. Les applications visées par notre système sont donc différentes : il s'agit ici d'expériences nécessitant un taux de répétition élevé comme par exemple la spectroscopie résolue en temps avec détection synchrone.

Dans ce domaine d'amplification d'impulsions femtosecondes à haut taux de répétition, notre système possède pour concurrents les amplificateurs régénératifs à saphir dopé au titane. Deux types de pompage ont été explorés. Premièrement, le pompage continu par laser argon a permis de produire des impulsions d'énergie 1 μJ de durée 130 fs à un taux de répétition de 250 kHz [46]. Une version commerciale a été développée par Coherent (Reg. A 9000). Deuxièmement, le pompage par laser $\text{Nd}^{3+}:\text{YLF}$ doublé en fréquence à 10 kHz a permis de produire des impulsions d'énergie 230 μJ de durée 160 fs. Il faut noter qu'ici le pompage est de type impulsionnel [59]. Les niveaux d'énergie et les durées d'impulsion produits par notre amplificateur sont donc comparables à ceux de ses concurrents, l'avantage de notre système étant la possibilité d'un pompage direct du cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ par diode laser, qui permettrait d'obtenir un amplificateur régénératif de faible encombrement et de grande fiabilité.

Conclusion

Cette étude du Cr^{3+} :LiSAF utilisé dans différents systèmes laser pompés par un laser krypton continu, nous a permis d'obtenir des informations tant au niveau de l'efficacité du cristal que des problèmes thermiques qui lui sont inhérents.

Les systèmes laser impulsionnels pompés en continu que nous avons réalisés à l'aide de ce cristal tirent parti de son temps de fluorescence élevé (67 μs) et de sa large bande de fluorescence (~ 200 nm). Ils ont pour trait commun de pouvoir délivrer des impulsions dans la gamme des microjoules, à un taux de répétition élevé (5 à 10 kHz).

Les durées d'impulsion couvertes par ces systèmes s'étendent de la nanoseconde à la femtoseconde.

Les applications pour les lasers Cr^{3+} :LiSAF pompés en continu sont donc très larges. Citons par exemple la spectroscopie, avec la possibilité d'une détection synchrone grâce au taux de répétition élevé, la télémétrie, la télédétection ou le test de la réponse impulsionnelle des circuits électro-optiques.

Les systèmes laser que nous avons réalisés sont d'autant plus attractifs que le pompage par diode est maintenant possible, grâce aux diodes laser rouges de puissance développées depuis ces deux dernières années et dont la sortie commerciale a eu lieu au début de l'année 1993.

PARTIE II

Pompage d'un cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ par une diode laser

Introduction

La réalisation d'un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diode a deux intérêts majeurs. Le premier tient aux propriétés des diodes laser : très faible encombrement, rendement électrique-optique très élevé comparé par exemple au laser à krypton ionisé utilisé dans la première partie (45 % contre 0,025 %), excellente stabilité en puissance et durée de vie de plusieurs dizaines de milliers d'heures. Le second tient au cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ lui-même qui permet d'obtenir un laser accordable dans le proche infrarouge. En effet, dans le monde des lasers solides pompés par diode, très peu de cristaux ont des bandes de fluorescence suffisamment larges pour réaliser ce type de laser : seuls l'alexandrite les centres colorés et les colquirites ($\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCAF}$...) possèdent les propriétés requises [1].

Des diodes laser émettant dans le rouge (670 nm) de "faible puissance" ont déjà été utilisées pour pomper des cristaux de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$. La meilleure performance publiée à notre connaissance a été obtenue avec une diode émettant 100 mW en continu, conduisant à une puissance de sortie continue de 20 mW [2].

Les travaux présentés dans ce chapitre s'appuient sur l'utilisation d'une diode laser émettant 500 mW en continu, dans le rouge, qui était, à l'époque des expériences (Avril-Mai 93), la diode laser rouge la plus puissante disponible sur le marché. Sa surface émettrice est seize fois plus élevée que la surface de la diode précédemment citée. La solution de pompage retenue par Sheps et ses collègues [2] ne va pas être adaptée à notre cas. Il va falloir, tout d'abord, trouver les grandes lignes d'un choix technologique, tant au niveau du type de pompage qu'au niveau de la cavité laser. Ce choix sera fait grâce à un état de l'art des lasers solides pompés par diode, sujet qui a connu ces dix dernières années un essor très important. Puis la définition des différents éléments de l'optique de pompage et de la cavité sera assurée grâce à une simulation numérique, dont le but est d'optimiser la puissance de sortie du laser. Nous présenterons alors la réalisation expérimentale d'un oscillateur laser continu $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par une diode laser de 500 mW. Nous discuterons les choix théoriques initiaux à l'aide des résultats expérimentaux. Enfin, ce laser nous servira de base à la réalisation d'un oscillateur picoseconde, accordable dans le proche infrarouge, pompé par diode, par blocage de modes actif.

Chapitre I

État de l'art sur les lasers solides pompés par diode et choix de notre configuration de pompage.

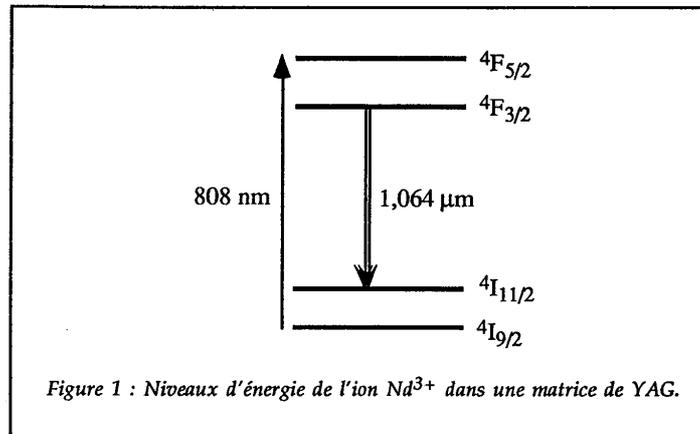
Cette étude a pour but de définir les grandes lignes du pompage d'un cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ à l'aide d'une diode émettant 500 mW en continu à une longueur d'onde proche de 670 nm. Dans un premier temps, nous situerons le cas du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ par rapport aux autres lasers solides pompés par diode, tant au niveau des propriétés du cristal qu'au niveau de la qualité optique des diodes laser utilisées. Dans un second temps nous évoquerons les différentes solutions technologiques adoptées pour le pompage par diode. Enfin, nous choisirons une solution pour le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ en fonction des travaux précédemment réalisés sur ce cristal et de l'étude bibliographique menée dans ce chapitre.

I.1. Les différents types de cristaux pompés par diode.

Les cristaux laser pompés par diode les plus utilisés sont tous dopés avec des ions des terres rares. Il existe deux grandes familles de cristaux en fonction de la longueur d'onde d'émission : autour de 1 μm pour la première famille et autour de 2 μm pour la seconde.

I.1.1. Les cristaux dopés fluorescents à 1 μm

Ces cristaux utilisent comme dopant l'ion Nd^{3+} . La matrice la plus étudiée au niveau du pompage par diode est sans conteste la matrice de YAG (Grenat d'Yttrium et d'Aluminium) choisie pour sa dureté, sa bonne conductivité thermique et ses qualités optiques. Dans cette matrice, l'ion Nd^{3+} présente une très forte absorption à 808 nm, qui correspond à la longueur d'onde d'émission des diodes laser commerciales GaAs/AlGaAs. Trois raies laser peuvent être utilisées, correspondant à des émissions à 0,946 μm , 1,064 μm et 1,318 μm . La plupart des lasers pompés par diode à base de Nd^{3+} se réfèrent à la transition ${}^4\text{F}_{3/2}-{}^4\text{I}_{11/2}$ à 1,064 μm (figure 1).



Deux problèmes majeurs ont suscité le développement d'autres matrices : d'une part l'étrécissement de la raie d'absorption à 808 nm qui oblige à un contrôle très fin de la longueur d'onde d'émission des diodes laser de pompage et d'autre part l'impossibilité de doper la matrice de YAG à plus de 1,5 % sans faire décroître le temps de fluorescence ("concentration quenching") : des cristaux très fortement absorbants sont en effet très utiles dans le cas du pompage par diode comme nous le verrons par la suite.

Citons deux autres exemples couramment employés, le $Nd^{3+}:YVO_4$ (orthovanadate d'Yttrium) utilisé pour sa large bande d'absorption (20 nm comparé à 1,2 nm pour le $Nd^{3+}:YAG$), son coefficient d'absorption élevé et sa très grande section efficace d'émission, et le $Nd^{3+}:YLiF_4$ (fluorure d'Yttrium et de Lithium) utilisé pour son temps de fluorescence deux fois plus long que le $Nd^{3+}:YAG$, permettant un stockage d'énergie plus grand et un meilleur fonctionnement en régime déclenché.

Pour ces deux cristaux, les niveaux énergétiques mis en jeu sont les mêmes que pour le $Nd^{3+}:YAG$, et les longueurs d'onde d'absorption et d'émission sont sensiblement identiques (cf. tableau 1).

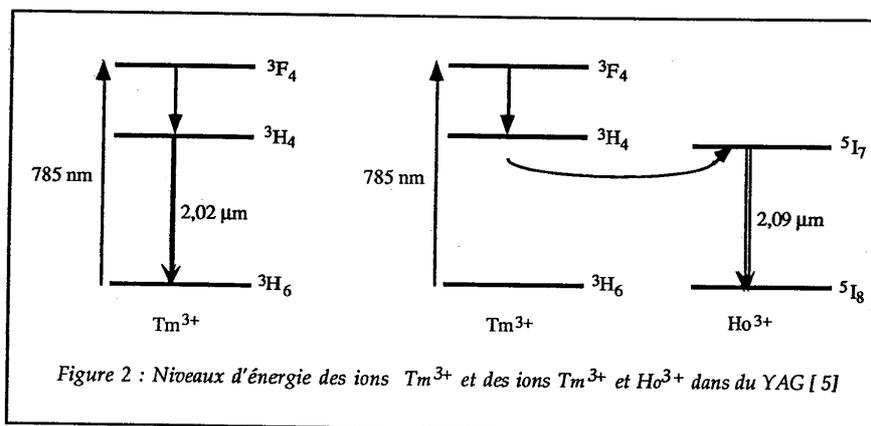
Les applications de ces lasers pompés par diode sont très nombreuses, citons pour les lasers de faible puissance la réalisation de sources vertes très compactes par doublage de fréquence [3] et pour les puissances élevées, les télécommunications sous-marines ou spatiales [4].

I.1.2. Les cristaux dopés fluorescents à 2 μm

Ces cristaux permettent de réaliser des lasers à sécurité oculaire. Ils sont utilisés pour les communications atmosphériques, l'observation de la terre ou les radars optiques.

Plusieurs terres rares peuvent être utilisées. Mentionnons les principales utilisées sous la forme d'ion Tm^{3+} et d'ion Ho^{3+} .

L'ion Tm^{3+} inséré dans une matrice de YAG possède une bande d'absorption à 785 nm et une longueur d'onde d'émission laser à 2,02 μm correspondant à la transition ${}^3\text{H}_4$ - ${}^3\text{H}_6$ (figure 2). L'ion Ho^{3+} est en général utilisé avec l'ion Tm^{3+} comme co-dopant : l'énergie de pompe est absorbée par l'ion Tm^{3+} à 785 nm puis un transfert d'énergie permet de peupler le niveau ${}^5\text{I}_7$ de l'ion Ho^{3+} . La transition laser a lieu entre les niveaux ${}^5\text{I}_7$ et ${}^5\text{I}_8$ correspondant à une émission à 2,09 μm .



I.1.3. Le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ comparé aux cristaux précédents.

Les niveaux d'énergie mis en jeu sont donnés dans la première partie du mémoire. Le tableau 1 suivant résume les différentes propriétés des cristaux présentés, par rapport à celles du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$.

Les principaux avantages du LiSAF dopé avec l'ion Cr^{3+} par rapport aux autres cristaux sont une bande d'absorption très large rendant totalement inutile le contrôle en longueur d'onde des diodes laser de pompe, une large bande d'émission qui permet à un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ d'être potentiellement accordable

sur plus de 200 nm entre 800 nm et 1000 nm et enfin, la possibilité d'un dopage en ion Cr^{3+} très élevé [6].

L'inconvénient majeur du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ est la faible valeur du produit $\sigma \cdot \tau$ (section efficace x temps de fluorescence), 10 à 100 fois plus faible que pour les autres cristaux. Le seuil d'oscillation pour un laser étant directement proportionnel à ce produit $\sigma \cdot \tau$, une configuration de pompage valable pour un cristal de $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$, par exemple ne sera pas forcément adaptée à un cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, à puissance de pompe égale.

| Type de cristal | λ_{pompe} (nm) | $\lambda_{\text{émission}}$ (μm) | $\sigma_{\text{émission}}$ (cm^2) | $\tau_{\text{fluorescence}}$ | $\sigma \tau$ ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$) |
|--|----------------------------------|--|---|------------------------------|---|
| autour de 2 μm | | | | | |
| $\text{Tm}^{3+}, \text{Ho}^{3+}:\text{YLF}$ [7] [8] | 795 | 2,067 | $5 \cdot 10^{-21}$ (275 k) | 12 ms (77 k) | $6 \cdot 10^{-23}$ |
| $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ [9] | 785 | 2,02 | $2 \cdot 10^{-21}$ (298 k) | 10 ms (298 k) | $2 \cdot 10^{-23}$ |
| $\text{Tm}^{3+}, \text{Ho}^{3+}:\text{YAG}$ [5] | 780 | 2,09 | $9 \cdot 10^{-21}$ (298 k) | 8 ms (298 k) | $7,2 \cdot 10^{-23}$ |
| autour de 1 μm | | | | | |
| $\text{Nd}^{3+}:\text{YLF}$ [10] | 792 | 1,047 | $30 \cdot 10^{-20}$ | 520 μs | $1,56 \cdot 10^{-22}$ |
| $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ [10] | 808 | 1,06 | $40 \cdot 10^{-20}$ | 230 μs | $9,2 \cdot 10^{-23}$ |
| $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ [10] | 809 | 1,064 | $100 \cdot 10^{-20}$ | 98 μs | $9,8 \cdot 10^{-23}$ |
| $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ | 600-700 | 0,8-1 | $4,8 \cdot 10^{-20}$ | 67 μs | $3,2 \cdot 10^{-24}$ |

Tableau 1 : Comparaison des propriétés de différents cristaux pompés par diode laser.

I.2. Description des diodes laser commercialisées.

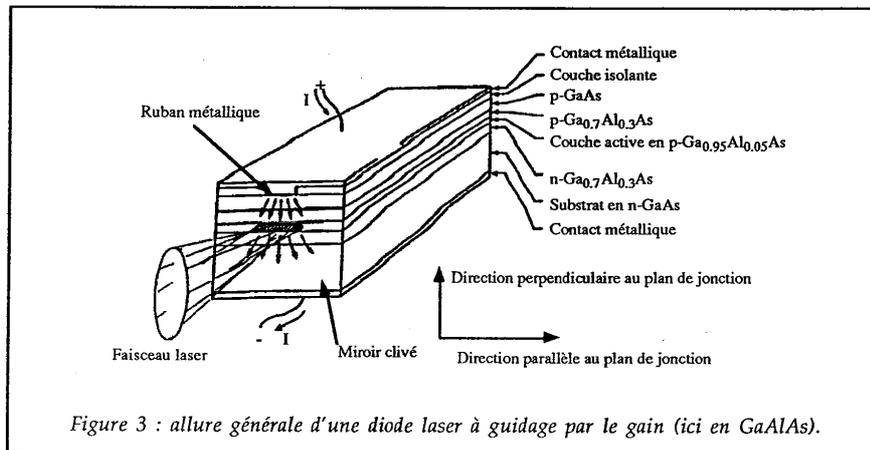
Parallèlement au développement des cristaux présentant une bande d'absorption autour de 800 nm, les diodes laser émettant à cette même longueur d'onde ont connu un essor très important ces dernières années. En feuilletant un catalogue de diodes laser, on s'aperçoit aujourd'hui que la gamme est très étendue autour de 800 nm. Cependant, des diodes laser à d'autres longueurs d'onde ont vu récemment le jour (670 nm, 960 nm et 1500 nm). Par delà les différences de longueur d'onde, les diodes laser de puissance (émettant plus d'une centaine de

milliwatts) gardent des traits de caractère communs au niveau de leur structure et de leur émission.

1.2.1. Caractéristiques générales des diodes laser

Une diode laser est constituée d'un empilement de couches de semi-conducteurs dopés P et N . La région active, où sont confinés à la fois le rayonnement et les électrons a la forme d'un ruban de section rectangulaire. La grande dimension de la section est toujours parallèle au plan des couches, elle peut varier de quelques microns à plusieurs centaines de microns suivant le type de diode. La petite dimension est perpendiculaire aux plans des couches, sa taille est typiquement de $1 \mu\text{m}$. La plupart des diodes laser commercialisées actuellement ont une structure dite à puit quantique qui résulte d'un empilement de couches extrêmement fines de semi-conducteurs. Cette structure assure un bon confinement des électrons et un seuil d'émission laser relativement bas.

Le confinement optique dans la direction perpendiculaire au plan des couches est assuré par la différence d'indice entre les couches. Dans la direction parallèle, deux techniques de guidage optique existent : le guidage par le gain, où l'injection du courant par un étroit ruban au centre de la diode limite latéralement la zone active (Figure 3) et le guidage par l'indice, où le profil d'indice de réfraction effectif du guide présente, par construction, un maximum au centre de la région active.



Si l'on considère un plan de section perpendiculaire à la direction d'émission d'une diode laser, on trouve deux directions privilégiées : la direction parallèle au plan des couches, appelée aussi direction parallèle au plan de jonction, et la direction perpendiculaire au plan des couches, appelée aussi direction perpendiculaire au plan de jonction (figure 3).

I.2.2. Propriétés optiques des diodes laser

Nous définissons $m_{//}$ comme "l'écart à un faisceau gaussien" du faisceau émis par une diode laser dans la direction parallèle au plan de jonction par la formule suivante (d'après [11]) :

$$m_{//} = \frac{\operatorname{tg}\left(\frac{\theta_{//}}{2}\right)}{\operatorname{tg}\left(\frac{\theta_{\text{gauss}}}{2}\right)} \quad (1)$$

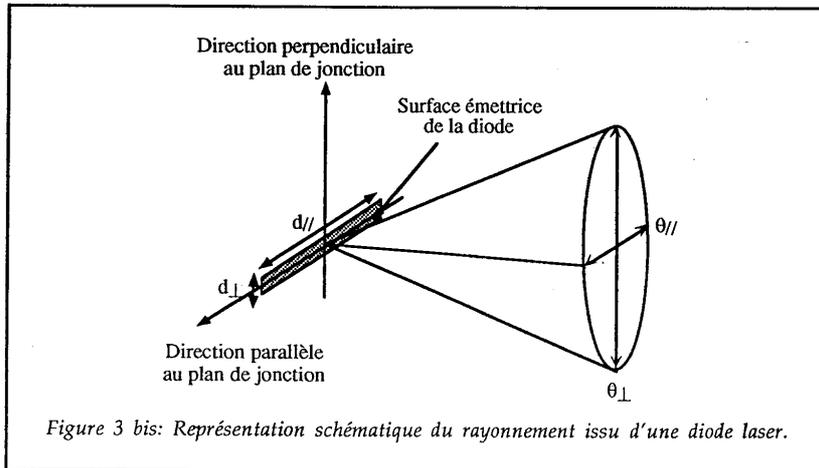
où $\operatorname{tg}\left(\frac{\theta_{\text{gauss}}}{2}\right) = \frac{2\lambda_p}{\pi d_{//}}$,

λ_p est la longueur d'onde d'émission de la diode laser,

$d_{//}$ est la dimension de la zone émettrice de la diode laser dans la direction parallèle au plan de jonction (voir la figure 3 bis),

θ_{gauss} est la divergence d'un faisceau gaussien dont le waist vaut $d_{//}/2$,

$\theta_{//}$ est la divergence du faisceau issu de la diode en champ lointain dans la direction parallèle au plan de jonction (voir la figure 3 bis).



La même définition peut être énoncée pour la direction perpendiculaire au plan de jonction.

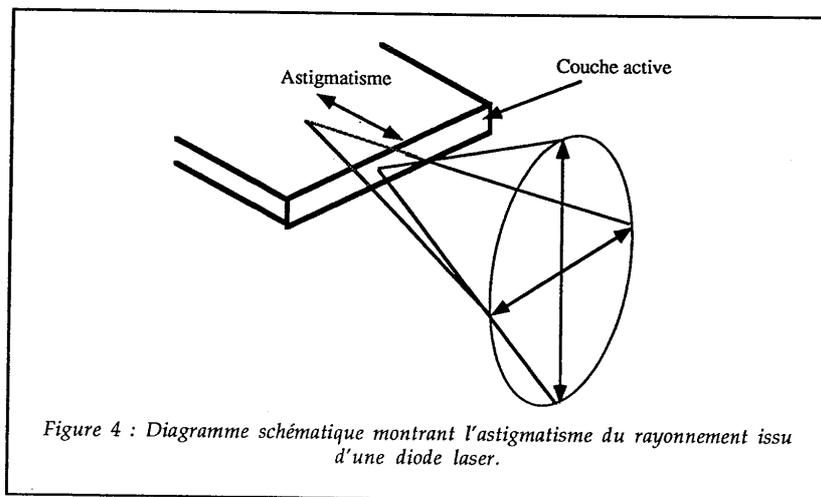
Plus "l'écart à un faisceau gaussien", noté m , a une valeur élevée devant 1, plus les propriétés du faisceau s'éloignent de celles d'un faisceau gaussien. Cette grandeur est liée à une autre qui est la "limite par rapport à la diffraction". On dit qu'un faisceau est x fois limité par la diffraction lorsque son "écart à un faisceau gaussien", m , vaut x [11].

On dit aussi que la qualité optique d'un faisceau est d'autant meilleure que "l'écart à un faisceau gaussien" est proche de 1.

Ce facteur m est aussi appelé M^2 dans la littérature, dans le cas de faisceaux circulaires.

Le faisceau de sortie issu d'une diode laser est elliptique et extrêmement divergent dans la direction perpendiculaire au plan de jonction. m est en général proche de 1 dans cette direction et de l'ordre de 10 à 30 dans la direction parallèle au plan de jonction.

De plus, on constate la présence d'astigmatisme selon ces deux directions : le faisceau semble provenir de deux points différents décalés longitudinalement, selon qu'on le regarde parallèlement ou perpendiculairement à la couche active (Figure 4). La distance entre les deux points est de l'ordre de $50 \mu\text{m}$ (pour les diodes à guidage par le gain).

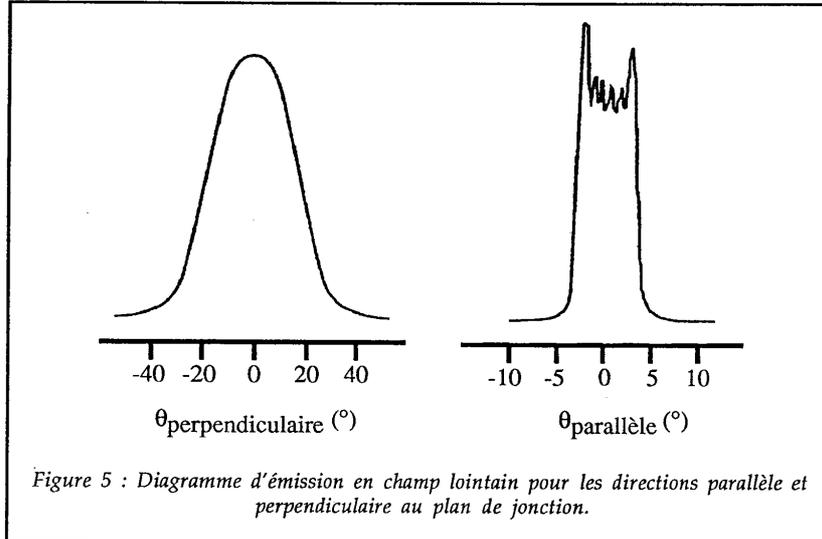


Un autre problème est soulevé par la valeur du seuil de dommage optique des diodes laser (quelques MW/cm^2 [1]) imposée par la tenue au flux lumineux des miroirs clivés.

Ainsi, si l'on considère une diode de surface d'émission $3 \times 1 \mu\text{m}^2$, le seuil de dommage sera atteint pour une émission de 30 mW. Pour réaliser des diodes laser de puissance (quelques centaines de mW à quelques W), il faut donc, soit augmenter la surface d'émission en élargissant le ruban parallèlement au plan des couches, soit réaliser des empilements de rubans les uns à côté des autres. Dans tous les cas, un gain en puissance est caractérisé par une diminution de la qualité optique dans la direction parallèle au plan des couches.

1.2.3. La diode laser de 500 mW émettant à 670 nm (SDL 7432)

Cette diode est commercialisée par la société américaine Spectra Diode Laboratories. Le matériau semi conducteur utilisé est ici AlGaInP. Le confinement de l'énergie dans la cavité est assuré par un guidage par le gain. La surface d'émission est de $250 \times 1 \mu\text{m}^2$. La figure 5 donne les diagrammes d'émission en champ lointain. Ses caractéristiques optiques, dans les directions parallèle et perpendiculaire au plan de jonction, sont répertoriées dans le tableau 2. Nous les avons comparées aux caractéristiques d'une diode émettant 500 mW à 810 nm et à celles du laser à krypton ionisé utilisé dans la première partie du mémoire.



L'étendue géométrique qui nous sert d'élément de comparaison traduit la relation entre surface et divergence du faisceau : pour une surface de focalisation donnée, plus l'étendue géométrique est élevée, plus la divergence est grande. Le problème du bon recouvrement d'un faisceau de pompe avec un mode de cavité au niveau d'un cristal laser est donc, d'après le tableau 2, plus aigu pour la diode émettant à 670 nm que pour une diode émettant à 810 nm. Ce problème de recouvrement est encore plus important si l'on compare la diode émettant à 670 nm avec le laser à krypton ionisé.

On voit ici clairement que le principe d'un pompage optique par laser, où en général une simple lentille de focalisation suffit à adapter le mode de pompe avec le mode de cavité, sera totalement inadapté dans le cas d'un pompage par diode où il faut tenir compte de la grande étendue géométrique du faisceau émis.

Nous allons voir que les réponses technologiques à ce problème d'adaptation des modes de pompe et de cavité, sont extrêmement variées.

| | Diode laser , 500 mW à 670 nm (SDL 7432) | Diode laser , 500 mW à 810 nm (SDL 2350) | Krypton, 5W à 647 nm et 676 nm |
|---|--|---|---|
| Section du faisceau de sortie | 250 $\mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ | 50 $\mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ | 2 mm de diamètre |
| Divergence à $1/e^2$ | $\theta_{\perp} = 60^{\circ}$ $\theta_{//} = 6^{\circ}$ | $\theta_{\perp} = 60^{\circ}$ $\theta_{//} = 10^{\circ}$ | $\theta_{\perp} = 0,046^{\circ}$ $\theta_{//} = 0,046^{\circ}$ |
| Ecart à un faisceau gaussien | $m_{\perp} = 1,3$ $m_{//} = 30,7$ | $m_{\perp} = 1,1$ $m_{//} = 8,6$ | $m_{\perp} = 1,9$ $m_{//} = 1,9$ |
| S : surface du faisceau | $250 \cdot 10^{-12} \text{m}^2$ | $50 \cdot 10^{-12} \text{m}^2$ | $3,14 \cdot 10^{-6} \text{m}^2$ |
| W : angle solide d'émission ($W = \pi \text{tg} \frac{\theta_{\perp}}{2} \text{tg} \frac{\theta_{//}}{2}$) | 0,095 sr | 0,114 sr | $5,03 \cdot 10^{-7}$ sr |
| G : étendue géométrique ($G = SW$) | $2,375 \cdot 10^{-11}$ sr.m ² | $5,69 \cdot 10^{-12}$ sr.m ² | $1,57 \cdot 10^{-12}$ sr.m ² |

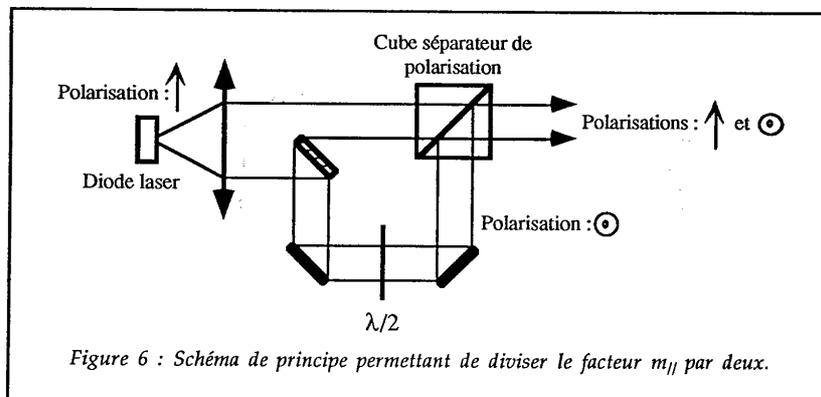
Tableau 2 : Comparaison au niveau géométrique des faisceaux issus d'une diode laser à 810 nm, d'une diode laser à 670 nm et d'un laser à krypton ionisé

I.3. Les différentes solutions technologiques recensées dans la bibliographie.

I.3.1. Amélioration de la qualité optique du faisceau issu de la diode laser elle-même

Cette solution consiste à travailler directement sur la source pour en améliorer la qualité optique. Deux possibilités ont été répertoriées. La première consiste à utiliser un cristal à conjugaison de phase pour réinjecter dans la diode laser la partie du faisceau correspondant au mode d'ordre 0 et l'obliger à émettre sur ce mode [12]. Ce faisceau, issu d'une barrette de 20 éléments, d'écart à un faisceau gaussien, $m_{//}$, égal à 40, ayant une puissance de 910 mW, est ainsi transformé en un faisceau de valeur $m_{//}$, égale à 1,5 mais ne contenant plus que 500 mW.

La seconde solution consiste à séparer en deux parties le faisceau émis par une diode laser et à les recombinaer à l'aide d'un cube séparateur de polarisation et d'une lame demi-onde (Figure 6) [13]. Cette méthode permet de diviser le facteur $m_{//}$ par deux. Les auteurs rapportent une augmentation de la puissance de sortie du laser de 40 % avec cette méthode par rapport à un pompage direct. Ils utilisaient une barrette des diodes de 3 W à 800 nm.



Dans la suite le faisceau de la diode n'est pas amélioré par ces méthodes, il est simplement mis en forme pour pomper au mieux le cristal amplificateur.

1.3.2. Pompage longitudinal

Ce type de pompage constitue la première grande famille de solutions au pompage par diode. La seconde étant le pompage transverse que nous analyserons plus loin. Le pompage longitudinal est caractérisé par le fait que les axes optiques du système de pompage et de la cavité sont parallèles. Cette solution est en général adoptée pour des diodes laser dont la zone d'émission ne dépasse pas quelques millimètres dans la direction parallèle au plan de jonction, c'est à dire pour des diodes laser ne dépassant pas quelques watts. Afin de comprendre quelles sont les conditions imposées par le pompage longitudinal sur l'optique de pompage, envisageons le cas très simple, et idéal, où les faisceaux de pompe et de cavité se recouvrent parfaitement au niveau du cristal laser, et, où ce dernier est suffisamment court pour que la section des modes soit considérée comme constante d'aire A . Notons P la puissance optique de pompe absorbée dans le cristal, ν_p la fréquence de la pompe, τ le temps de fluorescence du cristal et σ sa section efficace.

Le gain en simple passage, non saturé et intégré sur le cristal s'écrit d'après [1]:

$$G_\ell = \exp\left(\frac{P}{h\nu_p} \frac{\tau \cdot \sigma}{A}\right) \quad (2)$$

Afin que le gain soit suffisamment élevé, il faut que les faisceaux dans le cristal aient une petite section (typiquement quelques centaines de μm^2). Il faut aussi un bon recouvrement du faisceau de pompe et du faisceau de cavité (idée qui était incluse dans l'expression (2)).

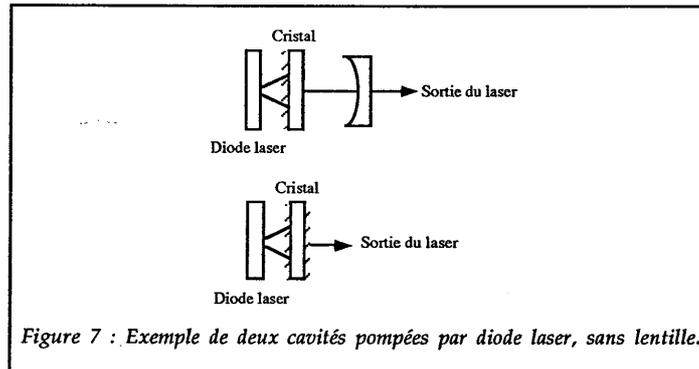
Nous avons reporté dans le tableau 3 quelques tailles typiques du faisceau de cavité au niveau du cristal, relevées dans la littérature pour des lasers utilisant les matériaux présentés dans le paragraphe I.1.

| Type de cristal | Rayon du mode de cavité à $1/e^2$ | Performances d'émission en continu | Longueur du cristal |
|-----------------|-----------------------------------|------------------------------------|---------------------|
| Tm:YAG [7]. | 150 μm | 1,2 W pour 4,8 W absorbés | 5 mm |
| Tm:Ho:YAG [7] | 150 μm | 0,9 W pour 4,8 W absorbés | 3 mm |
| Tm:Ho:YLF [7] | 180 μm | 84 mW pour 200 mW absorbés | 2,18 mm |
| Nd:YAG [10] | 130 μm | 300 mW pour 500 mW absorbés | 5 mm |
| Nd:YLF[14] | 250 μm | 2W pour 6 W absorbés | non indiqué |

Tableau 3 : Performances typiques de lasers pompés par diodes dans le proche et moyen infrarouge.

Nous allons passer en revue les solutions qui ont été étudiées de la plus simple à la plus complexe.

I.3.2.1. Pompage sans lentille



Le but est ici d'utiliser le fait que les diodes laser émettent sur des surfaces d'aires faibles (quelques centaines de μm^2) et de bénéficier de cet avantage en plaçant le cristal tout contre la diode, afin d'éviter que le rayonnement issu de la diode ne diverge. Ceci est illustré sur la figure 7.

La face du cristal côté diode constitue un miroir de cavité. Le second miroir de cavité est, soit déposé sur l'autre face du cristal (micro laser), soit sur un autre substrat (miroir externe). La cavité réalisée est soit plan-plan, soit plan-concave.

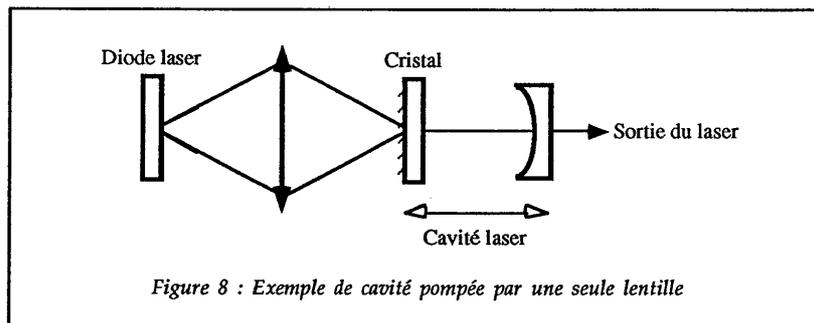
Cette méthode est appelée "Close coupling", elle utilise des cristaux très absorbants afin de diminuer la divergence de la pompe dans le cristal [15].

L'intérêt est ici de pouvoir réaliser des lasers très compacts. Une bonne qualité spatiale (TEM_{00}) du faisceau laser pourra être obtenue en utilisant des diodes monoruban de faible surface, mais au détriment de la puissance de sortie. Pour des puissances élevées, l'emploi de barrettes de diodes aura pour conséquence une émission laser sur plusieurs points, à l'image de la barette.

I.3.2.2. Pompage avec une seule lentille

A l'aide d'une lentille, le but est ici de faire l'image de la surface émettrice de la diode au niveau du cristal, comme représenté sur la figure 8. Le rayonnement issu de la diode étant très divergent, il faut utiliser des lentilles d'ouverture numérique très élevée ($\geq 0,5$) pour collecter le maximum de flux. Ceci va de pair

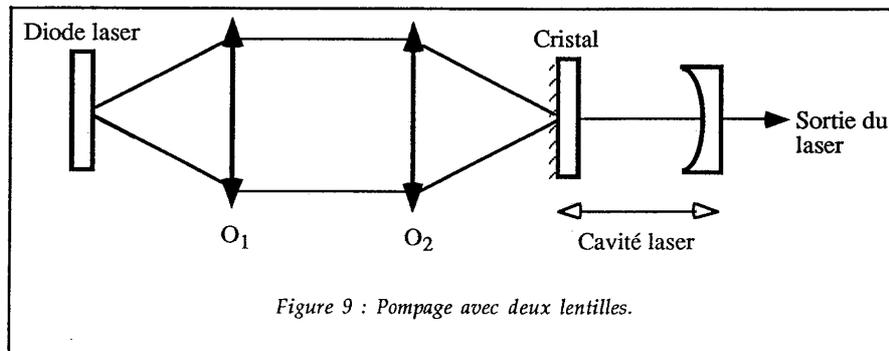
avec des distances point de focalisation-lentille (frontale) très faibles, c'est pourquoi l'une des faces du cristal sert en général de miroir de cavité. Par rapport à la solution précédente, il est possible d'obtenir dans le cristal des surfaces de pompe plus faibles et donc d'obtenir plus de puissance en sortie du laser, tout en conservant un faible encombrement. Ce type de pompage est très utilisé pour réaliser des lasers "verts" pour doublement de fréquence à l'intérieur de la cavité laser [16].



Les diodes laser utilisées pour ce genre de pompage ont une surface qui dépasse rarement $100 \mu\text{m}^2$ [17].

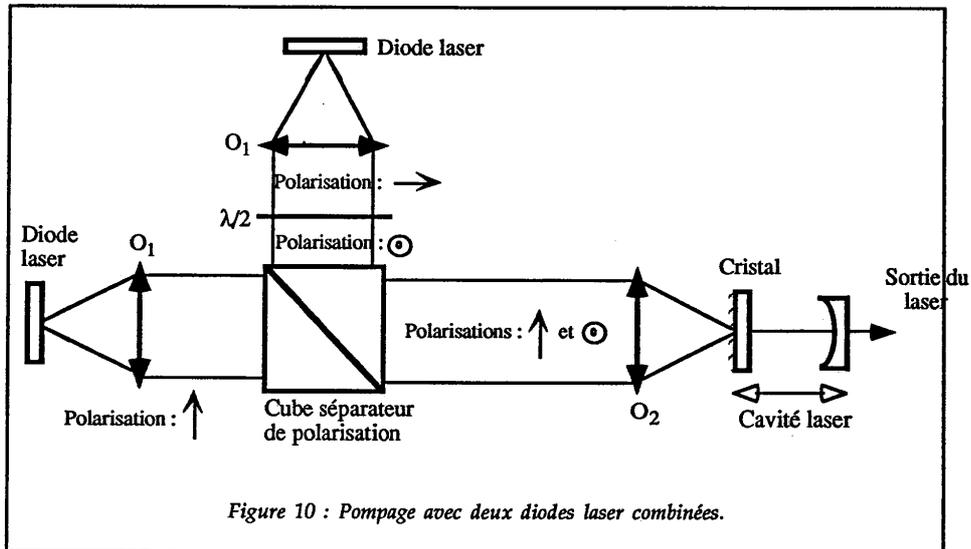
I.3.2.3. Pompage avec deux lentilles

Ce montage consiste à collimater le rayonnement très divergent de la diode laser puis à focaliser le faisceau au niveau du cristal (Figure 9).



Le premier intérêt est de pouvoir disposer d'un faisceau de pompe collimaté. Ce fait va être utilisé pour doubler la puissance de pompe disponible en ajoutant

une diode laser et en combinant les deux faisceaux à l'aide d'un cube séparateur de polarisation, qui travaille en lumière parallèle.



L'émission issue d'une diode laser étant polarisée parallèlement au plan des couches, deux solutions existent pour combiner les faisceaux :

- Soit le plan de jonction de la diode laser 2 est tourné de 90° par rapport au plan de la diode laser 1,
- Soit les diodes laser ont leurs plans de jonction parallèles. Il est alors nécessaire, comme sur la figure 10 d'ajouter une lame demi-onde pour faire tourner la polarisation de 90° .

Le deuxième avantage de ce montage est de pouvoir jouer sur la taille de la tache image dans le cristal grâce au rapport des focales des lentilles 0_1 et 0_2 . Le grandissement du système optique $0_1 0_2$ s'écrit :

$$g_y = \frac{f_2}{f_1} \quad (3)$$

avec f_1 focale de la lentille 0_1 et f_2 focale de 0_2 .

Si $f_2 < f_1$ alors $g_y < 1$: il va donc être possible d'utiliser des diodes à surface d'émission plus large, plus puissantes, tout en conservant une tache de focalisation petite. Hemmati et coll. [18] présentent un système de pompage de ce

type, de grandissement $2/3$, permettant d'obtenir une tache de $110 \times 57 \mu\text{m}^2$ en partant d'une diode de $200 \times 1 \mu\text{m}^2$.

Ce système de réduction de la tache image possède cependant une limite technologique. En effet, si $f_2 < f_1$ (ou $g_y < 1$) l'ouverture numérique de O_2 est plus élevée que l'ouverture numérique (ON) de O_1 . Or, pour collecter un maximum de flux issu des diodes laser, il faut que la lentille O_1 soit très ouverte avec une ouverture numérique de l'ordre de $0,5$. Réaliser des systèmes optiques d'ouverture numérique supérieure à $0,6$ est extrêmement délicat. Un grandissement de $2/3$ est donc déjà proche de la limite technologique.

I.3.2.4. Pompage avec deux lentilles plus un système anamorphoseur

Cette configuration de pompage va apporter la solution au problème de l'obtention d'un grandissement plus faible. L'idée est ici de tirer parti des différences géométriques du faisceau issu d'une diode laser.

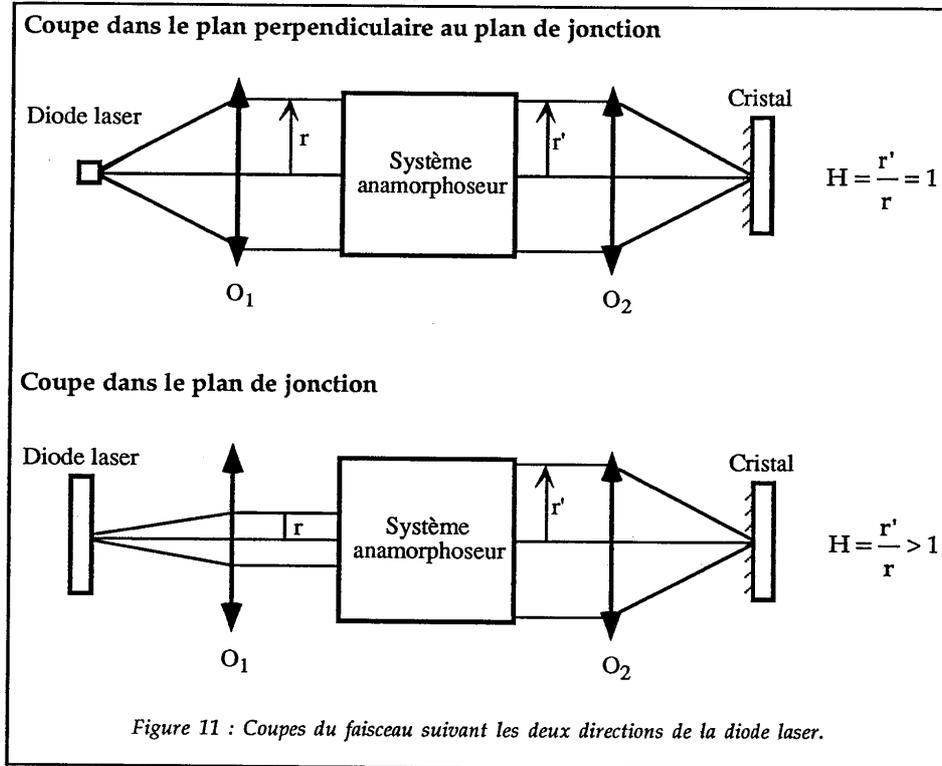
Dans la direction perpendiculaire au plan de la jonction, la partie émettrice a une taille de l'ordre de $1 \mu\text{m}$. La taille typique d'un waist de cavité laser pompée longitudinalement par diode étant de 100 à $300 \mu\text{m}$, il est inutile d'avoir pour cette direction un grandissement du système optique $O_1 O_2$ (cf. I.3.2.3.) inférieur à 1 .

Qui plus est, il est même possible d'avoir des grandissements supérieurs à 1 sans problème de recouvrement des faisceaux de pompe et de cavité dans le cristal laser. La seule direction qui nécessite un grandissement inférieur à 1 est la direction parallèle au plan de la jonction de la diode, pour laquelle la zone émettrice a une taille de quelques centaines de micromètres voire quelques millimètres.

Il faut donc ajouter un système dit anamorphoseur conduisant à un grandissement différent parallèlement et perpendiculairement au plan de jonction. Avec un tel système, la limite technologique de l'ouverture numérique se trouve repoussée à des grandissements de l'ordre de $1/10$.

Le système anamorphoseur est placé entre les objectifs O_1 et O_2 , il travaille pour des faisceaux collimatés. Il est caractérisé par un grandissement H différent selon les deux directions de la diode.

Dans presque tous les cas, $H = 1$ dans la direction perpendiculaire au plan de jonction et $H > 1$ dans l'autre direction (figure 11).



Le grandissement du système global s'écrit :

- dans le plan perpendiculaire au plan de la jonction

$$g_y = \frac{f_2}{f_1} \quad (3)$$

- dans le plan de la jonction :

$$g_y = \frac{f_2}{f_1 H} \quad (3 \text{ bis})$$

Le système anamorpheuseur peut être constitué de deux lentilles cylindriques en configuration afocale comme sur la figure 12,

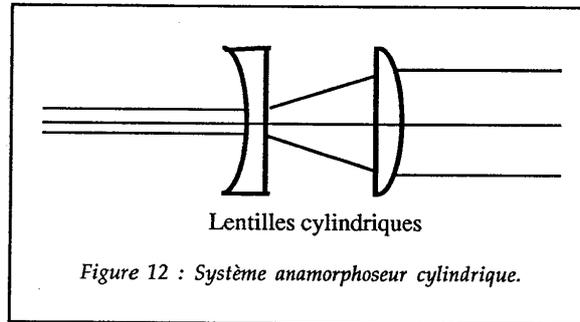


Figure 12 : Système anamorphoseur cylindrique.

ou alors de deux prismes tête bêche comme sur la figure 13.

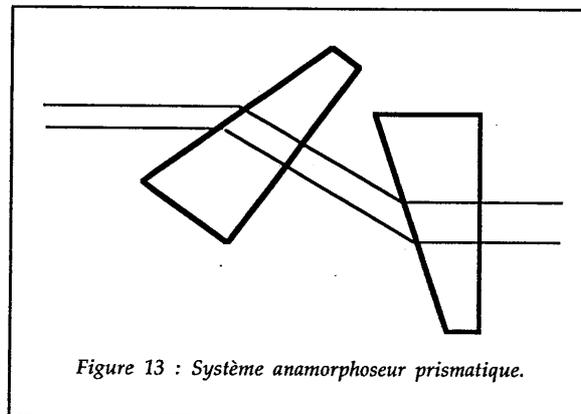
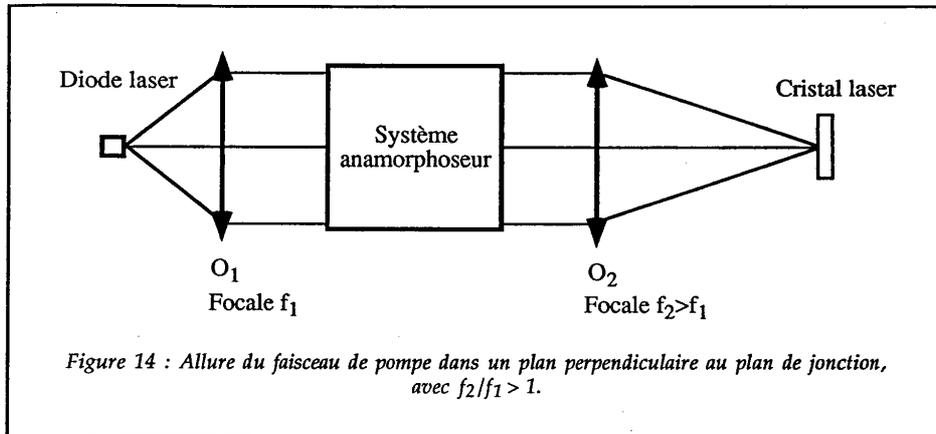


Figure 13 : Système anamorphoseur prismatique.

Le premier système (figure 12) travaille sur l'axe optique des objectifs 0_10_2 mais introduit des aberrations. Le second (figure 13) décale l'axe optique, ce qui peut être gênant dans une phase d'intégration, mais n'introduit pas d'aberrations.

Un autre avantage des optiques de pompe comprenant un système anamorphoseur est la possibilité de réduire la divergence du faisceau focalisé dans la direction perpendiculaire au plan de la jonction en choisissant un rapport $f_2 > f_1$ supérieur à 1 (Fig. 14). Ceci est très important pour maintenir un bon recouvrement entre le mode de pompe, très divergent, et le mode de cavité, en général faiblement divergent (typiquement pour un mode TEM_{00} de $300 \mu\text{m}$ de rayon et un cristal de 1 cm de longueur, on peut considérer le rayon du mode de cavité comme constant dans le cristal).



La taille de l'image dans la direction perpendiculaire au plan de jonction augmente dans le rapport f_2/f_1 mais reste largement inférieure à la dimension de mode de cavité.

Citons en exemple le système développé par N. Mermilliod et Coll. [10]. La zone émettrice de la diode laser mesurait $200 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$. Le système optique de pompe était constitué d'un objectif de collimation de focale 6,5 mm, d'un système anamorphoseur à prismes de grandissement 6 et d'un objectif de focalisation de focale 40 mm. La tache de focalisation mesurait $200 \mu\text{m} \times 6 \mu\text{m}$ pour un waist de cavité de 130 μm .

Beaucoup de variantes ont été développées à partir de ce système optique anamorphoseur donnant des grandissements différents dans les directions parallèle et perpendiculaire au plan de jonction de la diode. Dans le système de R.R. Stephens et R.A. Mac Farlane par exemple [19] la diode utilisée a une surface de $500 \times 1 \mu\text{m}^2$ et le point de focalisation est de $290 \times 85 \mu\text{m}^2$.

I.3.2.5. Adaptation du mode de cavité au mode de pompe

Dans le paragraphe précédent, nous avons décrit un système optique (figure 14) permettant de rendre la tache de focalisation moins elliptique que la surface émettrice de la diode laser de pompe. Ce système permet d'adapter le faisceau issu de la diode à la forme circulaire du faisceau de cavité. Nous allons voir ici qu'il est possible d'effectuer une démarche inverse, c'est à dire d'adapter le mode de la cavité au mode elliptique de la pompe.

L'idée consiste à placer un élément qui introduit de l'astigmatisme à l'intérieur de la cavité. Cet élément peut être un miroir [20], un système de prismes à l'angle de Brewster [21] ou même un système afocal [22]. Le miroir de sortie est toujours placé dans la cavité à un endroit où le faisceau est circulaire.

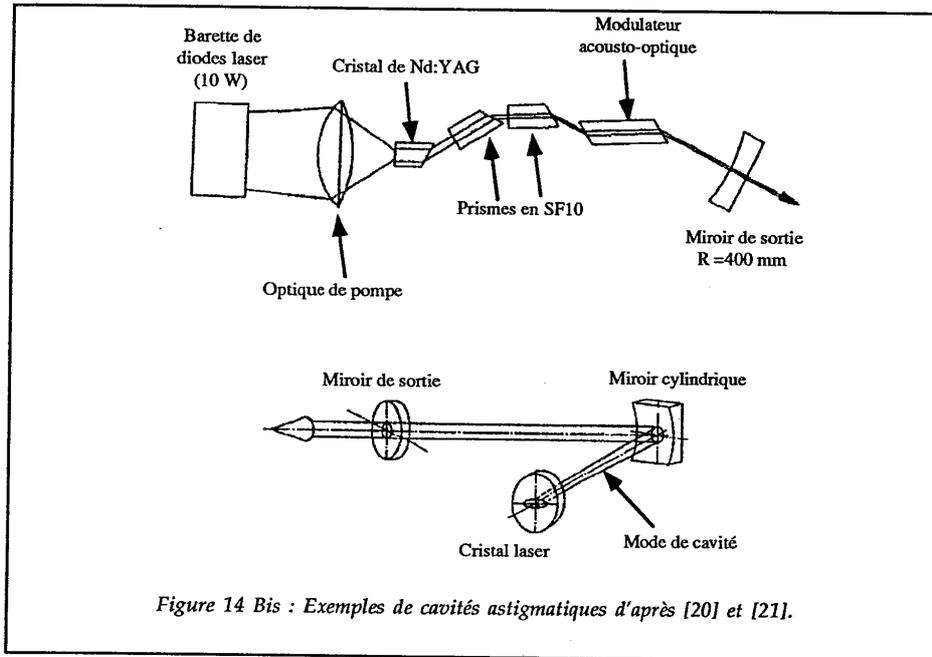


Figure 14 Bis : Exemples de cavités astigmatiques d'après [20] et [21].

I.3.2.6. Conclusions sur le pompage longitudinal

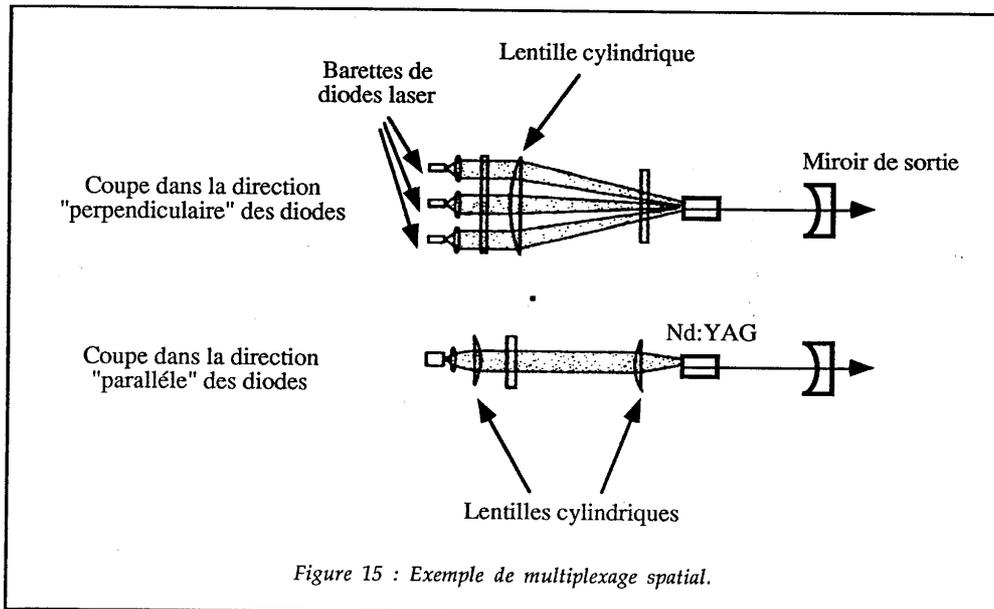
Nous avons vu au début de ce chapitre que les conditions à remplir pour le pompage longitudinal étaient une faible taille des faisceaux de pompe et de cavité et un bon recouvrement de ces faisceaux au niveau du cristal. Pour ce faire, les lasers pompés longitudinalement utilisent des diodes laser dont la zone d'émission ne dépasse pas quelques millimètres dans le plan de jonction. L'optique de pompage est calculée pour que la surface image de la zone émettrice au niveau du cristal soit inférieure ou égale à celle de l'objet.

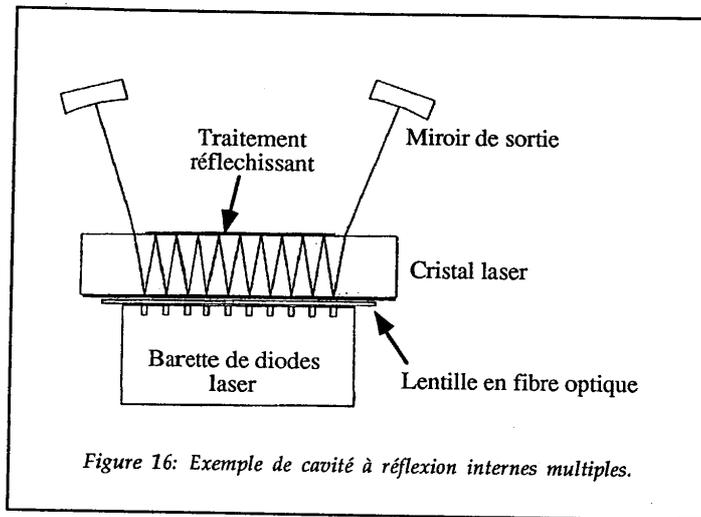
Deux méthodes sont employées pour veiller au bon recouvrement du mode de cavité et du mode de pompe. Premièrement, les systèmes anamorphoseurs utilisés pour les optiques de pompage ou de la cavité permettent de faire coïncider au mieux les formes des faisceaux. Deuxièmement, les cristaux

employés sont minces, d'une longueur de quelques mm (cf. Tableau 3) afin que le faisceau de pompe n'ait pas le temps de diverger de manière excessive dans le cristal.

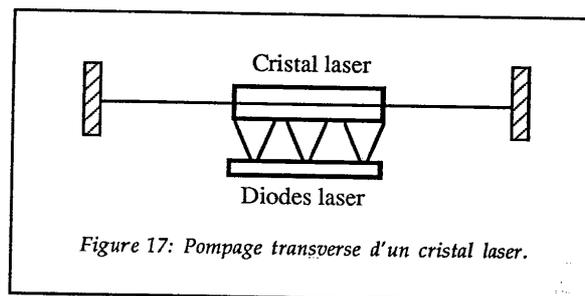
En raison des courtes focales des objectifs de focalisation, le cristal sert de miroir de fond de cavité : ce fait est un autre trait commun aux lasers pompés par diodes longitudinalement.

Ce type de pompage donne des lasers monomodes transverses très efficaces (30 à 40 % d'efficacité, définie comme le rapport de la puissance émise par le laser sur la puissance de pompe absorbée au dessus du seuil, pour les cristaux présentés en première partie) mais relativement peu puissants (de l'ordre d'un watt au maximum) à cause de la limite de surface émettrice imposée aux diodes laser. Des solutions telles que le "multiplexage géométrique" [23-24] (figure 15) ou l'emploi d'une "plaque" de cristal dans laquelle le faisceau de cavité subit des réflexions internes [25] (figure 16) permettent d'obtenir des puissances de sortie de quelques watts [26].





Pour des puissances de sortie plus élevées, la meilleure solution est le pompage transverse [27].



1.3.3. Le pompage transverse

Par définition, un laser est dit pompé transversalement lorsque l'axe optique du système de pompage est perpendiculaire à l'axe optique de la cavité, comme illustré sur la figure 17.

Afin de comprendre quelles sont les conditions d'utilisation de pompage transverse, exprimons le gain non saturé simple passage [1] :

$$G_t = \exp\left(\frac{P\tau\sigma}{h \nu_p \ell_{\text{abs}}^2}\right) \quad (4)$$

où :

- P est la puissance de pompe,
- τ le temps de fluorescence,
- h la constante de Planck,
- σ la section efficace d'émission stimulée,
- ν_P la fréquence de la pompe,
- ℓ_{abs} la longueur d'absorption de la pompe.

On suppose ici que le cristal est d'épaisseur égale à ℓ_{abs} . Pour augmenter le gain il faut donc, soit diminuer ℓ_{abs} (c'est à dire utiliser des cristaux très absorbants), soit augmenter P . Afin de satisfaire à la deuxième condition, les barrettes de diodes utilisées pour le pompage transverse sont en général impulsionnelles. Elles permettent d'atteindre des puissances crêtes de plusieurs dizaines de kilowatts.

L'optique de pompage est, soit inexistante [28], soit réduite à un barreau cylindrique qui focalise le rayonnement issu de la diode dans la direction la plus divergente [29].

Les rendements des lasers pompés transversalement sont généralement plus faibles que ceux des lasers pompés longitudinalement, en moyenne de l'ordre de 20 % en efficacité optique.

La puissance moyenne de sortie varie de quelques watts à quelques kilowatts [30].

Le faisceau de sortie est très souvent multimode. Cependant, de nouvelles configurations de pompage permettent d'obtenir un fonctionnement en régime monomode transverse avec des efficacités très élevées, supérieures à 30 % [31-32]. Les idées qui conduisent à la réalisation de ces nouvelles cavités sont, d'une part, l'adaptation du mode de cavité au profil de pompe, et, d'autre part, la localisation du mode de cavité dans la partie du cristal où le gain est le plus élevé, à proximité de la diode laser.

I.4. Quelle solution choisir pour le Cr³⁺:LiSAF ?

Nous allons utiliser l'étude précédente ainsi que les données existant sur le pompage par diode du Cr³⁺:LiSAF pour définir les grandes lignes de l'optique du pompage.

Rappelons d'abord que le Cr³⁺:LiSAF pompé par diode présente deux handicaps par rapport aux cristaux pompés par diode présentés dans le para-

graphe I.1. Premièrement, son produit section efficace temps de fluorescence est d'un ordre de grandeur plus faible que celui du $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ ou du $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$. Il va donc falloir travailler avec des faisceaux de diamètres plus petits afin d'obtenir un gain suffisamment élevé. Or, une focalisation du faisceau de pompe plus importante s'accompagne d'une divergence plus forte : ceci va à l'encontre d'un bon recouvrement des faisceaux de pompe et de cavité.

Deuxièmement, la luminance, c'est à dire le flux émis divisé par l'étendue géométrique des diodes à 670 nm, est plus faible que celle des diodes à 810 nm (Tableau 4). Ceci signifie que pour une même puissance émise par deux diodes à 670 nm et à 810 nm, et pour un même système optique de pompage, la tache de focalisation sera plus grande dans le cas de la diode à 670 nm, que dans le cas de la diode à 810 nm. Pour obtenir une densité de puissance équivalente au niveau du cristal laser, il faut donc focaliser le faisceau issu de la diode laser à 670 nm de manière plus importante : c'est une nouvelle occasion d'avoir des problèmes de recouvrement de modes.

Voyons comment les utilisateurs du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diode ont tenté de régler ces problèmes dans le cas d'un pompage à l'aide de diodes de "faible" puissance (100 mW maximum).

| | Diode à 670 nm SDL 7432 | Diode à 810 nm SDL 2350 |
|--|----------------------------|----------------------------|
| Luminance $\text{W sr}^{-1} \text{m}^{-2}$ | $2,11 \cdot 10^{10}$ | $8,79 \cdot 10^{10}$ |

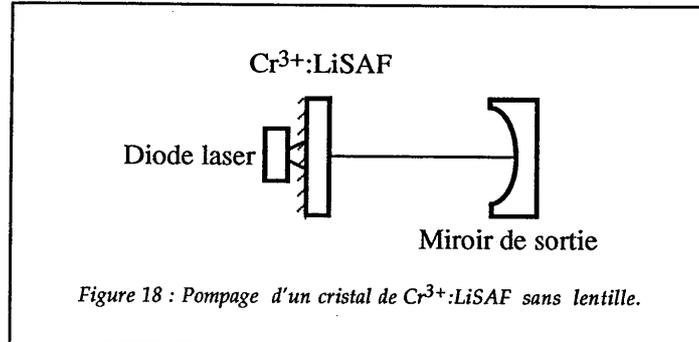
Tableau 4 : Comparaison des luminances d'une diode à 670 nm et d'une diode à 810 nm.

I.4.1. Les lasers $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompés par diode déjà réalisés

Les diodes utilisées étant de faible puissance, on s'attend à ce que le pompage soit longitudinal : ce qui est le cas. Examinons les différentes configurations de la plus simple à la plus complexe.

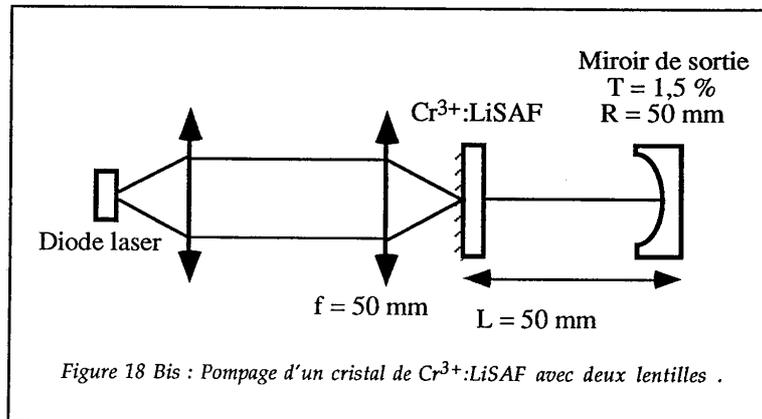
I.4.1.1. Pompage sans lentille

Cette solution a été présentée à CLEO 92 par Dixon et Coll. [33]. Elle utilise une diode laser émettant 50 mW à 670 nm (la taille du ruban n'est pas mentionnée) et un cristal fortement dopé (10 %), de longueur 0,8 mm, dans une cavité plan-concave. La puissance de sortie est de 2 mW pour 50 mW de pompe avec un seuil à 20 mW. L'efficacité optique est ici inférieure à 10 %.



I.4.1.2. Pompage avec deux lentilles

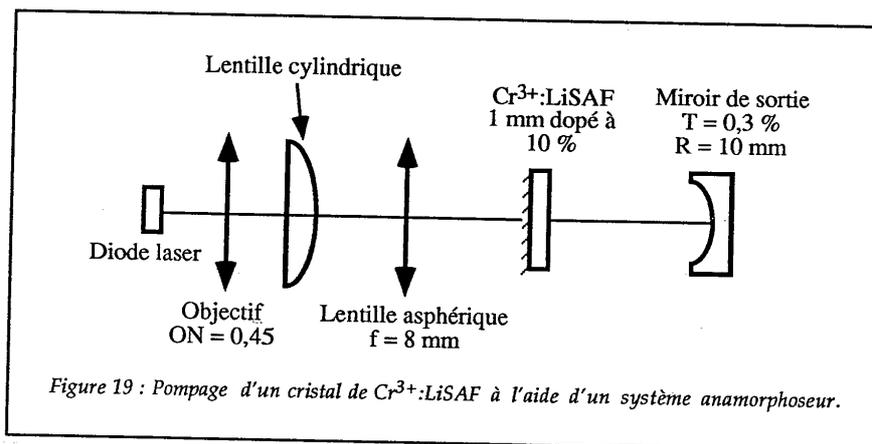
La diode laser de pompe utilisée par Sheps et Coll. [2] a une surface d'émission de $15 \times 1 \mu\text{m}^2$, sa puissance de sortie est de 100 mW en continu à 667 nm. Son faisceau est collimaté puis focalisé avec une lentille de 50 mm sur un spot de diamètre $10 \mu\text{m}$. Le cristal mesure 3 mm de long pour un dopage en chrome de 2 %. La cavité utilisée est plan-concave avec un miroir de sortie transmettant 1,5 % et ayant un rayon de courbure 50 mm (figure 18 bis).



La puissance de sortie est de 20 mW pour une puissance de pompe de 106 mW et un seuil de 42 mW. L'efficacité optique est ici très élevée : 39 %.

I.4.1.3. Utilisation d'un système optique anamorphoseur

La diode laser utilisée ici [34] a une surface émettrice plus importante que la diode précédente : $56 \times 1 \mu\text{m}^2$. Elle est insérée dans le montage représenté sur la figure 19.



La première lentille sert à collimater le faisceau dans la direction la plus divergente (perpendiculaire au plan de jonction). La seconde, cylindrique, le collimate dans l'autre direction. La troisième focalise le faisceau dans le cristal. La focale de la première lentille n'est pas mentionnée. Cependant, il est clair que ce système optique donne des grandissements différents dans les deux directions. Le grandissement dans la direction parallèle au plan de jonction étant de 0,16, la plus grande dimension du spot focalisé (non donnée par les auteurs) doit être de l'ordre de $10 \mu\text{m}$.

Ce laser donne une puissance de sortie de 9 mW pour une puissance incidente sur le cristal de 45 mW et un seuil de 10 mW. L'efficacité optique est de 29 % plus faible que précédemment. Ce fait peut s'expliquer par la différence de luminance entre la diode du § I.4.1.2. et celle du § I.4.1.3. : 7 fois plus élevée dans le premier cas que dans le second (en supposant des cônes d'émission semblables).

Remarque : Une autre solution pour pomper un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ consiste à utiliser des diodes à 750-780 nm, longueurs d'onde situées en bord de bande d'absorption. Cette idée s'appuie, d'une part, sur la possibilité d'un dopage en chrome très élevé de la matrice de LiSAF (20 % en masse) sans décroissance

appréciable du temps de fluorescence, et, d'autre part, sur le fait que les diodes en GaAlAs émettant dans cette gamme de longueur d'onde ont une luminance plus élevée et sont plus puissantes [6]. La première réalisation a été présentée à CLEO 92 [35]. La puissance de sortie obtenue était de 0,5 mW pour une puissance de pompe absorbée de 18 mW avec un seuil de 9,4 mW et une faible efficacité optique (7 %). Un système plus récent (Septembre 1993 [4]) pompé avec une matrice de diodes laser pulsées, délivrant 600 mJ à 770 nm, a permis d'obtenir des impulsions de 40 mJ avec une efficacité optique de 11,5 %. Le taux de répétition n'est pas mentionné (il doit être de l'ordre de quelques dizaines de hertz). Remarquons que l'efficacité optique est plus faible avec ce type de pompage qu'avec un pompage dans le rouge (autour de 670 nm).

I.4.2. Le choix du schéma optique pour notre diode de 500 mW.

Rappelons que cette diode émet 500 mW à 670 nm sur une surface de $250 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$. En supposant que son cône d'émission soit semblable à celui des diodes présentées en partie I.4.1., sa luminance est environ 3 fois plus faible que celle de la diode du § I.4.1.2. émettant 100 mW sur $15 \times 1 \mu\text{m}^2$.

I.4.2.1. Pompage longitudinal ou transverse ?

La puissance émise par la diode est trop faible pour être utilisée dans une configuration transverse, par ailleurs, sa surface d'émission est encore suffisamment petite pour être compatible avec un pompage longitudinal.

Nous choisissons donc une configuration de pompage longitudinale.

I.4.2.2. Quelle optique choisir ?

Les arguments développés dans l'introduction du § I.4. (faible valeur du produit $\sigma \cdot \tau$ et faible luminance) nous poussent à envisager une focalisation du faisceau de pompe sur une tache bien inférieure à $250 \mu\text{m}$. Cette idée est confirmée par le § I.4.1.3. où la faible luminance de la diode utilisée impose un système optique anamorphoseur donnant une tache focalisée plus petite que la zone émettrice de la diode laser.

Nous choisissons donc un système de pompage anamorphoseur. Le montage sera inspiré d'un système optique utilisé dans le pompage par diode de Nd³⁺:YAG et présenté dans de nombreuses publications, à savoir : un objectif de collimation, un système anamorphoseur puis un objectif de focalisation [36].

Le choix, pour le système anamorphoseur, entre un afocal cylindrique et deux prismes anamorphoseurs provient de considérations portant sur la transmission optique des éléments. Les prismes anamorphoseurs possèdent deux surfaces sur lesquelles les rayons arrivent avec une forte incidence et deux surfaces sur lesquelles les rayons arrivent avec une incidence quasi-nulle. Dans les systèmes commerciaux, ces deux dernières surfaces sont traitées antireflet pour l'incidence normale, alors que les deux premières sont calculées pour être à l'incidence de Brewster. Ces systèmes fonctionnent pour des grossissements de l'ordre de 2 à 6. Pour des grossissements plus élevés, il n'est pas possible d'être à l'incidence de Brewster, l'indice des verres optiques dans le visible étant limité à 1,8 voire 1,9. La transmission va donc être plus faible.

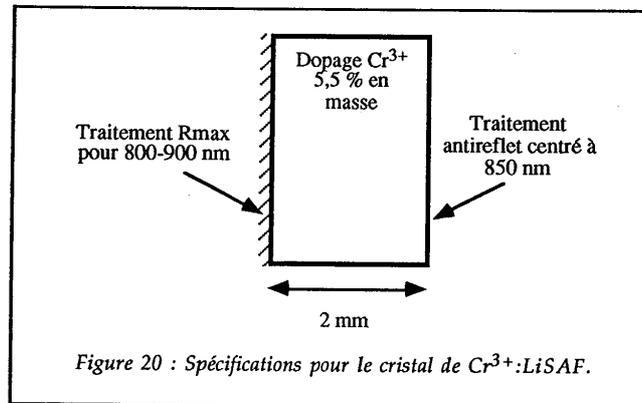
Ce problème de baisse de transmission en fonction du grossissement ne se pose pas dans le cas d'un système afocal où un simple traitement des surfaces à l'incidence normale suffit à optimiser la transmission optique. Nous choisissons donc un système anamorphoseur constitué de deux lentilles cylindriques en configuration afocale.

I.4.2.3. Comment choisir le cristal de Cr³⁺:LiSAF ?

En raison des faibles distances frontales des objectifs qui seront utilisés, il est important que le cristal lui-même serve de miroir de fond de cavité. Nous avons vu que c'était le cas pour les lasers Cr³⁺:LiSAF pompés par diode précédemment réalisés.

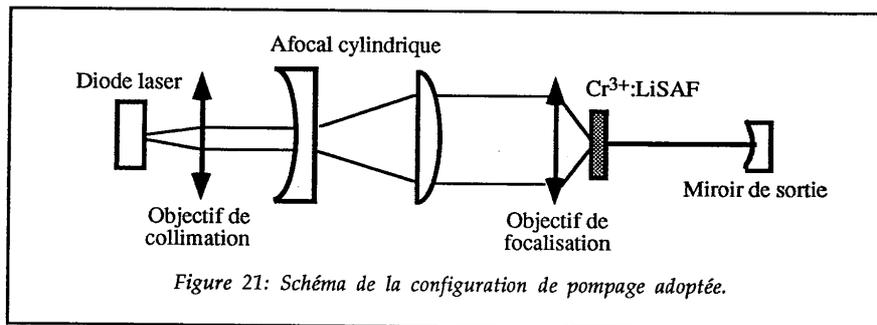
De plus, afin de maximiser le recouvrement des faisceaux de pompe et de cavité, nous choisissons le cristal de Cr³⁺:LiSAF le plus dopé existant sur le marché : 5,5 % (en masse).

Pour ce dopage, 2 mm de cristal suffisent à absorber 98 % de la pompe (figure 20).



I.5. Conclusion

En résumé, le schéma optique sera celui qui est reporté sur la figure 21.



Nous partons ici sur la base d'une cavité plan-concave. Il va maintenant falloir définir les focales des différents éléments optiques ainsi que la taille du faisceau de cavité dans le cristal, afin d'obtenir la puissance de sortie la plus élevée possible. C'est le but de la simulation numérique que nous allons présenter maintenant.

Chapitre II

Simulation Numérique

Le but des calculs qui vont suivre est d'optimiser la valeur de la puissance de sortie du laser, en fonction du profil des faisceaux de pompe et de cavité.

Le mode de pompe étant elliptique, il nous faut utiliser un modèle qui puisse tenir compte des variations des dimensions du faisceau de pompe dans les trois directions de l'espace. Alfrey [37] a développé un tel modèle pour le cas d'un laser utilisant un cristal de saphir dopé au titane, pompé par un laser argon. Nous reprendrons ici son formalisme et une partie de ses calculs théoriques. En ce qui concerne les hypothèses et les approximations qui nous permettront de simplifier les calculs, nous nous inspirerons des travaux de Laporta et Brussard [38]. La simulation numérique que nous allons développer dans cette partie résulte donc d'une synthèse de différents travaux, appliquée à notre cas de pompage par diode.

Dans un premier temps, nous présenterons les hypothèses de base concernant les faisceaux de pompe et de cavité. Puis nous décrirons le modèle numérique utilisé. Nous verrons ensuite ce que l'on peut attendre d'un tel modèle, de ses hypothèses et de ses approximations en l'appliquant au cas du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par krypton de la première partie. Enfin, nous utiliserons ce modèle pour définir l'optique du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diode.

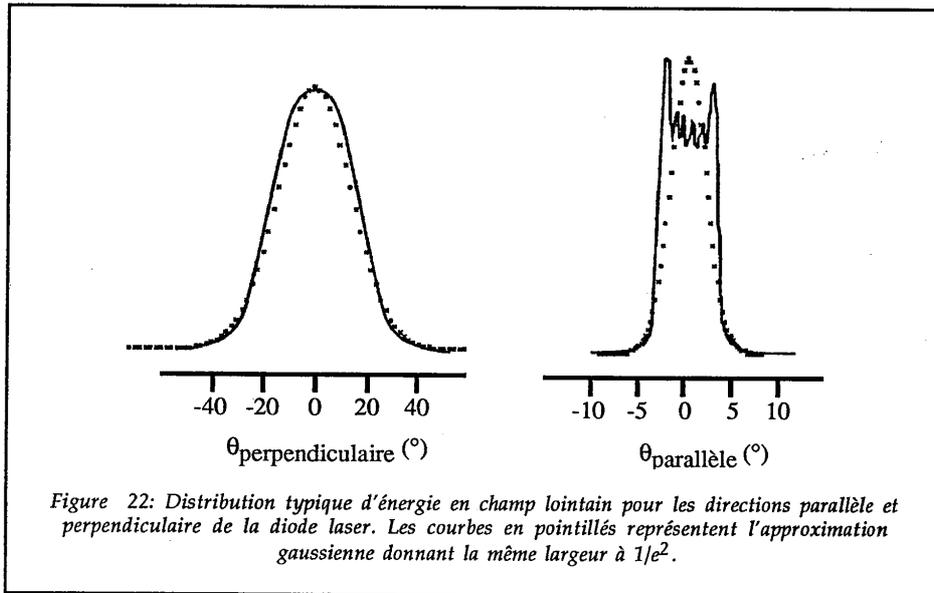
II.1. Hypothèses de base

Afin de simplifier le calcul au maximum, nous supposerons que le rayon du mode de cavité dans le cristal est constant. Cette hypothèse est justifiée dans la mesure où le chapitre I de la deuxième partie du mémoire nous a donné un ordre de grandeur des waists dans les cavités laser pompées par diode : autour de $100\ \mu\text{m}$. Cette taille de waist correspond à une longueur de Rayleigh de plus de $30\ \text{mm}$, beaucoup plus importante que l'épaisseur du cristal ($2\ \text{mm}$).

Deux hypothèses sont faites quant au rayonnement issu de la diode laser.

i) Dans tout plan de section perpendiculaire à la propagation, nous supposerons que la répartition de l'énergie est gaussienne-elliptique : elle est caractérisée par des waists différents selon les directions parallèle et perpendi-

culaire au plan de jonction de la diode [38]. La figure 22 montre que cette approximation est tout à fait justifiée dans la direction perpendiculaire à la jonction alors qu'elle l'est moins dans l'autre direction.



ii) Nous supposons de plus, dans un but de simplification, que le rayonnement issu de la diode se propage selon les lois de l'optique géométrique [11-38]. Pour justifier cette hypothèse, nous avons examiné le faisceau issu de la diode suivant les deux directions privilégiées (parallèle et perpendiculaire au plan de jonction).

Dans la direction parallèle au plan de jonction, l'écart à un faisceau gaussien m (défini au chapitre I) est de 30,7. Le faisceau issu de la diode est très éloigné d'un faisceau gaussien. Il se propage donc selon les lois de l'optique géométrique.

Dans la direction perpendiculaire au plan de jonction, m vaut 1,3. Le faisceau issu de la diode est proche d'un faisceau gaussien. Il se propage donc selon les lois de l'optique gaussienne. Deux éléments nous permettent, cependant, de choisir une propagation suivant les lois de l'optique géométrique dans cette direction. Premièrement, il se trouve que pour un faisceau collimaté puis refocalisé, l'optique gaussienne et l'optique géométrique donnent la même expression de la taille de la tache image en fonction de la tache objet :

$$\text{taille image} = \text{taille objet} \times \frac{f_2}{f_1} \quad (5)$$

où f_1 et f_2 sont respectivement les distances focales des optiques de collimation et de focalisation.

Deuxièmement, nous envisageons dans notre étude un grandissement f_2/f_1 de quelques unités (les valeurs seront données plus loin dans ce chapitre). La taille de la tache image sera donc tout au plus de quelques microns. Le faisceau gaussien équivalent (diamètre de même valeur) aura une longueur de Rayleigh de quelques dizaines de microns au maximum. Or, l'optique gaussienne et l'optique géométrique donnent des résultats semblables au niveau de la propagation, pour des distances au point focal supérieures à la longueur de Rayleigh. Compte tenu de la longueur du cristal (2 mm) nous pouvons donc, avec une bonne approximation, envisager une propagation du faisceau suivant les lois de l'optique géométrique, dans la direction perpendiculaire au plan de jonction.

Dans un plan parallèle à la jonction, le rayonnement semble provenir d'un point situé 50 microns environ en arrière de la surface d'émission (figure 3 chapitre I). Nous ne tiendrons pas compte de cet astigmatisme en supposant qu'il est entièrement compensé par les lentilles cylindriques de l'afocal que nous allons utiliser.

Enfin, dans le but de limiter le nombre de paramètres à optimiser, nous supposons comme L. Cabaret et G. Girard [39] qu'à l'entrée du cristal, le plus grand rayon du faisceau de pompe, dans une des deux directions, est égal au rayon du faisceau de cavité comme cela est représenté sur la figure 23.

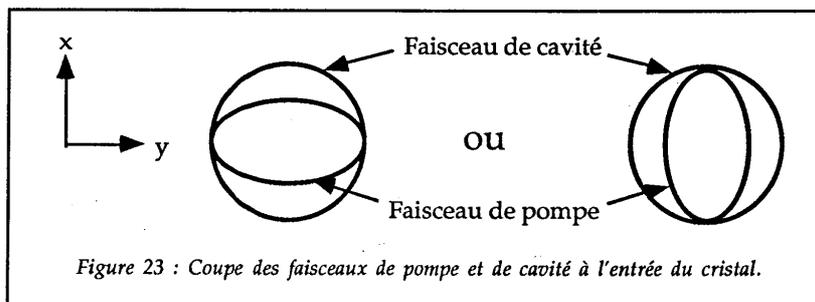


Figure 23 : Coupe des faisceaux de pompe et de cavité à l'entrée du cristal.

II.2. Présentation du modèle utilisé

II.2.1. Lois d'évolution du faisceau de pompe dans le cristal.

Pour trouver ces lois, nous allons utiliser les hypothèses précédemment développées.

Nous travaillerons ici en coordonnées cartésiennes, l'axe x étant confondu avec la direction perpendiculaire au plan de jonction de la diode, l'axe y étant confondu avec la direction parallèle au plan de jonction et l'axe z étant parallèle à l'axe optique de la cavité laser. L'orientation des axes par rapport au montage optique est donnée sur la figure 24. L'origine du système de coordonnées se trouve sur l'axe optique, au niveau de la face d'entrée du cristal.

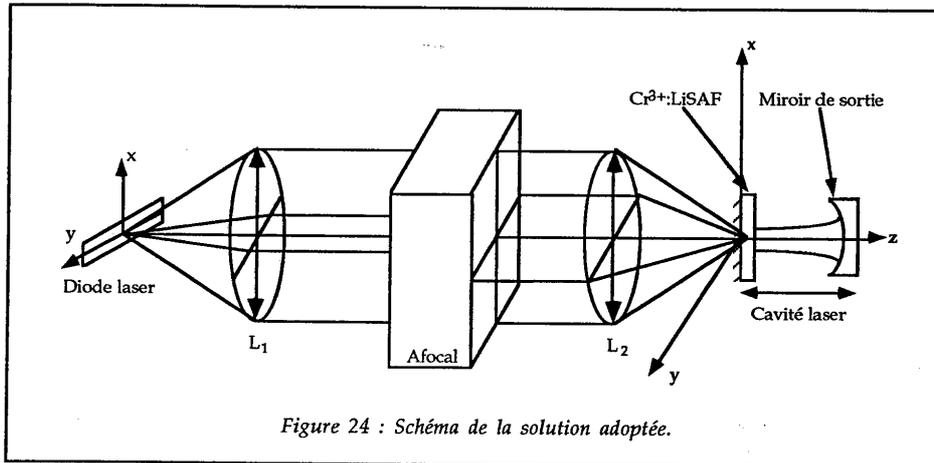


Figure 24 : Schéma de la solution adoptée.

Dans toute la suite du calcul, les grandeurs indicées c se rapportent à la cavité laser et les grandeurs indicées p se rapportent au faisceau de pompe.

Appelons w_{px0} et w_{py0} les waists du faisceau de pompe au point de focalisation dans le cristal pour les directions x et y respectivement. Appelons f_1 et f_2 les distances focales des systèmes optiques O_1 de collimation et O_2 de focalisation et g_y le grandissement pupillaire de l'afocal dans la direction y . Notons enfin d_x et d_y les dimensions de la zone émettrice de la diode laser dans les directions x et y .

w_{px0} et w_{py0} résultent d'un calcul par l'optique géométrique : ce sont les dimensions de l'image de la diode laser à travers tout le système optique. On ne tient pas compte ici des aberrations du système.

$$w_{px0} = \frac{f_2}{f_1} \frac{dx}{2} \quad (6)$$

$$w_{py0} = \frac{f_2}{f_1} \frac{dy}{2} \frac{1}{g_y} \quad (7)$$

Notons n l'indice du cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ ($n = 1,4$). Les expressions des deux divergences du faisceau de pompe θ_x et θ_y dans le cristal au niveau du point de focalisation s'écrivent :

$$\theta_x = \text{Arc sin} \left[\frac{1}{n} \sin \left(\text{Arc sin} \left(\frac{f_1}{f_2} \sin \frac{\theta_{\perp}}{2} \right) \right) \right] \quad (8)$$

$$\theta_y = \text{Arc sin} \left[\frac{1}{n} \sin \left(\text{Arc sin} \left(\frac{f_1}{f_2} g_y \sin \frac{\theta_{\parallel}}{2} \right) \right) \right] \quad (9)$$

où θ_{\parallel} et θ_{\perp} sont les deux divergences du faisceau issu de la diode pour les directions parallèle et perpendiculaire, au plan de jonction.

D'après les hypothèses et la référence [11], le faisceau de pompe varie selon les lois :

$$w_{px}(z) = w_{px0} + |z - z_0| \text{tg } \theta_x \quad (10)$$

$$w_{py}(z) = w_{py0} + |z - z_0| \text{tg } \theta_y \quad (11)$$

avec :

$$z_0 = \min \left[\frac{w_c - w_{px0}}{\text{tg } \theta_x}, \frac{w_c - w_{py0}}{\text{tg } \theta_y} \right] \quad (12)$$

où w_c est la taille du waist de la cavité, $w_{px}(z)$ et $w_{py}(z)$ représentent les waists du faisceau de pompe dans le cristal au point d'abscisse z .

Afin de fixer les idées, la figure 25 donne l'allure des faisceaux de pompe et de cavité dans le cristal, compte tenu des hypothèses. Notons l'extrême différence de divergence des deux faisceaux.

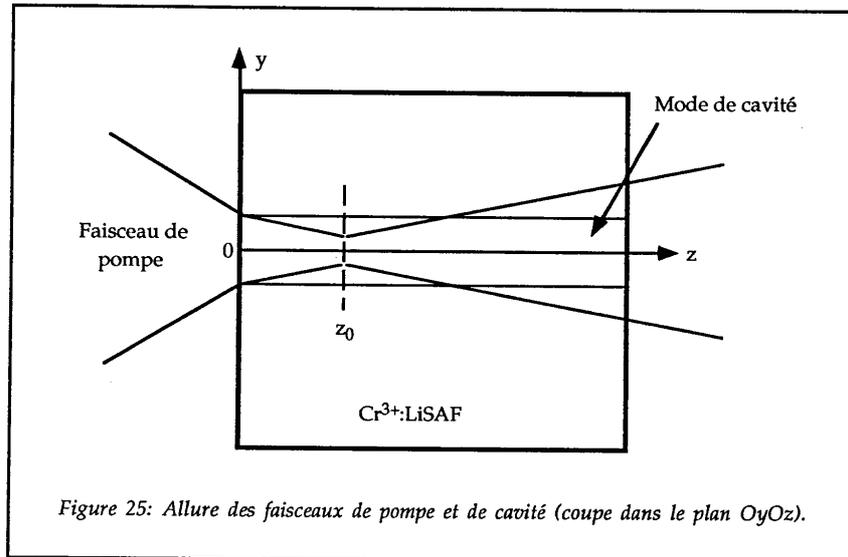


Figure 25: Allure des faisceaux de pompe et de cavité (coupe dans le plan $OyOz$).

Afin d'obtenir une expression de la puissance de sortie, nous allons calculer le gain du laser sur un aller et retour. Le fonctionnement du laser en régime continu va nous permettre ensuite d'égaliser le gain et les pertes du laser sur un aller et retour et de donner une expression implicite de la puissance de sortie. Enfin, nous obtiendrons une valeur explicite de cette puissance en faisant des approximations appelées "approximations près du seuil".

II.2.2 Calcul du gain du laser

II.2.2.1. Rappel de spectroscopie.

Les niveaux d'énergie de l'ion Cr^{3+} dans la matrice de LiSAF mis en jeu sont rappelés sur la figure 26.

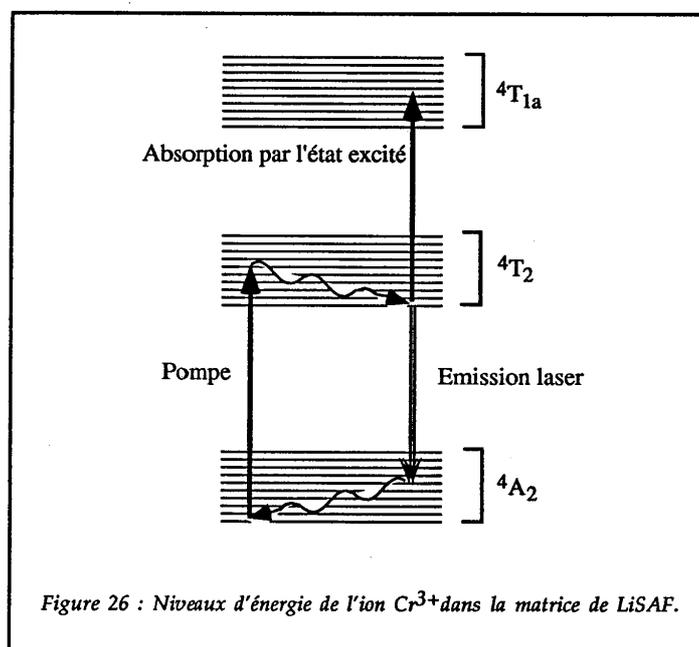


Figure 26 : Niveaux d'énergie de l'ion Cr^{3+} dans la matrice de LiSAF.

Rappelons qu'il s'agit ici d'un laser à quatre niveaux, la transition laser ayant lieu entre le bas de la bande $4T_2$ et un niveau vibrationnel de la bande $4A_2$.

Nous définissons l'état excité comme le niveau du haut de la transition laser.

Nous avons vu dans le chapitre I de la première partie, que les performances des lasers $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ étaient limitées par différents phénomènes physiques. Nous ne tiendrons pas compte ici de l'absorption par l'état fondamental qui est négligeable au delà de 800 nm. Nous considérons en effet que le laser fonctionne au maximum de son émission à 846 nm. Volontairement, nous ne prenons pas en compte le mécanisme d'"up-conversion" afin de simplifier les calculs. Bien sûr, nous reviendrons sur ce point ultérieurement.

Le seul phénomène dont nous allons maintenant tenir compte est l'absorption par les ions Cr^{3+} dans l'état excité à la longueur d'onde d'émission laser (absorption par l'état excité).

Cette absorption n'intervient pas dans l'expression de la population de l'état excité $4T_2$ car le temps de relaxation des atomes entre le niveau $4T_{1a}$ et le niveau excité est très inférieur à la microseconde (partie I, ref. [5]). Il est beaucoup plus faible que le temps de vie de l'état excité $4T_2$ (67 μs). A l'échelle de la micro-

seconde, il n'y a donc pas de variation de population de cet état due à l'absorption par l'état excité.

En revanche, cette dernière diminue le gain non saturé du laser. Les atomes de l'état excité absorbent en effet une partie des photons émis (voir II.2.2.4.).

II.2.2.2. Expression de la population de l'état excité.

Nous appelons :

$N(x, y, z)$ la densité volumique d'atomes dans l'état excité,

$T_p(x, y, z)$ le taux de pompage défini par le nombre d'atomes arrivant par seconde et par unité de volume dans l'état excité,

$I_c(x, y, z)$ l'intensité laser dans la cavité au point (x, y, z) ,

σ_{eff} la section efficace d'émission laser.

h est la constante de Planck,

ν_c la fréquence de l'émission laser,

et τ le temps de vie de l'état excité.

L'équation d'évolution de la population de l'état excité s'écrit :

$$\frac{dN}{dt}(x, y, z) = T_p(x, y, z) - \frac{\sigma_{eff}}{h\nu_c} N(x, y, z) I_c(x, y, z) - \frac{N(x, y, z)}{\tau} \quad (13)$$

Dans l'expression (13), le premier terme du second membre correspond à l'énergie apportée par la pompe, le second à l'émission stimulée et le troisième à l'émission spontanée.

Le laser fonctionnant en continu, la population de l'état excité est stationnaire donc : $\frac{dN}{dt} = 0$.

D'où :

$$N(x, y, z) = \frac{\tau T_p(x, y, z)}{1 + \frac{\sigma_{eff} \tau}{h\nu_c} I_c(x, y, z)} \quad (14)$$

II.2.2.3. Problème du "hole-burning" spatial

Dans la cavité laser que nous envisageons, deux ondes I_c^- et I_c^+ se propagent en sens inverse (figure 27).

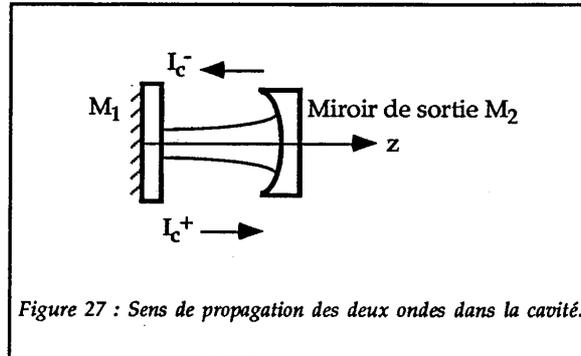


Figure 27 : Sens de propagation des deux ondes dans la cavité.

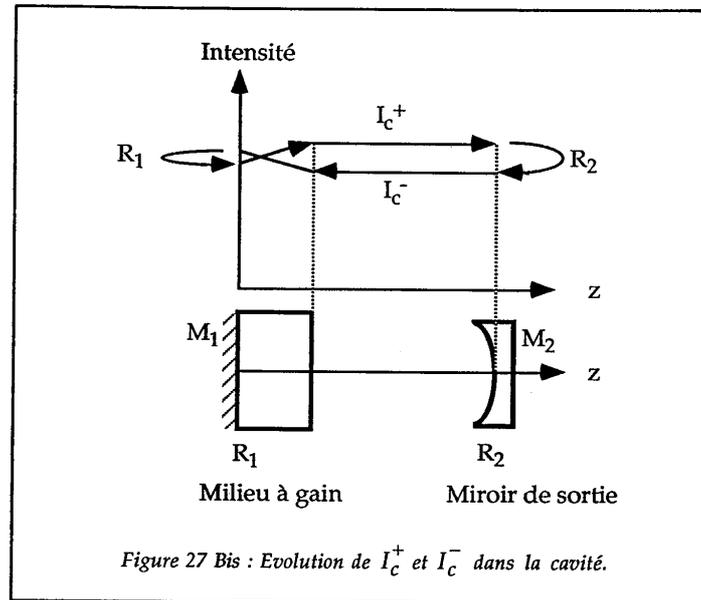
L'intensité en sortie du laser est le produit de I_c^+ par la transmission du miroir de sortie. Il nous faut donc trouver une relation entre I_c^+ , intensité de l'onde se propageant dans le sens $z > 0$, et I_c , intensité globale résultant des interférences de I_c^+ et I_c^- .

Si le laser émettait un rayonnement parfaitement monochromatique, l'expression de I_c en fonction de I_c^+ et I_c^- serait :

$$I_c = I_c^+ + I_c^- - 2I_c^+ I_c^- \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_c} z\right) \quad (15)$$

I_c est modulée dans ce cas selon l'axe z : c'est ce que l'on appelle le "hole burning spatial".

Nous supposons ici que la valeur des pertes globales dans la cavité n'excède pas quelques %. Nous verrons par la suite que cette approximation appelée approximation "faibles pertes" est tout à fait justifiée. En régime continu, le gain sur un aller et retour étant égal aux pertes, l'augmentation de I_c^- et I_c^+ après un passage dans le cristal ne sera que de quelques %. La figure 27 bis montre l'évolution de la valeur de I_c^- et I_c^+ le long de la cavité. Nous supposons ici que les seules pertes existant dans la cavité sont dues aux miroirs M1 et M2 dont le coefficient de réflexion est inférieur à 100 %.



Nous pouvons donc supposer que $I_c^+ = I_c^-$ avec une bonne approximation. En fait, le laser n'est pas monochromatique et son spectre a une largeur $\Delta\lambda_c$. L'intensité dans la cavité pour les longueurs d'onde λ_c et $\lambda_c + \Delta\lambda_c$ s'écrit :

$$I_c^{\lambda_c}(z) = 2I_c^{+\lambda_c} \left(1 - \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_c} z\right) \right) \quad (16)$$

$$I_c^{\lambda_c + \Delta\lambda_c}(z) = 2I_c^{+\lambda_c + \Delta\lambda_c} \left(1 - \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_c + \Delta\lambda_c} z\right) \right). \quad (17)$$

Supposons que les intensités $I_c^{+\lambda_c}$ et $I_c^{+\lambda_c + \Delta\lambda_c}$ soient égales.

Remarquons que les deux intensités données dans les formules (16) et (17) s'annulent au niveau de la face d'entrée du cristal. Ceci s'explique par le fait qu'un miroir apporte un déphasage de π à la réflexion, quelle que soit la longueur d'onde.

Dans notre cas, la bande de fluorescence du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ étant très large et la cavité ne contenant pas d'élément sélectif, de nombreux modes longitudinaux seront présents : la largeur du spectre en sortie pourra être de plusieurs nanomètres.

Considérons un spectre d'une longueur de $\Delta\lambda_c = 5$ nm. Nous allons représenter l'allure de I_c dans les cas où la longueur d'onde vaut λ_c et $\lambda_c + \Delta\lambda_c$. La figure 28 montre l'évolution de $I_c^{\lambda_c}$ et $I_c^{\lambda_c + \Delta\lambda_c}$ en fonction de z : il s'agit d'une évolution sinusoïdale (franges d'interférence) avec une période différente suivant la longueur d'onde considérée.

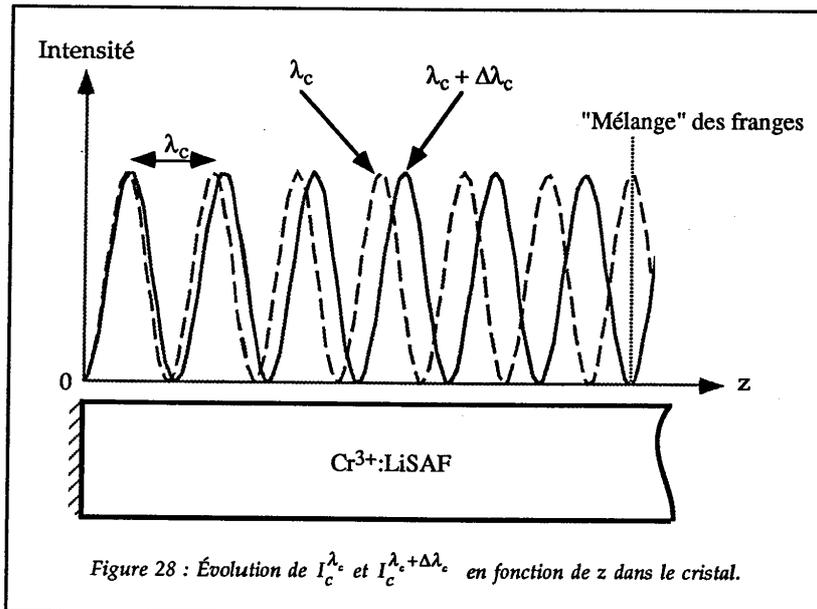


Figure 28 : Évolution de $I_c^{\lambda_c}$ et $I_c^{\lambda_c + \Delta\lambda_c}$ en fonction de z dans le cristal.

On constate sur la figure 28 que les franges correspondant aux intensités $I_c^{\lambda_c}$ et $I_c^{\lambda_c + \Delta\lambda_c}$ se "mélangent" à partir d'une certaine abscisse : lorsque le maximum de la première intensité correspond au minimum de la seconde, l'expression de cette abscisse s'écrit :

$$z = \frac{\lambda_c}{2\Delta\lambda_c} (\lambda_c + \Delta\lambda_c) \quad (18)$$

Cette abscisse, qui est liée à la longueur de cohérence, vaut dans notre cas ($\lambda_c=846$ nm, $\Delta\lambda_c=5$ nm) $z = 70$ μ m.

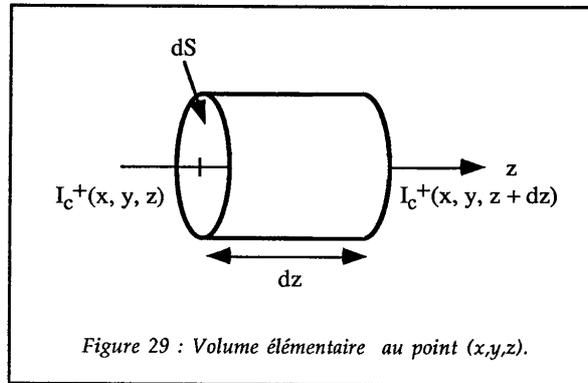
Les effets du "hole burning spatial" se feront donc sentir dans les 70 premiers microns du cristal. Dans la mesure où le cristal a une longueur de 2 mm, nous négligerons ce phénomène : nous assimilerons donc I_c à sa valeur moyenne :

$$I_c = 2I_c^+ \quad (19)$$

Dans les calculs suivants, nous ne tiendrons pas compte de la largeur spectrale du laser. Nous nous placerons au maximum de la valeur de la section efficace d'émission : à 846 nm.

II.2.2.4. Variation de I_c^+ due au gain du laser sur une tranche dz du cristal.

Nous allons considérer un volume $dV = dS \cdot dz$ autour d'un point (x, y, z) donné et un temps élémentaire $dt = dz/c$ (figure 29).



Cherchons le nombre de photons émis dans le volume dV pendant une durée dt parallèlement à l'axe du laser (axe z). Deux phénomènes sont à l'origine de l'émission de ces photons : l'émission stimulée et l'émission spontanée. Ici, nous négligeons les photons émis par émission spontanée, dans l'axe du laser, par rapport aux photons stimulés.

En un temps dt le nombre de photons entrant dans le volume dV est :

$$I_c^+(x, y, z) \frac{dS \, dt}{h\nu_c} \quad (20)$$

Le nombre de photons créés par émission stimulée dans le volume dV en un temps dt s'écrit :

$$\sigma_{eff} N(x, y, z) dz \, I_c^+(x, y, z) \frac{dS \, dt}{h\nu_c} \quad (21)$$

Cependant, l'état excité absorbe une partie des photons avec une section efficace σ_{esa} . Ainsi, le nombre de photons réellement émis dans le volume dV en un temps dt est :

$$(\sigma_{eff} - \sigma_{esa})N(x,y,z) I_c^+(x,y,z) \frac{dS dt}{h\nu_c} \quad (22)$$

A l'abscisse $z + dz$, il sort donc un nombre de photons égal à :

$$I_c^+(x,y,z) \frac{dS dt}{h\nu_c} + (\sigma_{eff} - \sigma_{esa})N(x,y,z) I_c^+(x,y,z) \frac{dS dt}{h\nu_c} , \quad (23)$$

d'où l'expression de I_c^+ au point $(x, y, z + dz)$:

$$I_c^+(x,y,z+dz) = I_c^+(x,y,z) + (\sigma_{eff} - \sigma_{esa})N(x,y,z) I_c^+(x,y,z) dz \quad (24)$$

or :

$$I_c^+(x,y,z+dz) = I_c^+(x,y,z) + \frac{dI_c^+}{dz}(x,y,z) dz \quad (25)$$

En utilisant (24) et (25) nous déduisons :

$$\frac{dI_c^+}{dz}(x,y,z) = (\sigma_{eff} - \sigma_{esa}) N(x,y,z) I_c^+(x,y,z) \quad (26)$$

En tenant compte de l'expression de $N(x,y,z)$ (14) et de (19) nous obtenons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dI_c^+}{dz}(x,y,z) = \frac{g_0(x,y,z) I_c^+(x,y,z)}{1 + 2s I_c^+(x,y,z)} \\ \text{avec } g_0(x,y,z) = \tau(\sigma_{eff} - \sigma_{esa}) T_p(x,y,z) \\ s = \frac{\sigma_{eff} \tau}{h\nu_c} \text{ (pour le } Cr^{3+}:LiSAF, s = 1,37 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/W) \end{array} \right. \quad (27)$$

Nous retrouvons bien l'expression de $\frac{dI_c^+}{dz}$ donnée dans de nombreuses publications [37-40-41].

$g_0(x,y,z)$ est appelé gain non saturé et s paramètre de saturation.

II.2.2.5. Expression du gain non saturé g_0 en fonction du profil de pompe.

D'après les hypothèses de base, l'intensité dans le cristal s'écrit :

$$I_p(x, y, z) = I_0(z) \exp(-\alpha_p z) \exp - 2 \left[\frac{x^2}{w_{px}^2(z)} + \frac{y^2}{w_{py}^2(z)} \right] \quad (28)$$

où α_p est le coefficient d'absorption linéique du cristal à 670 nm.
 $I_0(z)$ est l'intensité du faisceau de pompe à l'abscisse z du cristal.

Le facteur 2 dans la deuxième exponentielle vient de la définition des waists : l'intensité est divisée par $1/e^2$ par rapport au maximum pour les abscisses $x = w_{px}$ et $y = w_{py}$.

Le nombre de photons absorbés $n_{abs}(x, y, z)$ par unité de volume et par seconde a le même profil que $I_p(x, y, z)$. De plus, le nombre d'atomes arrivant dans l'état excité par unité de volume et par seconde ($T_p(x, y, z)$) est égal à $n_{abs}(x, y, z)$:

$$n_{abs}(x, y, z) = T_p(x, y, z) \quad (29)$$

$T_p(x, y, z)$ peut donc s'écrire sous la forme :

$$T_p(x, y, z) = T_p(0, 0, z) \exp - 2 \left[\frac{x^2}{w_{px}^2(z)} + \frac{y^2}{w_{py}^2(z)} \right] \quad (30)$$

Il reste à calculer la valeur de $T_p(0, 0, z)$.

Considérons une tranche dz du cristal, comprise entre les abscisses z et $z + dz$.

Appelons $P_p(z)$ la puissance de pompe au point d'abscisse z du cristal et P_{p0} la puissance de pompe incidente sur le cristal (en $z = 0$). $P_p(z)$ s'écrit :

$$P_p(z) = P_{p0} e^{-\alpha_p z} \quad (31)$$

Le nombre d'atomes arrivant dans l'état excité par seconde entre z et $z + dz$ est :

$$\frac{\lambda_p}{hc} \alpha_p P_{p0} e^{-\alpha_p z} dz \quad (32)$$

où : c est la vitesse de la lumière dans le vide et
 λ_p la longueur d'onde de la pompe dans le vide.

Le nombre d'atomes arrivant dans l'état excité par seconde entre z et $z + dz$ s'écrit :

$$dz \iint_{xy} T_p(x, y, z) dx dy . \quad (33)$$

En utilisant (29), nous pouvons évaluer (32) et (33). Nous obtenons :

$$\frac{\lambda_p}{hc} \alpha_p P_{p0} e^{-\alpha_p z} = \frac{1}{\tau} T_p(0, 0, z) \iint_{xy} e^{-2 \left(\frac{x^2}{w_{px}^2(z)} + \frac{y^2}{w_{py}^2(z)} \right)} dx dy . \quad (34)$$

Après résolution de l'intégrale nous trouvons :

$$T_p(0, 0, z) = \frac{2 \lambda_p P_{p0} \alpha_p}{hc \pi} \frac{e^{-\alpha_p z}}{w_{px}(z) w_{py}(z)} . \quad (35)$$

Le nombre d'atomes arrivant dans l'état excité par unité de volume et par seconde s'écrit donc :

$$T_p(x, y, z) = \frac{2 \lambda_p \alpha_p P_{p0} e^{-\alpha_p z}}{hc \pi w_{px}(z) w_{py}(z)} \exp -2 \left(\frac{x^2}{w_{px}^2(z)} + \frac{y^2}{w_{py}^2(z)} \right) . \quad (36)$$

Finalement la valeur du gain non saturé $g_0(x, y, z)$ s'écrit :

$$g_0(x, y, z) = \frac{2(\sigma_{eff} - \sigma_{esa}) \tau \lambda_p \alpha_p P_{p0} e^{-\alpha_p z}}{hc \pi w_{px}(z) w_{py}(z)} \exp -2 \left(\frac{x^2}{w_{px}^2(z)} + \frac{y^2}{w_{py}^2(z)} \right) . \quad (37)$$

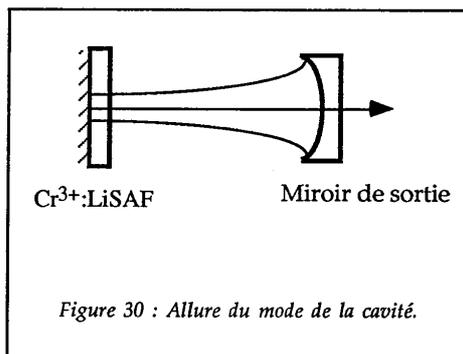
II.2.2.6. Gain du laser sur un aller et retour.

Appelons $P_c^+(z)$ la puissance lumineuse présente au point z du cristal, due à l'émission laser.

$P_c^+(z)$ est reliée à $I_c^+(x, y, z)$ par une relation intégrale :

$$P_c^+(z) = \iint_{xy} I_c^+(x,y,z) dx dy \quad (38)$$

$I_c^+(x,y,z)$ a un profil gaussien, circulaire (nous considérons ici une cavité plan-concave) avec un waist noté ω_c .



D'après la géométrie de la cavité, le plan du waist est situé sur le miroir plan déposé sur la face d'entrée du cristal. Rappelons que nous pouvons considérer que le mode de cavité a un rayon constant dans le cristal (§ II.1).

L'expression de $I_c^+(x,y,z)$ peut donc s'écrire :

$$I_c^+(x,y,z) = I_{co}^+(z) \exp - 2 \left(\frac{x^2 + y^2}{w_c^2} \right) \quad (39)$$

$I_{co}^+(z)$ étant l'intensité dans la cavité sur l'axe optique. L'expression (38) permet de relier $I_{co}^+(z)$ à $P_c^+(z)$ et nous obtenons après intégration de $I_c^+(x,y,z)$:

$$I_{co}^+(z) = \frac{2P_c^+(z)}{\pi w_c^2} \quad (39 \text{ Bis})$$

$I_c^+(x,y,z)$ vaut donc :

$$I_c^+(x,y,z) = \frac{2P_c^+(z)}{\pi w_c^2} \exp - 2 \left(\frac{x^2 + y^2}{w_c^2} \right) \quad (40)$$

Nous définissons ici le gain du laser sur un aller et retour comme l'augmentation de $P_c^+(z)$ après un aller et retour dans la cavité.

L'augmentation de $P_c^+(z)$ sur une tranche dz s'écrit d'après (38).

$$\frac{dP_c^+(z)}{dz} = \frac{d}{dz} \iint_{xy} I_c^+(x, y, z) dx dy . \quad (41)$$

En utilisant l'expression (40) de $I_c^+(x, y, z)$ nous obtenons :

$$\frac{dP_c^+(z)}{dz} = \frac{d}{dz} \iint_{xy} \frac{2P_c^+(z)}{\pi w_c^2} \exp - 2 \left(\frac{x^2 + y^2}{w_c^2} \right) dx dy . \quad (42)$$

L'exponentielle n'étant pas fonction de z , les variables x, y d'une part et z d'autre part sont séparées : nous pouvons inverser le signe "dérivée" et le signe "intégrale" d'où :

$$\frac{dP_c^+(z)}{dz} = \iint_{xy} \frac{dI_c^+}{dz}(x, y, z) dx dy . \quad (43)$$

Cette expression nous permet d'utiliser l'expression de $\frac{dI_c^+}{dz}(x, y, z)$ trouvée en (27). Notons que la séparation des variables x, y et z va nous permettre de simplifier considérablement le calcul numérique.

C'est là le principal intérêt de la méthode développée par Alfrey [37] par rapport à une méthode de calcul comme celle de Laporta [38] où les intégrales restent volumiques.

Le gain après un passage dans le cristal s'écrit :

$$\Delta P_c^+ = \int_{z=0}^{z=\ell} \left[\iint_{xy} \frac{dI_c^+}{dz}(x, y, z) dx dy \right] dz . \quad (44)$$

où ℓ est la longueur du cristal.

Le gain sur un aller et retour noté $(\Delta P_c^+)_{gain}$ dans la cavité est égal au gain après deux passages. Il s'écrit en tenant compte des formules (27), (37) et (40) :

$$\begin{aligned}
 (\Delta P_c^+)_{gain} = & 2 \int_{z=0}^{z=\ell} P_c^+(z) \frac{4(\sigma_{eff} - \sigma_{esa}) \tau \lambda_P \alpha_P P_{P0} e^{-\alpha_P z}}{hc \pi^2 w_{Px}(z) w_{Py}(z) w_c^2} \times \\
 & \left[\iint_{xy} \frac{\exp-2 \left(x^2 \left(\frac{1}{w_{Px}^2(z)} + \frac{1}{w_c^2} \right) + y^2 \left(\frac{1}{w_{Py}^2(z)} + \frac{1}{w_c^2} \right) \right)}{1 + \frac{4sP_c^+(z)}{\pi w_c^2} \exp-2 \left(\frac{x^2 + y^2}{w_c^2} \right)} dx dy \right] dz . \quad (45)
 \end{aligned}$$

II.2.3. Expression implicite de la puissance de sortie.

En utilisant l'approximation "faibles pertes" développée au II.2.2.3, le gain étant égal aux pertes sur un aller et retour en régime continu, nous pouvons dire que $P_c^+(z)$ varie relativement peu au cours d'un aller et retour dans la cavité. Nous allons donc assimiler la valeur $P_c^+(z)$ à sa valeur au niveau du miroir de sortie que nous notons P_c^+ . Ainsi, quelque soit z ,

$$P_c^+(z) = P_c^+ \quad (46)$$

Appelons $(\Delta P_c^+)_{pertes}$ la variation due aux pertes de la puissance dans la cavité sur un aller et retour. Celle-ci s'écrit :

$$(\Delta P_c^+)_{pertes} = P_c^+ (T + L) \quad (47)$$

où L représente les pertes dans la cavité autres que celles introduites par la transmission T du miroir de sortie. On appelle ces pertes les "pertes passives".

En régime continu, le gain sur un aller et retour est égal aux pertes sur un aller et retour. En égalant (45) et (47) et en utilisant (46) nous obtenons l'expression (48) :

$$2 \int_{z=0}^{z=L} \frac{4\sigma \lambda_P \alpha_P P_{P0} e^{-\alpha_r z}}{hc \pi^2 w_{Px}(z) w_{Py}(z) w_c^2} \left[\iint_{xy} \frac{\exp-2 \left[x^2 \left(\frac{1}{w_{rx}^2(z)} + \frac{1}{w_c^2} \right) + y^2 \left(\frac{1}{w_{ry}^2(z)} + \frac{1}{w_c^2} \right) \right]}{1 + \frac{4sP_{out}}{T\pi w_c^2} \exp-2 \left(\frac{x^2 + y^2}{w_c^2} \right)} dx dy \right] dz = T + L \quad (48)$$

avec : P_{out} , puissance de sortie du laser : $P_{out} = TP_c^+$,

et : $\sigma = \sigma_{eff} \sigma_{esa}$.

L'expression (48) est donc une formule implicite de P_{out} . La résolution numérique revient à chercher par approximations successives le zéro de la fonction :

$$f(P_{out}) = 2 \int_{z=0}^{z=L} \frac{4\sigma \lambda_P \alpha_P P_{P0} e^{-\alpha_r z}}{hc \pi^2 w_{Px}(z) w_{Py}(z) w_c^2} \left[\iint_{xy} \frac{\exp-2 \left[x^2 \left(\frac{1}{w_{rx}^2(z)} + \frac{1}{w_c^2} \right) + y^2 \left(\frac{1}{w_{ry}^2(z)} + \frac{1}{w_c^2} \right) \right]}{1 + \frac{4sP_{out}}{T\pi w_c^2} \exp-2 \left(\frac{x^2 + y^2}{w_c^2} \right)} dx dy \right] dz - (T + L) \quad (49)$$

Pour chaque approximation, il faudra calculer les intégrales en xy et en z . Sachant qu'il n'est pas possible, au regard de l'expression (48), de séparer les variables xy , le temps de calcul va être extrêmement long. Afin d'éviter ce problème, nous effectuerons deux approximations que nous commenterons par la suite à l'aide de données expérimentales. Ces approximations consistent à dire que le laser fonctionne près du seuil. Elles peuvent à première vue être justifiées dans la mesure où le rapport de la puissance de pompe maximale sur la puissance de pompe au seuil ne dépassera pas quelques unités dans notre cas, la diode laser ne délivrant que 500 mW.

II.2.4. Approximations près du seuil.

Les deux approximations sont reprises des travaux de Laporta [38].

II.2.4.1. Approximation $B^* \ll 1$.

Cette approximation va consister à rendre l'expression (48) explicite en P_{out} . Nous définissons le paramètre :

$$B^* = \frac{4s P_{out}}{T \pi w_c^2} \quad (50)$$

L'expression (48) à l'aide de (50) devient :

$$2 \int_{z=0}^{z=\ell} \frac{4\sigma\tau \lambda_P \alpha_P P_{P0} e^{-\alpha_P z}}{hc \pi^2 w_{Px}(z) w_{Py}(z) w_c^2} \left[\iint_{xy} \frac{\exp-2 \left[x^2 \left(\frac{1}{w_{Px}^2(z)} + \frac{1}{w_c^2} \right) + y^2 \left(\frac{1}{w_{Py}^2(z)} + \frac{1}{w_c^2} \right) \right]}{1 + B^* \exp-2 \left(\frac{x^2 + y^2}{w_c^2} \right)} dx dy \right] dz = T + L \quad (51)$$

Nous allons supposer ici que B^* est très faible devant 1, d'où :

$$\frac{1}{1 + B^* \exp-2 \left(\frac{x^2 + y^2}{w_c^2} \right)} \approx 1 - B^* \exp-2 \left(\frac{x^2 + y^2}{w_c^2} \right) \quad (52)$$

Les variables x et y peuvent alors être séparées et les intégrales sur x et sur y calculées.

L'équation (51) devient :

$$2 \int_{z=0}^{z=\ell} \frac{4\sigma\tau \lambda_P \alpha_P P_{P0} e^{-\alpha_P z}}{hc \pi^2 w_{Px}(z) w_{Py}(z) w_c^2} \left[\frac{\pi}{\sqrt{A_x(z) A_y(z)}} - \frac{4s P_{out}}{T \pi w_c^2} \frac{\pi}{\sqrt{A'_x(z) A'_y(z)}} \right] dz = T + L \quad (53)$$

en posant :

$$\begin{cases} A_x(z) = 2 \left(\frac{1}{w_{Px}^2(z)} + \frac{1}{w_c^2} \right) & A_y(z) = 2 \left(\frac{1}{w_{Py}^2(z)} + \frac{1}{w_c^2} \right) \\ A'_x(z) = 2 \left(\frac{1}{w_{Px}^2(z)} + \frac{2}{w_c^2} \right) & A'_y(z) = 2 \left(\frac{1}{w_{Py}^2(z)} + \frac{2}{w_c^2} \right) \end{cases} \quad (54)$$

En séparant les parties dépendant de z des constantes nous obtenons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{8\sigma\tau \lambda_P \alpha_P P_{P0}}{hc \pi w_c^2} \left(J_1 - \frac{4s P_{out}}{T\pi w_c^2} J_2 \right) = T + L \\ avec \quad J_1 = \int_{z=0}^{z=l} \frac{e^{-\alpha_P z}}{w_{Px}(z)w_{Py}(z)\sqrt{A_x(z)A_y(z)}} dz \\ J_2 = \int_{z=0}^{z=l} \frac{e^{-\alpha_P z}}{w_{Px}(z)w_{Py}(z)\sqrt{A'_x(z)A'_y(z)}} dz \end{array} \right. \quad (55)$$

Remarquons que ces intégrales ne font intervenir que les caractéristiques géométriques des modes des cavité et de pompe et l'absorption le long du cristal.

Il reste à exprimer P_{out} à partir de cette expression (55) :

$$P_{out} = \frac{T\pi w_c^2}{4s J_2} \left[J_1 - \frac{(T+L) hc \pi w_c^2}{8\sigma\tau \lambda_P \alpha_P P_{P0}} \right] \quad (56)$$

Si l'on trace l'allure de P_{out} en fonction de la puissance de pompe P_{P0} , on obtient le graphe de la figure 31 :

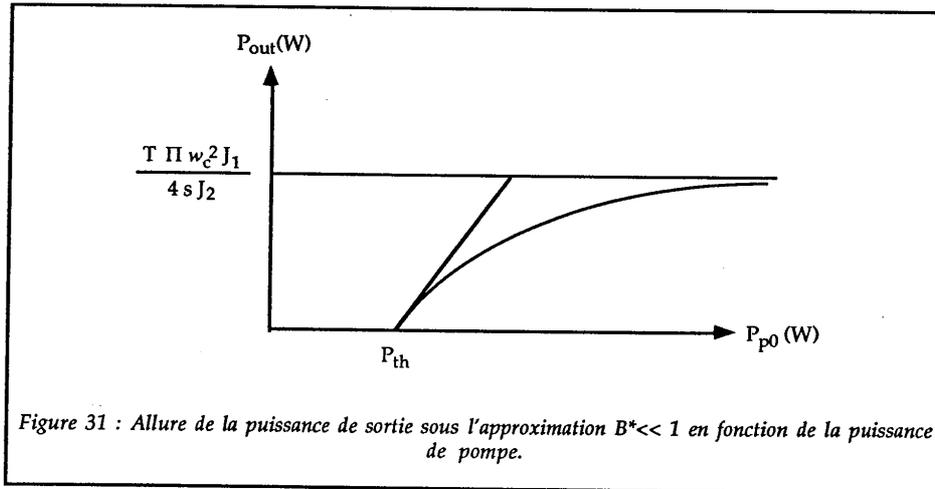


Figure 31 : Allure de la puissance de sortie sous l'approximation $B^* \ll 1$ en fonction de la puissance de pompe.

Cette courbe traduit bien l'existence d'un seuil d'émission laser. En revanche, elle ne rend pas compte de l'évolution linéaire de la puissance de sortie, en fonction de la puissance de pompe obtenue expérimentalement. La deuxième approximation va justement consister à linéariser cette expression au voisinage du seuil.

 II.2.4.2. Linéarisation au seuil.

Commençons par calculer la valeur de la puissance de pompe au seuil du laser. Ce calcul aurait pu être mené avant l'approximation $B^* \ll 1$ car par définition, au seuil $P_{out}=0$: l'intégrale sur x et y peut être calculée sans problème et surtout sans approximation. Evaluer le seuil à cet endroit du calcul va nous permettre de réemployer les grandeurs qui viennent d'être définies.

En reprenant l'équation (55) nous obtenons avec $P_{out} = 0$:

$$\frac{8\sigma\tau\lambda_P\alpha_P P_{P0}}{hc\pi w_c^2} J_1 = T + L \quad . \quad (57)$$

Dans toute la suite, P_{th} est la puissance de pompe au seuil du laser ($P_{P0}=P_{th}$ au seuil du laser), d'où :

$$P_{th} = \frac{(T+L)hc\pi w_c^2}{8\sigma\tau\lambda_P\alpha_P J_1} \quad . \quad (58)$$

Reportons P_{th} dans l'expression (56) de la puissance de sortie :

$$P_{out} = \frac{T\pi w_c^2}{4s J_2} J_1 \left[\frac{P_{P0} - P_{th}}{P_{P0} P_{th}} \right] \quad . \quad (59)$$

En linéarisant cette expression, qui est une fonction de P_{P0} , au point P_{th} , on obtient :

$$P_{out} \approx \frac{T\pi w_c^2}{4s J_2} \frac{J_1}{P_{th}^2} [P_{P0} - P_{th}] \quad . \quad (60)$$

Cette opération revient à assimiler la puissance de sortie à sa tangente au seuil du laser. Nous utiliserons l'expression (60) pour optimiser la puissance de sortie du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diode en fonction des tailles des faisceaux de pompe et de cavité.

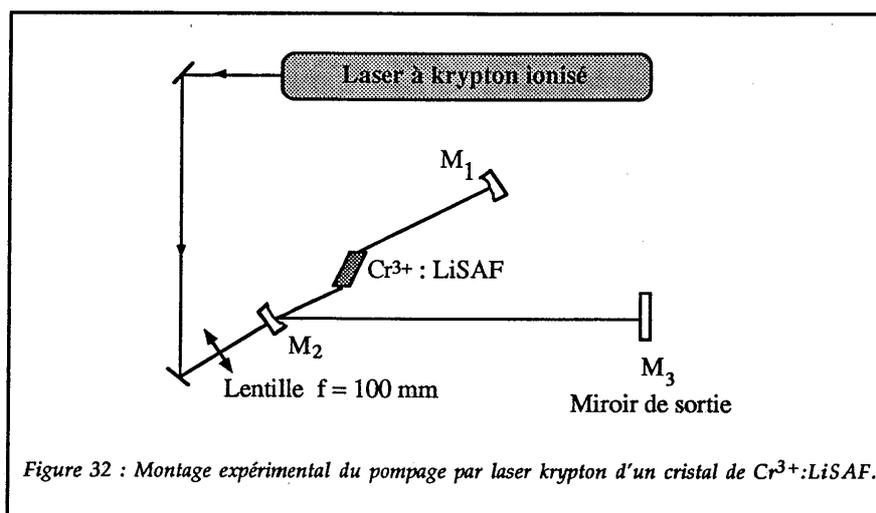
Cependant, nous allons auparavant essayer de valider l'ensemble du modèle présenté ici pour savoir dans quelle mesure les hypothèses effectuées au cours du calcul sont justifiées et quelle est la plage d'application des approximations près du seuil, ainsi que l'erreur qu'elles introduisent.

II.3. Validation du modèle.

Nous allons ici appliquer notre modèle au cas du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par l'intermédiaire d'un laser à krypton ionisé décrit dans la première partie du mémoire. Grâce à la géométrie des faisceaux de pompe et de cavité, la puissance de sortie de ce laser pourra être simulée sans avoir besoin des approximations près du seuil. Nous pourrons de plus comparer les résultats théoriques aux données expérimentales obtenues avec ce laser.

II.3.1. Description de la cavité

La cavité utilisée est celle de la première partie du mémoire (figure 32). Un cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ de 15 mm de long dopé à 0,8 % en masse est pompé par les raies rouges (647 nm et 676 nm) d'un laser à krypton ionisé.



Le faisceau de pompe est focalisé dans le cristal par une lentille de 100 mm de focale, ce qui donne un waist de pompe calculé de 18 μm dans le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$. Le waist du mode de cavité calculé est égal à 20 μm .

Les figures 33 et 34 suivantes représentent les évolutions des faisceaux de pompe et de cavité à l'intérieur du cristal dans un plan parallèle à la figure 32 et dans un plan perpendiculaire.

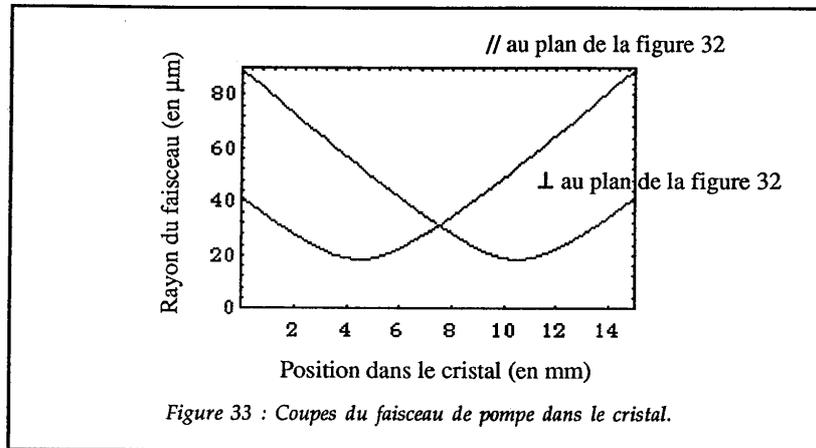


Figure 33 : Coupes du faisceau de pompe dans le cristal.

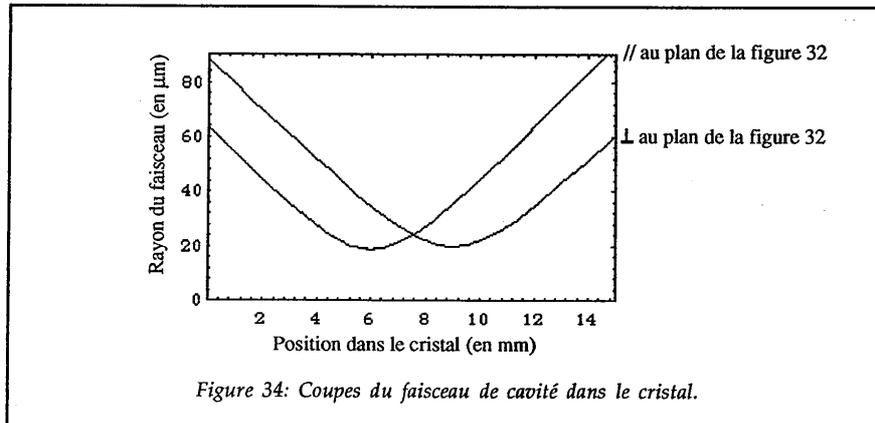


Figure 34 : Coupes du faisceau de cavité dans le cristal.

Ces figures montrent la présence d'astigmatisme des faisceaux que nous négligerons dans les calculs, dans la mesure où les faisceaux de pompe et de cavité se recouvrent et où le cristal est suffisamment long pour qu'il y ait un effet de moyenne. Dans la suite du calcul, nous supposons que les faisceaux de pompe et de cavité sont circulaires.

Remarquons ici que le faisceau de cavité évolue en taille dans le cristal, contrairement à l'hypothèse faite au § II.2.1. Ceci est dû à l'utilisation d'un cristal plus long (15 mm contre 2 mm) et à une focalisation plus importante (20 μm contre environ 100 μm) : il faudra, ici, tenir compte de la dépendance de w_c en fonction de z .

Nous supposons une évolution gaussienne du faisceau de cavité, l'origine de l'axe z étant située à l'entrée du cristal :

$$\left\{ \begin{array}{l} w_c(z) = w_{c0} \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_c}{z_{c0}} \right)^2} \\ \text{avec } z_c = 7,5 \text{ mm} \\ z_{c0} = \frac{n\pi w_{c0}^2}{\lambda_c} \end{array} \right. \quad (61)$$

n : indice du cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$

λ_c : longueur d'onde d'émission laser

w_{c0} : waist du mode de cavité (20 μm).

De même, nous supposons une évolution gaussienne du faisceau de pompe :

$$\left\{ \begin{array}{l} w_p(z) = w_{p0} \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_p}{z_{p0}} \right)^2} \\ \text{avec } z_p = 7,5 \text{ mm} \\ z_{p0} = \frac{n\pi w_{p0}^2}{\lambda_p} \\ w_{p0} = 18 \mu\text{m} \text{ (waist de pompe)} \end{array} \right. \quad (62)$$

w_{p0} : waist du faisceau de pompe (18 μm)

II.3.2. Puissance de sortie sans approximation

Reprenons l'expression (48). Nous tenons compte ici du caractère circulaire du faisceau de pompe : $w_{px} = w_{py} = w_p$.

$$2 \int_{z=0}^{z=\ell} \frac{4\sigma\tau \lambda_P \alpha_P P_{P0}}{hc \pi^2 w_p^2(z) w_c^2(z)} e^{-\alpha_P z} \left[\iint \frac{\exp-2(x^2+y^2) \left(\frac{1}{w_p^2(z)} + \frac{1}{w_c^2(z)} \right)}{xy \left(1 + \frac{4sP_{out}}{T\pi w_c^2(z)} \exp-2 \left(\frac{x^2+y^2}{w_c^2(z)} \right) \right)} dx dy \right] dz = T+L. (63)$$

Compte tenu de la symétrie de révolution, nous passons en coordonnées cylindriques $(x, y) \rightarrow (r, \theta)$ avec $r^2 = x^2 + y^2$.

L'expression (63) devient :

$$2 \int_{z=0}^{z=\ell} \left[\frac{4\sigma\tau \lambda_P \alpha_P P_{P0} e^{-\alpha_P z}}{hc \pi^2 w_p^2(z) w_c^2(z)} 2\pi \int_0^{\infty} \frac{\exp-2r^2 \left(\frac{1}{w_p^2(z)} + \frac{1}{w_c^2(z)} \right)}{1 + \frac{4sP_{out}}{T\pi w_c^2(z)} \exp-2 \frac{r^2}{w_c^2(z)}} r dr \right] dz = T+L. (64)$$

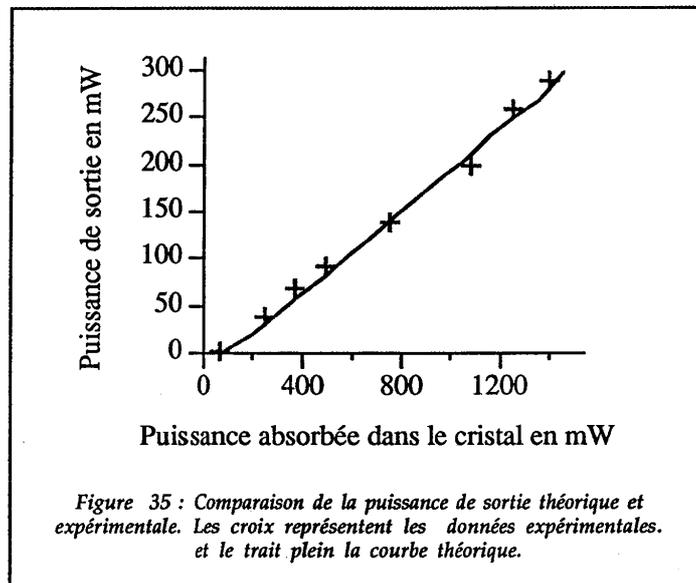
Appelons $\phi(z, P_{out})$ l'intégrale selon r . Cette intégrale peut être résolue littéralement en utilisant des fonctions hypergéométriques qui sont des suites de fonctions exponentielles. Ce fait va permettre au programme de calcul, en l'occurrence Mathematica, d'obtenir des valeurs numériques de $\phi(z, P_{out})$ très rapidement. Ainsi nous allons pouvoir trouver la valeur de P_{out} sans approximation en cherchant le zéro de la fonction $f(P_{out})$, pour différentes puissances de pompe :

$$f(P_{out}) = 2 \int_{z=0}^{z=\ell} \left[\frac{4\sigma\tau \lambda_P \alpha_P P_{P0} e^{-\alpha_P z}}{hc \pi^2 w_p^2(z) w_c^2(z)} \times 2\pi \phi(z, P_{out}) \right] dz - (T+L). (65)$$

Le calcul d'un couple (P_{out}, P_{P0}) demande environ 15 minutes (sur un Macintosh FX).

II.3.3. Comparaison des courbes théorique et expérimentale

La seule donnée numérique que nous ne connaissons pas avec beaucoup de précision concerne les pertes passives L par aller et retour dans la cavité : c'est ce paramètre que nous allons ajuster numériquement afin que les seuils théoriques et expérimentaux soient égaux.



La courbe théorique donnée sur la figure 35 a été calculée pour $L = 1,4 \%$.

Les pertes passives que nous avons mesurées expérimentalement valaient $L = 1,5 \pm 0,3 \%$ (première partie § II.2.1.). L'accord entre la théorie et l'expérience au niveau de ces pertes passives est donc bon.

La figure 35 montre que la puissance de sortie théorique correspond à la puissance de sortie expérimentale. Pour des puissances de pompe voisines du watt, remarquons, cependant, quelques irrégularités sur la courbe théorique (Fig.35). Celles-ci sont certainement dues à la limitation du nombre de chiffres significatifs par le programme de calcul.

II.3.4. Influence du mécanisme de "up-conversion"

Jusqu'à présent, nous n'avions pas tenu compte de cet effet. L'accord entre puissances de sortie théorique et expérimentale (Figure 35) nous incite à penser que l'influence de l'"up-conversion" est négligeable, dans le cas de notre laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par krypton. Nous allons ici le vérifier.

Le mécanisme de "up-conversion" est décrit dans la première partie du mémoire (§ I.3.5.3). Il intervient dans l'équation d'évolution de la population de l'état excité (13) sous la forme d'un terme en $-\alpha N_{up}^2$. (N_{up} est la population de l'état excité en présence du mécanisme de "up-conversion"). Le coefficient α vaut

3,5 10^{-16} cm³/s pour un cristal de Cr³⁺:LiSAF dopé à 2,2 % en masse et 4,5 10^{-16} cm³/s pour un dopage de 4,5 % (référence [9] de la partie I). Pour un dopage de 0,8 %, nous l'estimons à 3.10⁻¹⁶ cm³/s (en supposant une variation linéaire de α avec le dopage en chrome).

Nous réécrivons l'équation (13) en tenant compte du terme en $-\alpha N_{up}^2$:

$$\frac{dN_{up}}{dt}(x, y, z) = T_p(x, y, z) - \frac{\sigma_{eff}}{h\nu_c} N_{up}(x, y, z) I_c(x, y, z) - \frac{N_{up}(x, y, z)}{\tau} - \alpha N_{up}^2(x, y, z) \quad (66)$$

A l'état stationnaire, $\frac{dN_{up}(x, y, z)}{dt} = 0$. La formule (66) devient une équation du second degré en $N_{up}(x, y, z)$. La seule solution positive s'écrit (67) :

$$N_{up}(x, y, z) = \frac{\sqrt{\Delta(x, y, z)} - \frac{1}{\tau} - \frac{\sigma_{eff} I_c(x, y, z)}{h\nu_c}}{2\alpha}, \quad (67)$$

$$\text{avec : } \Delta(x, y, z) = \left(\frac{1}{\tau} + \frac{\sigma_{eff} I_c(x, y, z)}{h\nu_c} \right)^2 + 4\alpha T_p(x, y, z).$$

La valeur de $I_c(x, y, z)$ est obtenue à partir des formules (19) et (40) :

$$I_c(x, y, z) = \frac{4P_c^+(z)}{\pi w_c^2(z)} \exp - 2 \left(\frac{x^2 + y^2}{w_c^2(z)} \right) \quad (68)$$

$T_p(x, y, z)$ est donné par la formule (36) que nous rappelons ici :

$$T_p(x, y, z) = \frac{2 \lambda_p \alpha_p P_{p0} e^{-\alpha_p z}}{hc \pi w_{px}(z) w_{py}(z)} \exp - 2 \left(\frac{x^2}{w_{px}^2(z)} + \frac{y^2}{w_{py}^2(z)} \right). \quad (36)$$

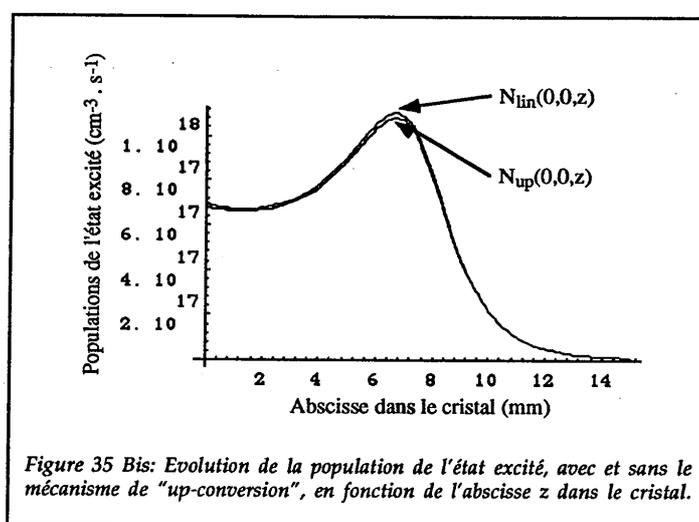
Notons que dans le cas du pompage par krypton, nous avons les égalités suivantes :

$$w_{px}(z) = w_{py}(z) = w_p(z) \quad (69)$$

Dans la formule (66), l'influence du terme en $-\alpha N_{up}^2(x, y, z)$ est d'autant plus élevé que $N_{up}(x, y, z)$ est grand.

D'après l'expression de $T_p(x,y,z)$, les plus grandes valeurs de $N(x,y,z)$ sont atteintes sur l'axe de la cavité ($x = 0, y = 0$). Nous étudions donc l'influence du mécanisme de "up-conversion" sur cet axe.

Au seuil du laser ($P_c^+(z) = 0, I_c(x,y,z) = 0$), nous avons tracé $N_{up}(0,0,z)$, donnée par la formule (67), ainsi que $N_{lin}(0,0,z)$, donnée par la formule (14) ($N_{lin}(0,0,z)$ la population de l'état excité lorsque le mécanisme d'up-conversion n'est pas pris en compte). La figure 35 bis montre que ces deux courbes sont très proches l'une de l'autre.



Dès que le laser fonctionne, les populations de l'état excité avec et sans le mécanisme de "up-conversion" sont confondues. Ce fait est dû à la prédominance du terme $-\frac{\sigma_{eff}}{h\nu_c} N_{up}(x,y,z) I_c(x,y,z)$ sur le terme $-\alpha N_{up}^2(x,y,z)$ de l'équation (66).

Le mécanisme de "up-conversion" a donc une influence négligeable dans le cas du laser Cr^{3+} :LiSAF pompé par krypton. Nous étudierons son effet sur le laser Cr^{3+} :LiSAF pompé par diode par la suite.

Nous avons ainsi vérifié la validité de notre calcul sur le cas du laser Cr^{3+} :LiSAF pompé par krypton. Il faut maintenant calculer la puissance de sortie de ce laser avec les approximations au seuil.

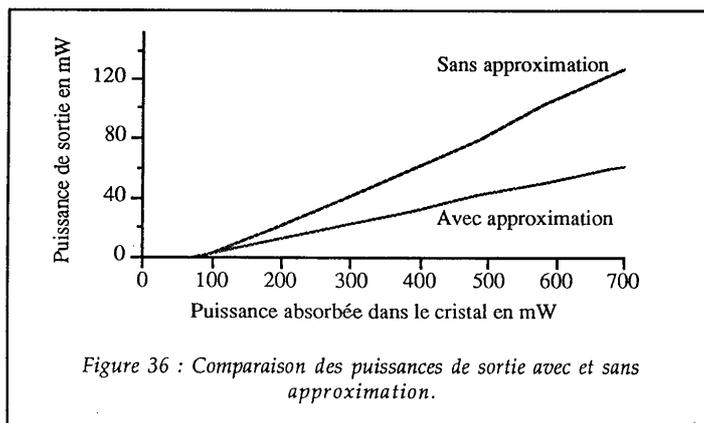
II.3.5 Puissance de sortie avec approximation.

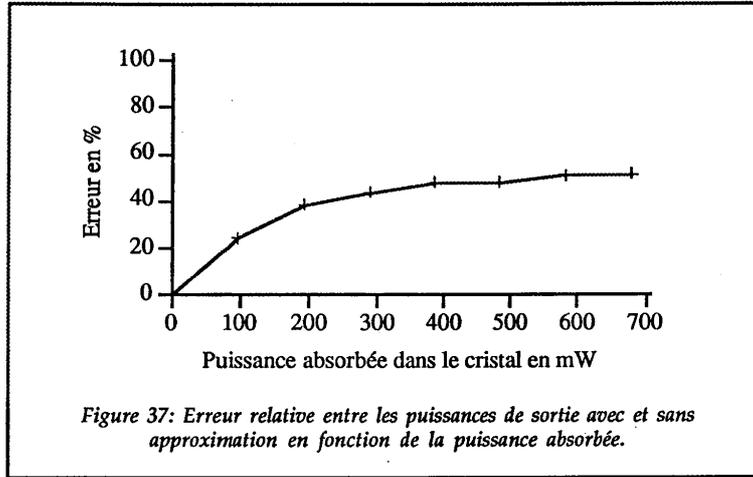
En reprenant les formules (55) et (56) et en les appliquant cette fois à un faisceau de pompe circulaire et à un faisceau de cavité dépendant de z , nous obtenons :

$$\left. \begin{aligned}
 P_{out} &= \frac{T\pi}{4s} \frac{J_1}{J_2} \frac{1}{P_{th}^2} [P_{P0} - P_{th}] \\
 \text{avec } P_{th} &= \frac{(T+L) hc \pi}{8\sigma\tau \lambda_p \alpha_p J_1} \\
 J_1 &= \int_{z=0}^{z=l} \frac{e^{-\alpha_p z}}{w_p^2(z) w_c^2(z) A(z)} dz \\
 J_1 &= \int_{z=0}^{z=l} \frac{e^{-\alpha_p z}}{w_p^2(z) w_c^2(z) A'(z)} dz \\
 \text{et } A(z) &= 2 \left(\frac{1}{w_p^2(z)} + \frac{1}{w_c^2(z)} \right) \\
 A'(z) &= 2 \left(\frac{1}{w_p^2(z)} + \frac{2}{w_c^2(z)} \right)
 \end{aligned} \right\} \quad (70)$$

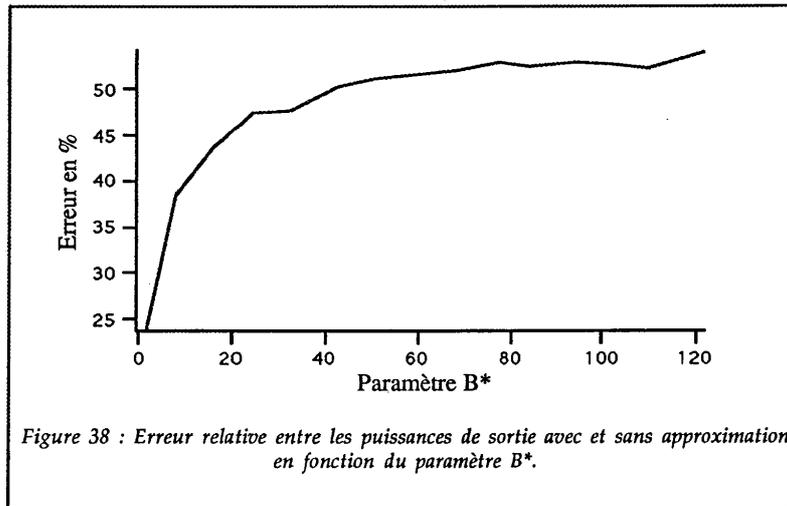
II.3.6. Comparaison des calculs avec et sans approximation.

Les deux calculs donnent, comme prévu, des résultats semblables près du seuil (figures 36). En revanche, l'erreur relative définie par le rapport entre la différence des puissances avec et sans approximation sur la puissance sans approximation tend rapidement vers 50 % (figure 37).





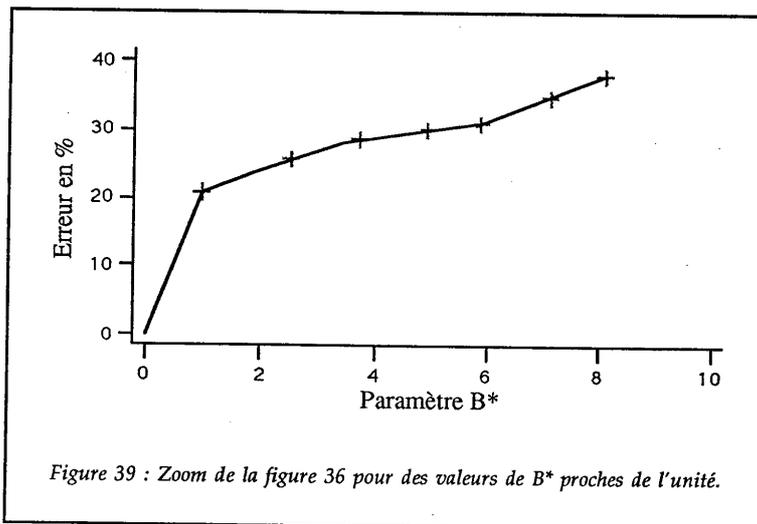
Afin de pouvoir estimer l'erreur que nous commettrons dans la simulation du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diode, nous avons tracé l'erreur relative entre les deux calculs en fonction du paramètre $B^* = \frac{4sP_{out}}{T\pi\omega_{co}^2}$ (figure 38) :



Dans le cas que nous étudions, nous pouvons écrire $B^* = KP_{out}$ avec $K = 396\text{W}^{-1}$. Ainsi, pour une puissance de sortie de 100 mW, B^* vaut 39 et l'erreur atteint 50 % (cette erreur est visible sur la figure 36).

Le choix de B^* comme abscisse de la figure 38 va nous permettre d'utiliser ces courbes pour des lasers ayant des tailles de mode de cavité différentes. Ainsi, afin d'avoir une estimation de l'erreur commise avec le calcul approximé par rapport au calcul sans approximation, dans le cas de notre laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diode, il nous faudra connaître la taille du waist dans la cavité w_c , la puissance de sortie du laser P_{out} et la transmission du miroir de sortie T . Nous en déduisons alors la valeur du paramètre B^* . En reportant cette valeur sur la figure nous aurons une idée de l'erreur commise.

En imaginant $w_c=100 \mu\text{m}$, $P_{out}=60 \text{ mW}$ et $T=1\%$, nous obtenons un paramètre B^* égal à 1 ($s=1,37 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{W}$). Nous pouvons donc estimer que la valeur de B^* sera de l'ordre de quelques unités dans le cas de notre laser pompé par diode, d'où l'intérêt de la figure 39 qui représente l'évolution de l'erreur relative en fonction de B^* pour des valeurs allant de 0 à 10.



Nous pouvons ainsi estimer que pour le laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diode, l'erreur entre la puissance de sortie calculée par approximation et la puissance de sortie réelle sera de l'ordre de 20 %.

Les approximations près du seuil ne sont donc valables en toute rigueur que pour des lasers fonctionnant très près du seuil. Nous les utiliserons cependant dans le cas du pompage par diode à cause de leur rapidité, tout en gardant à l'esprit que les puissances de sortie qu'elles donnent sont sous-estimées par rapport à la réalité.

II.4. Utilisation du modèle pour l'optimisation de l'optique de pompage du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diode.

II.4.1. Rappel de la configuration utilisée

L'optique de pompe est constituée de trois éléments distincts : un système qui collimate le faisceau de la diode (focale f_1), un afocal cylindrique qui travaille dans la direction parallèle au plan de la jonction de la diode (grandissement gy) et un système qui focalise le faisceau dans le cristal (focale f_2) (figure 24).

Le but est d'optimiser la puissance de sortie du laser en fonction des valeurs du rapport f_2 / f_1 , du grandissement de l'afocal et de la taille du mode de cavité. Les possibilités de valeurs pour le rapport f_2 / f_1 vont nous être fixées par les systèmes optiques disponibles dans le commerce. Nous en envisageons deux :

| | | |
|----------------------|-----------------------|-----------------------|
| Configuration n° 1 : | $f_1 = 15 \text{ mm}$ | $f_2 = 23 \text{ mm}$ |
| Configuration n° 2 : | $f_1 = 15 \text{ mm}$ | $f_2 = 50 \text{ mm}$ |

Pour les deux configurations, nous optimiserons le grandissement de l'afocal et la taille w_c du mode de cavité.

II.4.2. Estimation des paramètres expérimentaux.

Il s'agit tout d'abord d'estimer la transmission optique de l'ensemble du système optique de pompe, afin de savoir quelle sera la puissance incidente sur le cristal (P_{P0}) pour une diode laser émettant 500 mW. Etant donné le nombre d'éléments optiques utilisés, nous estimons que cette transmission sera égale à 80 %.

Afin de simplifier le problème, nous choisissons une transmission du miroir de sortie égale à 1 %. Nous verrons par la suite si ce choix est justifié (§ II.4.4).

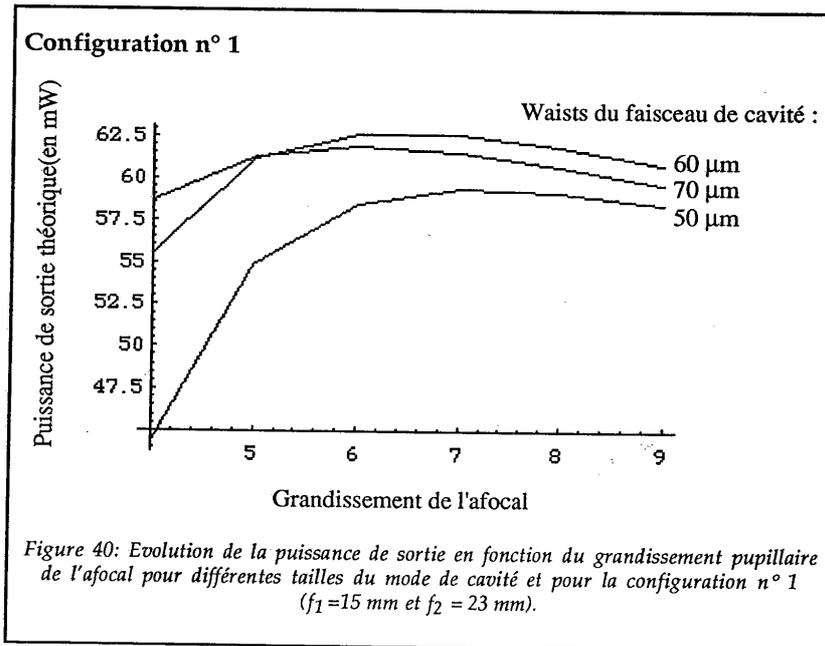
Reste à évaluer les pertes passives de la cavité (L). Nous allons pour cela nous servir de la valeur de L trouvée dans le cas du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par laser krypton.

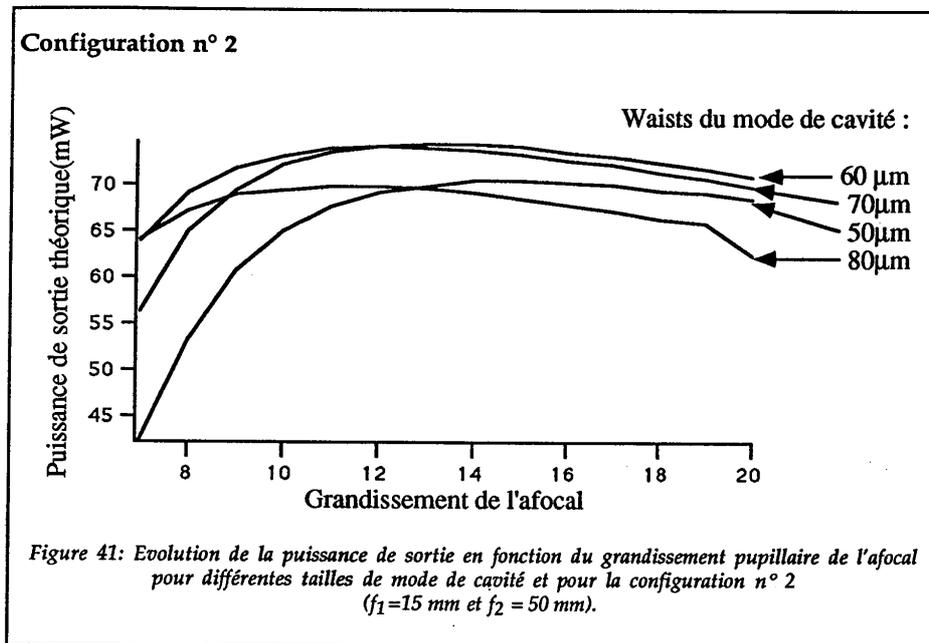
Des pertes passives de 1,5 % étaient dues aux pertes sur les trois miroirs, estimées à 0,1 % par miroir, et à la diffusion de la matrice LiSAF, estimée à 1,2 %.

Une matrice LiSAF de 2 mm devrait donc introduire des pertes de 0,2 %, si l'on envisage une variation linéaire des pertes en fonction de la taille de la matrice. Sachant que la cavité pompée par diode est supposée plan concave, le miroir de sortie étant le miroir concave, nous aurons des pertes passives dues au miroir plan et au traitement antireflet sur la deuxième face du cristal d'environ 0,3 %. Les pertes passives de la cavité devraient donc se situer aux alentours de 0,5 %. Nous prenons cette dernière valeur pour les calculs.

II.4.3. Résultats.

Les figures 40 et 41 suivantes montrent l'évolution de la puissance de sortie en fonction du grandissement de l'afocal, pour différentes tailles du waist de la cavité. La puissance de sortie est ici calculée à partir de la formule (60).





Nous constatons que la meilleure configuration est obtenue pour des valeurs de focale des objectifs de collimation (f_1) et de focalisation (f_2) égales à $f_1=15$ mm et $f_2=50$ mm (configuration n° 2), ce qui correspond à un rapport f_2/f_1 plus élevé que dans le cas n° 1.

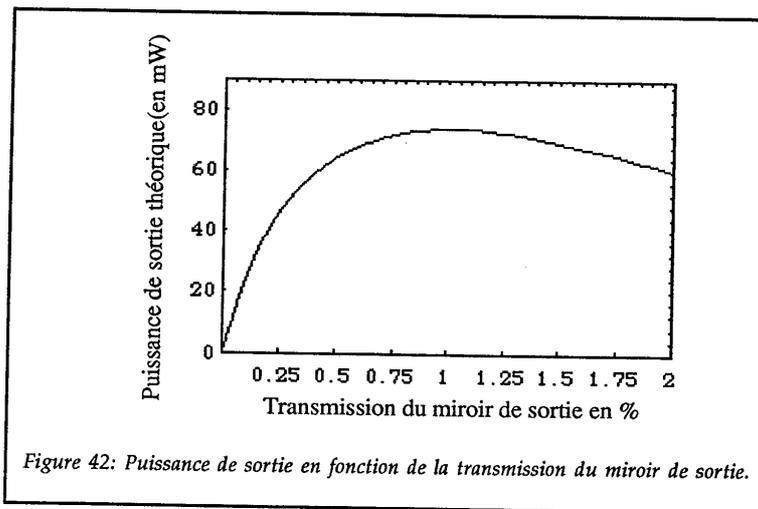
Ce résultat est en parfait accord avec l'idée énoncée au § I.3.2.4 : f_2/f_1 traduit le grandissement du système optique dans la direction perpendiculaire au plan de jonction de la diode laser. Augmenter ce rapport revient à augmenter la taille de l'image dans cette direction et donc à diminuer la divergence du faisceau (la conservation de l'étendue géométrique implique que le produit de la tangente de la divergence par la taille du faisceau est constante). Ainsi, on obtient un meilleur recouvrement entre le faisceau de pompe et le mode de cavité et une puissance de sortie plus élevée.

La taille optimale du waist de cavité se situe autour de 60 μm . Le grandissement optimal de l'afocal est de l'ordre de 12 à 13.

Remarquons que, comme prévu, le waist de cavité obtenu est plus faible que celui des lasers Nd:YAG pompé par diode (60 μm contre typiquement 100 à 200 μm pour les lasers Nd:YAG).

II.4.4. Choix de la transmission du miroir de sortie.

Nous effectuons cette optimisation théorique sur la meilleure configuration de cavité ($f_1=15$ mm, $g_y = 12$, $f_2=50$ mm, $\omega_c = 60$ μm) à l'aide des formules (55) et (56). La transmission optimale se situe autour de 1 % (figure 42). Le choix d'une transmission de 1 % pour les calculs précédents était donc justifié.



Remarquons que les pertes globales (T+L) utilisées dans la simulation sont de l'ordre de 1,5 % par aller et retour : l'approximation "faibles pertes" est bien valable.

II.5. Conclusion.

Grâce à la simulation numérique développée dans ce chapitre et aux données expérimentales sur le laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par krypton, présenté dans la première partie du mémoire, nous avons obtenu une configuration théorique optimale pour notre laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par une diode de 500 mW. Nous avons, de plus, un ordre de grandeur de la puissance de sortie : 70 mW.

Nous allons maintenant passer à la réalisation pratique de ce laser en utilisant le travail qui vient d'être présenté.

Chapitre III

Réalisation d'un laser Cr³⁺:LiSAF continu pompé par une diode laser de 500 mW

Nous allons dans un premier temps décrire l'expérience. Puis nous présenterons les résultats expérimentaux que nous confronterons par la suite aux calculs théoriques. Le but est de savoir si nos choix concernant les optiques de pompage et de cavité étaient les meilleurs.

III.1 Description de l'expérience.

III.1.1. L'optique de pompe

III.1.1.1. Choix des lentilles de l'afocal.

Nous avons jusqu'à présent parlé du grandissement du système cylindrique afocal sans fixer les valeurs des focales des deux lentilles. Le choix de ces valeurs va dépendre des lentilles cylindriques commercialement disponibles (plan-concaves ou plan-convexes) et de la quantité d'aberrations que ces dernières introduisent (qu'il faut minimiser).

Le champ total au niveau de la première lentille de l'afocal étant inférieur au degré (0,95°), nous allons négliger les aberrations de champ pour ne considérer que les aberrations d'ouverture : en l'occurrence l'aberration sphérique. Cette dernière a une expression très simple dans le cas d'une lentille plan-concave ou plan-convexe. Pour une conjugaison infini-foyer, la tache d'aberration sphérique dans le plan du foyer paraxial s'écrit, si la face courbe est du côté infini :

$$dy' = \frac{1}{2} h_i^3 \frac{1}{n_\ell^2} \left(n_\ell^2 - 1 + \frac{1}{(n_\ell - 1)^2} \right) \frac{1}{f^2} . \quad [41 \text{ Bis}] \quad (71)$$

où h_i est la hauteur d'incidence maximale sur la lentille, n_l l'indice du verre de la lentille et f la distance focale de la lentille (figure 43).

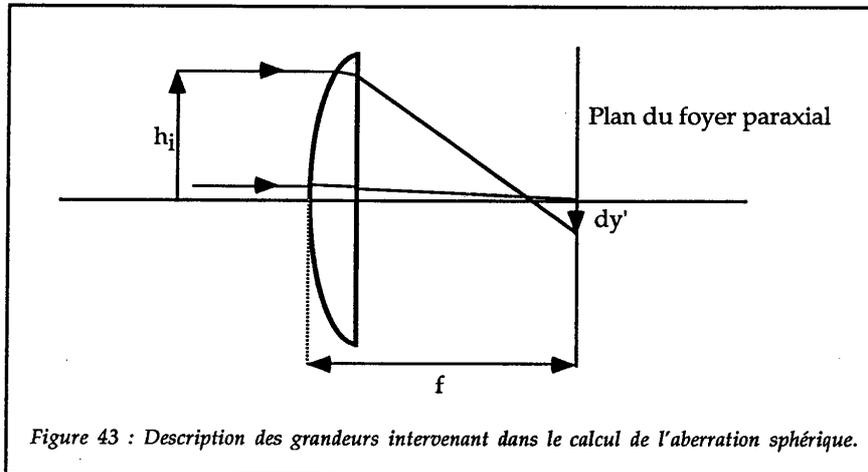


Figure 43 : Description des grandeurs intervenant dans le calcul de l'aberration sphérique.

Ainsi, pour une hauteur d'incidence donnée, (fixée pour nous à $f_1 \times \sin \frac{\theta}{2} = 0,79$ mm), plus la distance focale de la lentille est élevée, plus l'aberration sphérique est faible. Nous avons donc intérêt à prendre des lentilles cylindriques de plus grande focale possible. Nous avons donc choisi :

- pour la lentille cylindrique divergente $f = -25,4$ mm ;
- pour la lentille cylindrique convergente $f = +300$ mm (distance focale la plus élevée du catalogue MELLES GRIOT).

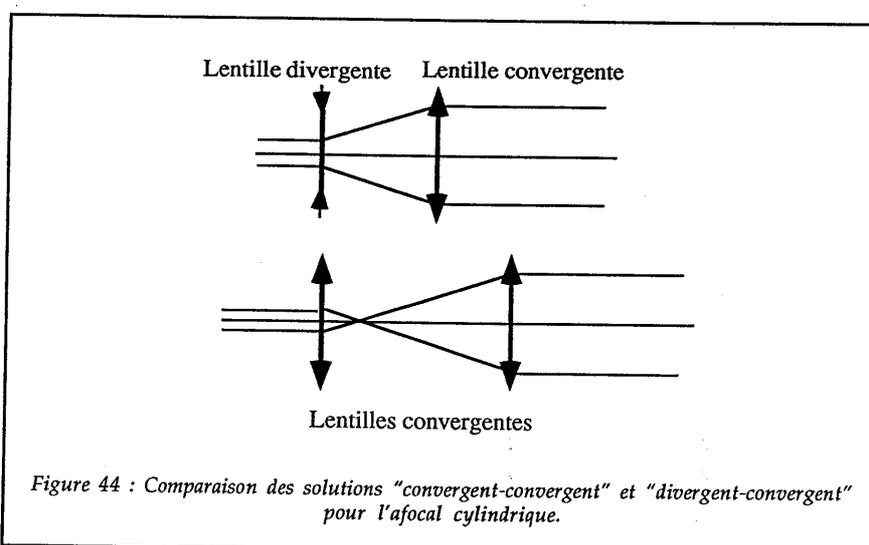
Le grandissement de l'afocal est alors de 11,8, proche du grandissement optimal calculé dans le chapitre II.

En utilisant la formule précédente, nous trouvons une tache d'aberration sphérique, due à l'afocal, au niveau du foyer de l'objectif de focalisation O_2 , de $3,2 \mu\text{m}$. Cette valeur est faible comparée aux $70 \mu\text{m}$ de l'image dans la direction parallèle au plan de jonction.

Notons que dans la direction perpendiculaire au plan de jonction, l'afocal est équivalent à deux lames à faces planes et parallèles. Il n'introduit pas d'aberrations puisque ses plans objet et image sont à l'infini.

Remarques :

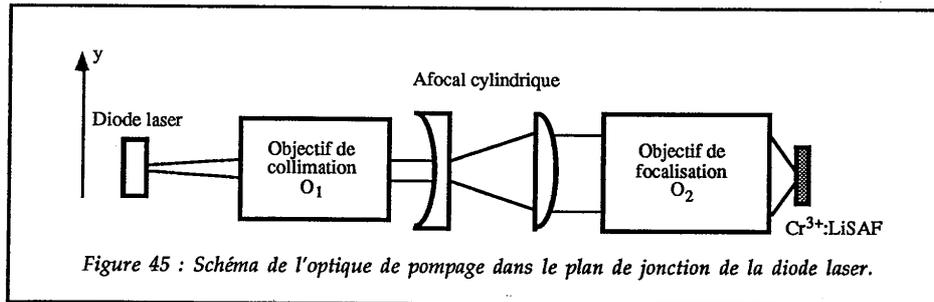
- l'encombrement du système afocal est de l'ordre de 27 cm, valeur relativement importante pour un système laser pompé par diode, mais la miniaturisation du système ne faisait pas partie de notre cahier des charges,
- nous n'avons pas envisagé la solution d'un afocal constitué de deux lentilles cylindriques convergentes. En effet, un tel système implique l'existence d'un point de focalisation intermédiaire entre les deux lentilles cylindriques et augmente encore l'encombrement (voir figure 44),



- dans une conjugaison infini-foyer, une lentille plan-concave ou plan-convexe ayant sa face plane du côté de l'infini a une aberration quatre fois plus élevée que la même lentille présentant sa face bombée du côté de l'infini. Il faudra donc prendre garde à placer la face bombée des lentilles du côté de l'infini.

III.1.1.2. Description de l'optique de pompage.

Le montage final de l'optique de pompage est représenté sur la figure 45.



Les spécifications des objectifs O_1 et O_2 sont données dans le tableau suivant :

| | |
|--|--|
| O_1 objectif de collimation (Special Optics USA) | focale : 15 mm diamètre utile : 18 mm ouverture numérique : 0,6 frontale : 4,1 mm |
| O_2 objectif de focalisation (Special Optics USA) | focale : 50 mm diamètre utile : 50 mm ouverture numérique : 0,5 frontale : 6,7 mm |

La grande ouverture numérique de l'objectif O_1 est absolument nécessaire pour éviter une perte de flux. Nous avons, par exemple, calculé que le passage d'une optique de collimation ouverte à 0,6 à une optique ouverte à 0,5 entraînerait une perte de flux de l'ordre de 20 %. Ce calcul a été effectué avec les données de la diode laser de 500 mW utilisée en supposant, comme dans la simulation, que son diagramme d'émission est gaussien-elliptique.

L'objectif de focalisation O_2 a un très grand diamètre utile. Il permet de collecter l'intégralité du flux lumineux, issu de la diode laser, malgré le grandissement important de l'afocal. Il pourrait, en fait, être utilisé avec des afocaux dont le grandissement va jusqu'à 30.

III.1.2. La cavité

D'après les deux chapitres précédents, il faut que le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ soit utilisé en miroir plan de fond de cavité et que la taille de waist dans le cristal soit de l'ordre de 60 à 70 μm .

Nous avons jusqu'ici émis l'hypothèse d'une cavité plan-concave. Nous abandonnons cette solution pour deux raisons. Premièrement, pour obtenir un waist de 60 μm avec une cavité plan-concave, il faudrait un miroir de rayon de courbure de l'ordre de 50 mm, et une distance entre le cristal et le miroir courbe d'environ 40 mm. Cette distance est très petite, compte tenu de la mécanique que nous allons utiliser (cf. III.1.3.4). Deuxièmement, il est important pour les expériences futures, que nous allons réaliser avec ce laser, d'avoir une cavité qui possède un "bras" dans lequel le faisceau est collimaté : en effet, un filtre de Lyot ou un modulateur acousto-optique ne fonctionnent correctement qu'en faisceaux parallèles.

Nous envisageons donc une cavité à 3 miroirs (figure 46).

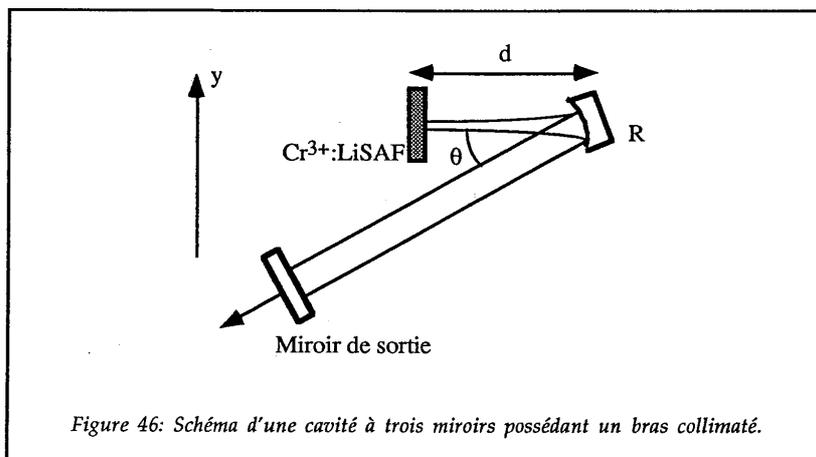
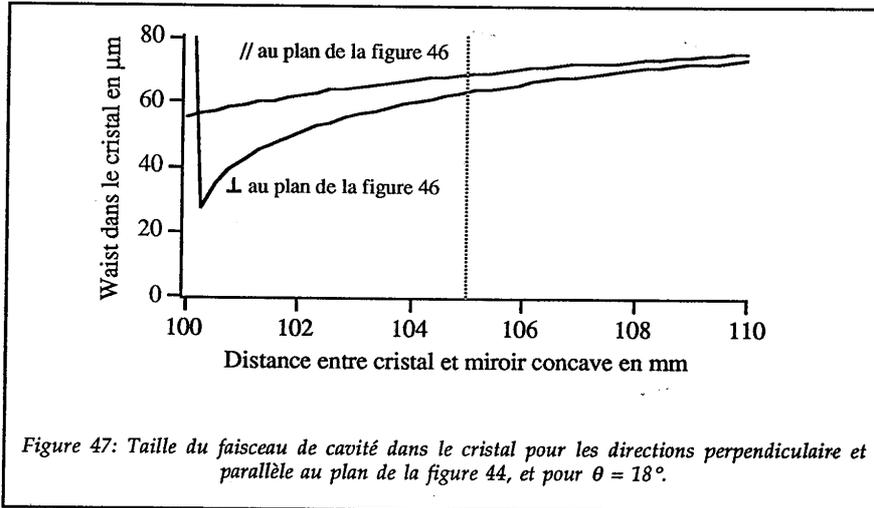


Figure 46: Schéma d'une cavité à trois miroirs possédant un bras collimaté.

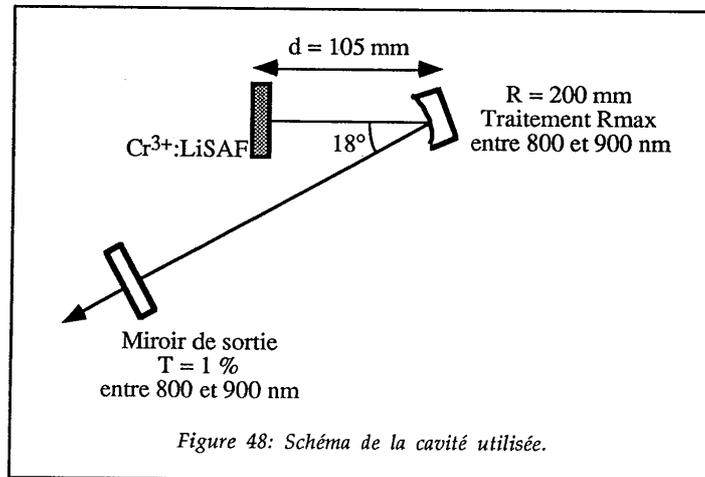
Cette cavité possède, de plus, l'avantage de créer un petit waist dans le cristal tout en conservant une grande distance entre le cristal et le miroir courbe : par exemple, $w_c = 65 \mu\text{m}$ pour $d = 105 \text{ mm}$ et $R = 200 \text{ mm}$.

Son seul inconvénient est l'existence d'astigmatisme dû au miroir concave utilisé hors axe. Cependant, nous avons calculé que la différence de taille du

faisceau au niveau du miroir de sortie dans les directions parallèle et perpendiculaire au plan de la figure 46, ne dépasse pas quelques % pour des angles entre les deux bras de la cavité inférieurs à 20° , comme l'indique la figure 47.



Notre cavité est donc la suivante (figure 48).



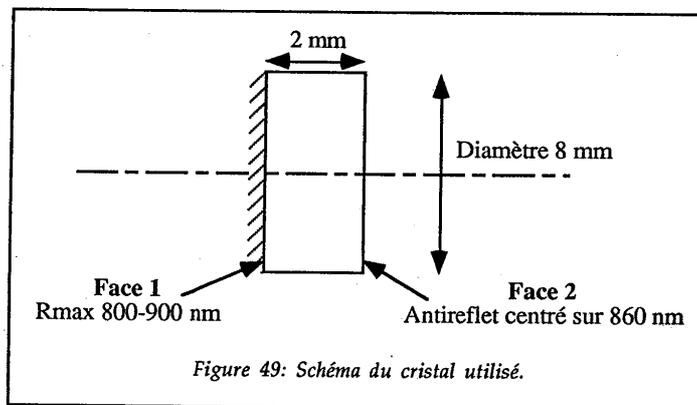
L'angle de 18° est imposé par l'encombrement du système de pompe.

III.1.3. Le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$

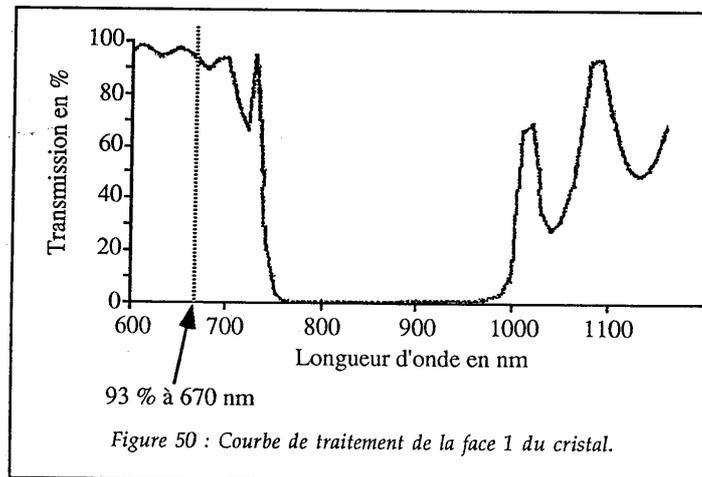
III.1.3.1. Description du cristal

Le cristal que nous utilisons est dopé au chrome à 5,5 % en masse. Sa longueur est de 2 mm pour un diamètre de 8 mm (fournisseur : Lightning Optical Corporation USA).

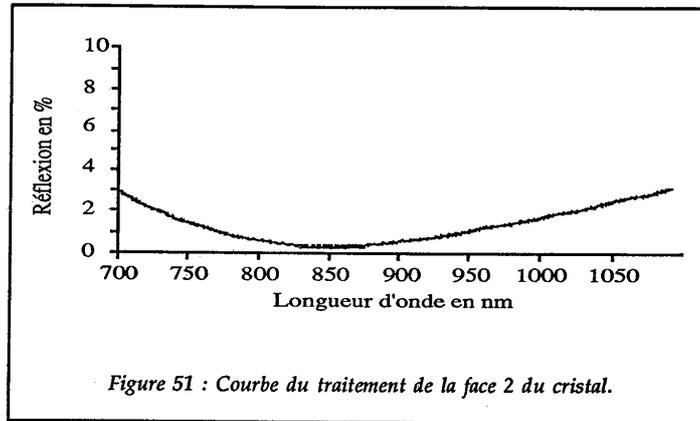
Ses absorptions selon les deux axes cristallins sont de 96 %, perpendiculairement à l'axe c , et de 98 %, parallèlement à l'axe c . Il est traité en miroir hautement réfléchissant (R_{max}) entre 800 et 900 nm sur la première face et traité antireflet sur la seconde (figure 49). Le traitement antireflet est centré sur 860 nm.



Les courbes de traitement pour les deux faces sont reportées sur les figures 50 et 51.



Le traitement sur la face 1 permet à 93 % seulement de la pompe à 670 nm d'être transmise dans le cristal.



III.1.3.2. Les problèmes thermiques.

Souvenons nous du cas du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par krypton pour lequel nous avons enregistré une baisse de la puissance de sortie au delà d'une puissance de 1,8 W de pompe absorbée dans le cristal. Afin d'éviter ces problèmes thermiques, nous allons calculer la densité volumique de puissance déposée dans le cristal à la longueur d'onde de pompe. Nous allons en déduire dans le cas du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par krypton un seuil d'effets thermiques. Nous verrons ensuite si ce seuil est atteint pour le cristal pompé par une diode laser de 500 mW.

La densité volumique de puissance est égale à :

$$\frac{dP}{dV}(x,y,z) = \frac{hc}{\lambda_p} T_p(x,y,z) \quad (72)$$

où :

$T_p(x,y,z)$ est le nombre de photons absorbés par seconde et par unité de volume au point (x,y,z) ,

λ_p la longueur d'onde de pompe,

h la constante de Planck,

c la vitesse de la lumière.

En utilisant la formule (36), nous trouvons :

$$\frac{dP}{dV}(x,y,z) = \frac{2}{\pi w_p(x)w_p(y)} P_{p0} \alpha_p \exp - 2 \left(\frac{x^2}{w_{px}^2(z)} + \frac{y^2}{w_{py}^2(z)} \right) \exp(-\alpha_p z) \quad (73)$$

Pour le laser Cr³⁺:LiSAF pompé par krypton, nous rappelons les expressions de la formule (62) :

$$\left\{ \begin{array}{l} w_p(z) = w_{p_0} \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_p}{z_{p_0}} \right)^2} \\ z_p = 7,5 \text{ mm} \text{ et } z_{p_0} = \frac{n\pi w_{p_0}^2}{\lambda_p} \\ w_{p_0} = 18 \mu\text{m} \\ \lambda_p \approx 670 \text{ nm} \end{array} \right. \quad (62)$$

Nous supposons que les problèmes thermiques apparaissent à l'endroit où cette densité volumique de puissance est maximale, c'est-à-dire pour $x = y = 0$.

Ainsi pour une puissance de pompe absorbée de 1,8 W ($P_{p_0} = 1,85 \text{ W}$), nous trouvons une densité volumique de puissance : $\left(\frac{dP}{dV} \right)_{\text{critique}} = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ W/m}^3$ (figure 52).

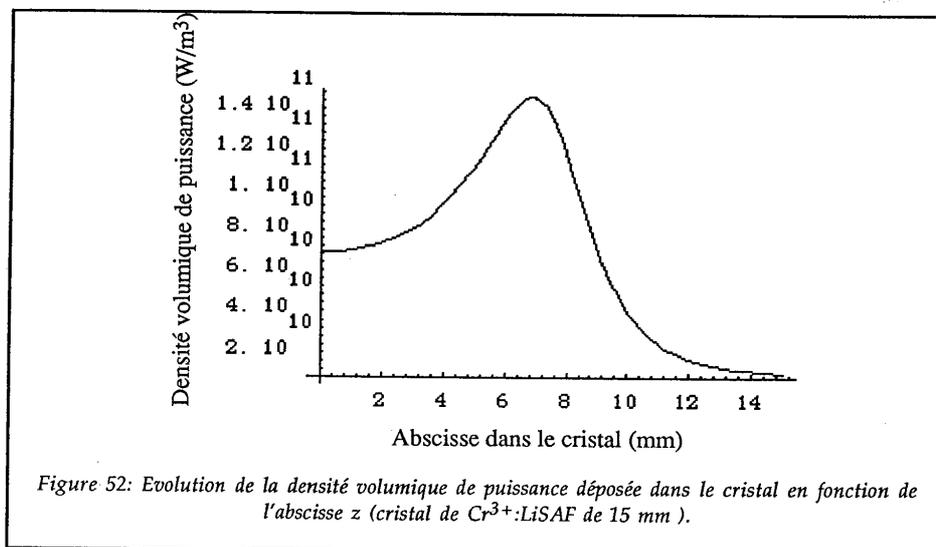


Figure 52: Evolution de la densité volumique de puissance déposée dans le cristal en fonction de l'abscisse z (cristal de Cr³⁺:LiSAF de 15 mm).

Remarque : α_p vaut 234m^{-1} pour le cristal de 15 mm dopé à 0,8 % en ions Cr^{3+} alors qu'il vaut 1956m^{-1} pour le cristal de 2 mm dopé à 5,5 % en ion Cr^{3+} . Ces deux valeurs sont déterminées expérimentalement à l'aide des transmissions des cristaux à 670 nm.

Dans le cas du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diode, nous rappelons les formules (10), (11) et (12) :

$$w_{P_x}(z) = w_{P_{x0}} + |z - z_0| t_g \theta_x, \quad (10)$$

$$w_{P_y}(z) = w_{P_{y0}} + |z - z_0| t_g \theta_y, \quad (11)$$

$$z_0 = \min \left[\frac{w_c - w_{P_{x0}}}{t_g \theta_x}, \frac{w_c - w_{P_{y0}}}{t_g \theta_y} \right], \quad (12)$$

avec : $w_c = 65\ \mu\text{m}$,
 $w_{P_{x0}} = 1,7\ \mu\text{m}$,
 $w_{P_{y0}} = 70,6\ \mu\text{m}$,
 $P_p = 400\ \text{mW}$.

L'évolution de la densité volumique de puissance est reportée sur la figure 53.

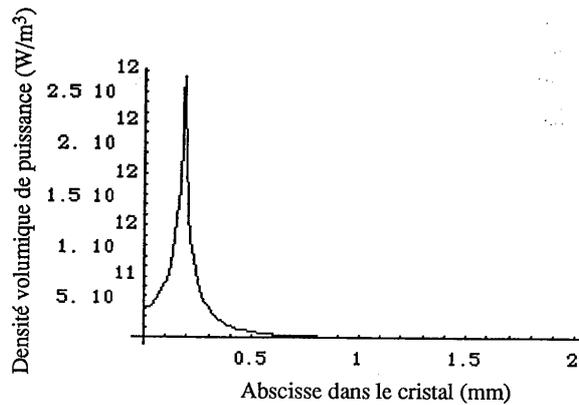


Figure 53 : Evolution de la densité volumique de puissance déposée dans le cristal en fonction de l'abscisse z (cristal de 2mm).

Remarquons que contrairement au $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par krypton, le dépôt d'énergie se fait tout au début du cristal à cause de la très forte absorption du cristal. Au maximum, la densité volumique de puissance vaut :

$$\left(\frac{dP}{dV}\right)_{\max} = 2,5 \cdot 10^{12} \text{ W/m}^3.$$

Cette valeur est 16 fois plus élevée que dans le cas du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par krypton.

Pour éviter les problèmes thermiques, il va donc falloir diminuer la puissance moyenne absorbée par le cristal à un niveau de l'ordre de 30 mW moyen, en modulant la diode laser. Nous plaçons de plus le cristal sur un élément Peltier afin d'évacuer au maximum la chaleur apportée par la pompe. Une autre solution, pour éviter les problèmes thermiques, serait d'augmenter la taille du faisceau de pompe dans la direction x . Il faudrait alors utiliser un autre objectif de focalisation.

III.1.3.3. Orientation du cristal.

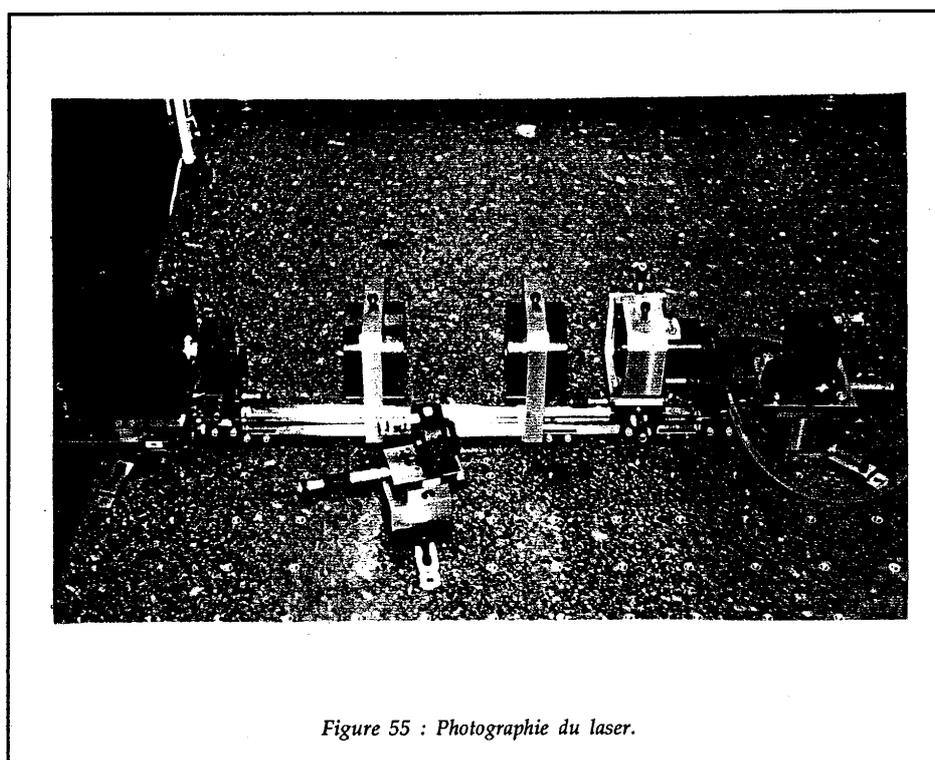
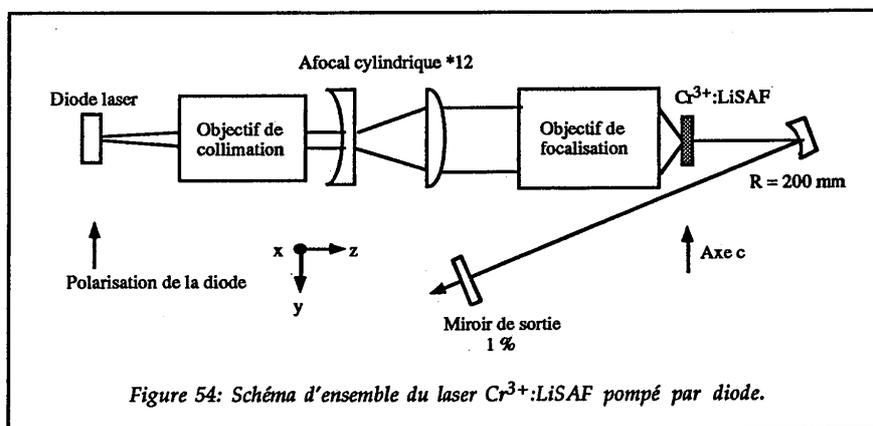
Le maximum du gain est obtenu pour un faisceau de cavité polarisé parallèlement à l'axe c du cristal. Nous repérons cet axe en sachant que l'absorption de la pompe est alors maximale.

Pour orienter finement le cristal, il faut veiller à ce que la polarisation du faisceau de pompe, en sortie du cristal, n'ait pas tourné par rapport à l'entrée. L'axe c est en effet un axe neutre du cristal.

III.1.3.4. Schéma global de l'expérience.

Le schéma synoptique du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diode est présenté sur la figure 54.

Les objectifs de collimation et de focalisation sont montés sur des platines de translation suivant les axes x , y et z . Le cristal est monté sur une platine mobile en rotation. La photographie de la figure 55 donne l'allure générale du montage ainsi que son encombrement, de l'ordre de 1 m sur 0,4 m.



III.2. Résultats expérimentaux.

III.2.1. La diode et le faisceau de pompe

III.2.1.1. La diode

Celle-ci émet 500 mW à 667,5 nm pour un courant de 1,06 A. Son spectre fait moins d'un nanomètre de large.

Nous allons mesurer la surface active de la diode. La diode ayant une fenêtre protectrice, il est impossible d'en faire une mesure directe en approchant un détecteur le plus près possible de cette surface. Restent deux solutions : soit refaire l'image du ruban émetteur en connaissant avec une grande précision le grandissement de l'optique utilisée, soit mesurer la divergence du faisceau après collimation. Nous choisissons la deuxième méthode car notre objectif de collimation a été calculé pour une conjugaison infini-foyer. En assimilant l'objectif à une lentille mince, la relation entre la taille de la zone émettrice d_y et sa divergence après collimation θ_d s'écrit :

$$d_y = f_l \theta_d \quad (74)$$

où f_l est la focale de l'objectif de collimation.

Nous nous sommes uniquement intéressés à la direction parallèle au plan de jonction. Dans la direction perpendiculaire, l'angle de divergence est si faible, après collimation, que cette méthode ne permet pas de remonter à la taille de la zone émettrice d_x avec une grande précision. Nous avons mesuré une divergence θ_d de $(1,48 \pm 0,17) \cdot 10^{-2}$ rad, ce qui donne une taille de la zone émettrice d_y de $(220 \pm 25) \mu\text{m}$.

La zone émettrice est donc un peu plus petite que celle donnée dans les spécifications (250 μm).

III.2.1.2. Transmission globale des optiques de pompe.

Pour une puissance émise par la diode de 500 mW, nous récupérons 413 mW après l'objectif de focalisation.

En tenant compte de la transmission du traitement sur le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ (93 %), la puissance incidente sur le cristal est de 384 mW. La transmission globale vaut 76,8 % alors qu'elle était estimée à 80 % dans les calculs théoriques.

Le cristal absorbe 98 % de l'énergie de pompe : 376 mW sont absorbés pour 500 mW de pompe.

III.2.1.3. Allure du faisceau de pompe focalisé.

* Mesure directe à l'aide d'une caméra CCD.

La matrice CCD de la caméra est directement placée sur le point de focalisation. Nous obtenons une image mesurant 6 pixels sur 1 pixel. Chaque pixel mesure 10,1 μm .

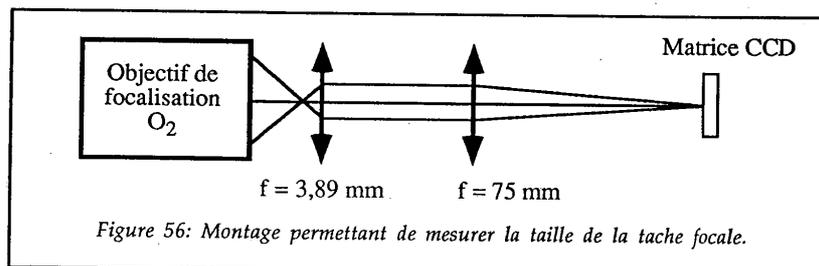
La grande dimension de l'image correspond à la direction parallèle au plan de jonction. Elle vaut : $61 \pm 10 \mu\text{m}$ (± 1 pixel).

Théoriquement, nous aurions dû trouver une tache de 62 μm . Les résultats des calculs et des expériences sont donc en accord. Remarquons, comme prévu, que les aberrations n'ont pas une importance significative sur la tache de focalisation.

Dans la direction perpendiculaire au plan de jonction, nous atteignons la limite de résolution de la caméra. C'est pourquoi nous avons utilisé une autre méthode de mesure.

* Mesure indirecte à l'aide d'un système agrandisseur.

Ce système nous permet, moyennant un étalonnage, de mesurer les dimensions de la tache au voisinage du point de focalisation dans les deux directions. La taille de la tache image est ici largement supérieure à la taille d'un pixel de la caméra CCD. Le montage est représenté sur la figure 56.



Deux lentilles de focales très différentes sont utilisées. Elles donnent un grandissement, sur la caméra CCD, de l'ordre de 19.

Après étalonnage du système, nous obtenons :

$60 \pm 5 \mu\text{m}$ dans la grande dimension (direction y)

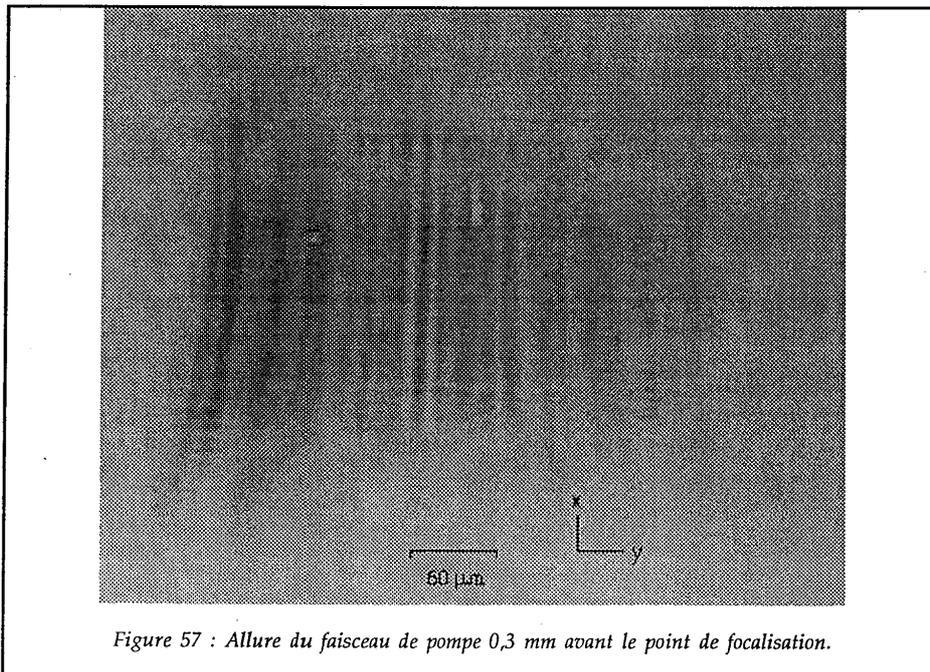
et : $4,3 \pm 0,4 \mu\text{m}$ dans la petite dimension (direction x).

La théorie pour cette petite dimension donne $3,3 \mu\text{m}$ (formule (7)). La différence entre les valeurs théorique et expérimentale peut s'expliquer par les aberrations des objectifs de collimation de focalisation et des objectifs du système agrandisseur.

Cette méthode est donc satisfaisante pour mesurer les dimensions de la tache focalisée. Elle donne, de plus, de meilleurs résultats que la méthode directe de mesure. Nous allons l'utiliser pour analyser l'évolution de la tache autour de point de focalisation.

* Evolution du faisceau de pompe autour du point de focalisation.

Les trois images suivantes (figures 57, 58, 59) montrent l'évolution du faisceau, avant le point de focalisation, au point de focalisation et après ce point. Les stries sont caractéristiques de l'émission de la diode dans le plan de jonction : on les retrouve dans les spécifications (cf. figure 22). Nous avons la preuve de l'absence d'aberrations significatives.



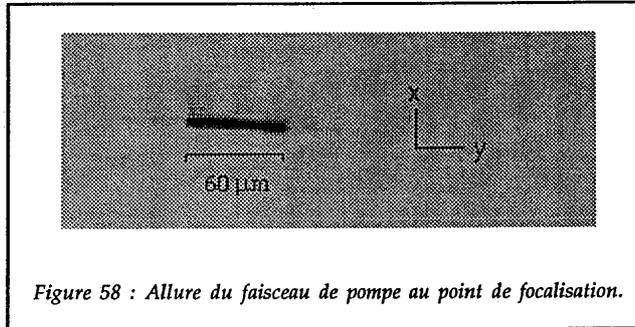


Figure 58 : Allure du faisceau de pompe au point de focalisation.

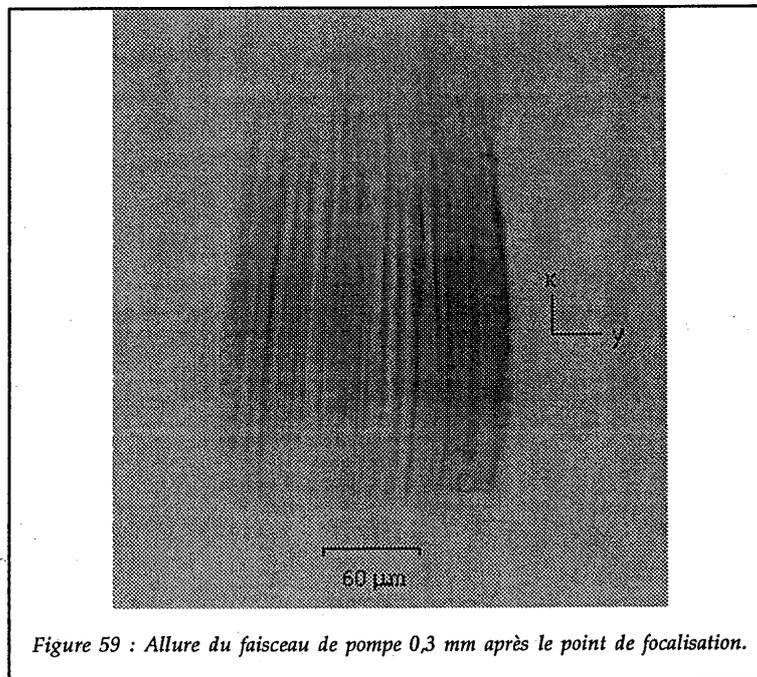


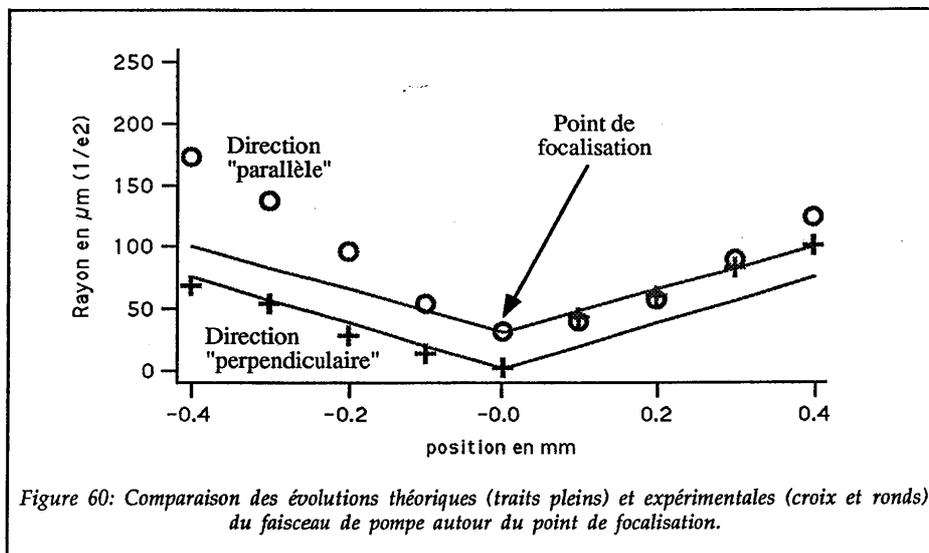
Figure 59 : Allure du faisceau de pompe 0,3 mm après le point de focalisation.

Les courbes suivantes (figure 60) représentent l'évolution de la dimension de la tache dans les deux directions en théorie et en pratique. La théorie rend compte correctement de la taille de la tache focale et de la divergence des faisceaux. En revanche, elle n'explique pas du tout l'asymétrie de l'évolution des faisceaux autour du point de focalisation. Ce fait est peut-être dû à l'astigmatisme intrinsèque de la diode laser (de l'ordre de $50 \mu\text{m}$), que le système afocal ne compense pas entièrement.

Cependant, il est relativement raisonnable d'avoir supposé une évolution du faisceau de pompe selon les lois de l'optique géométrique (cf. chap. II). L'évolution des dimensions du faisceau de pompe est en effet linéaire en fonction de la distance au point de focalisation (figure 60).

Expérimentalement, la visualisation de la tache focale nous a permis de régler finement la distance entre les deux lentilles de l'afocal, afin d'obtenir une tache de focalisation la plus petite possible.

Nous avons ensuite obtenu un effet laser que nous allons caractériser et dont nous décrirons les performances.



III.2.2. Caractérisation de l'émission laser

III.2.2.1. Géométrie du faisceau de sortie

Nous avons enregistré le profil du faisceau de sortie près du miroir de sortie (figures 61 et 62). Celui-ci est elliptique, tant au niveau de la forme, qu'au niveau de la différence des divergences. Il est cependant très proche d'un faisceau gaussien.

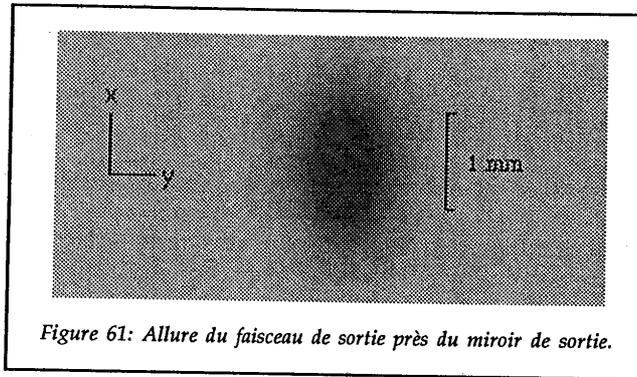


Figure 61: Allure du faisceau de sortie près du miroir de sortie.

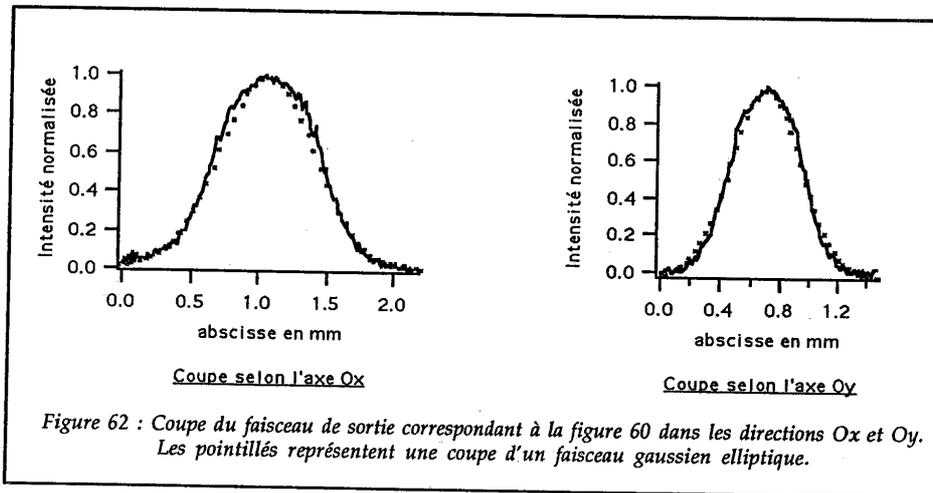
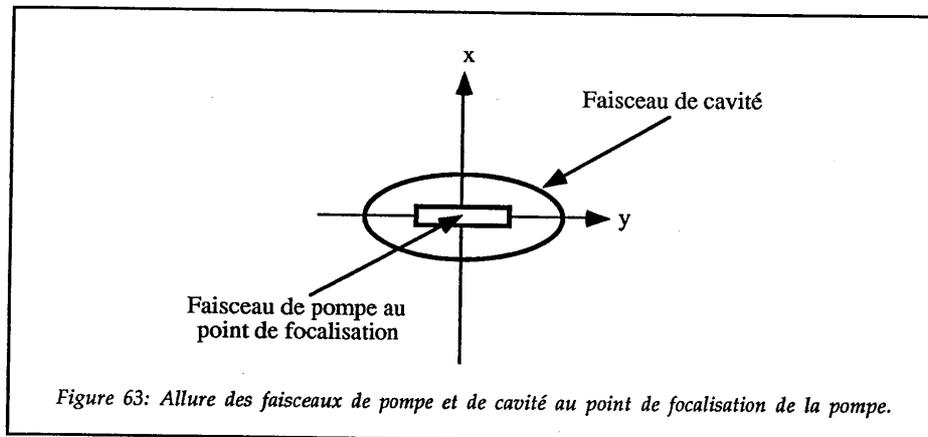


Figure 62 : Coupe du faisceau de sortie correspondant à la figure 60 dans les directions Ox et Oy . Les pointillés représentent une coupe d'un faisceau gaussien elliptique.

Une ellipticité aussi élevée n'avait pas été prévue théoriquement. Nous pouvons cependant lui donner une explication. La distance entre le cristal et le miroir courbe a été réglée de telle sorte que la puissance de sortie soit maximale : ce qui correspond, expérimentalement, à une limite de zone de stabilité et, théoriquement, à une position où le faisceau de cavité dans le cristal suit la forte ellipticité de la pompe au point de focalisation dans le cristal (figures 47 et 63).



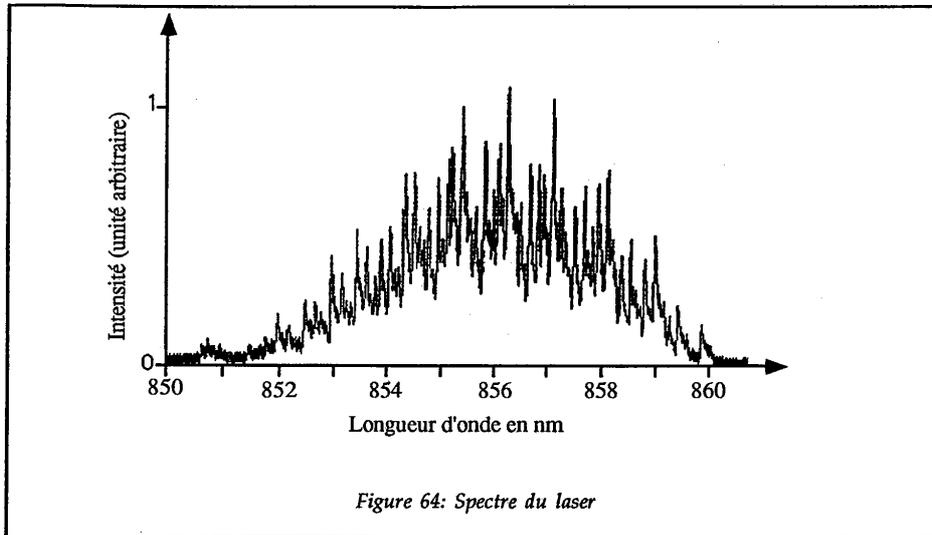
On peut donc ici parler d'une adaptation du mode de cavité au mode de pompe.

III.2.2.2. Polarisation du laser.

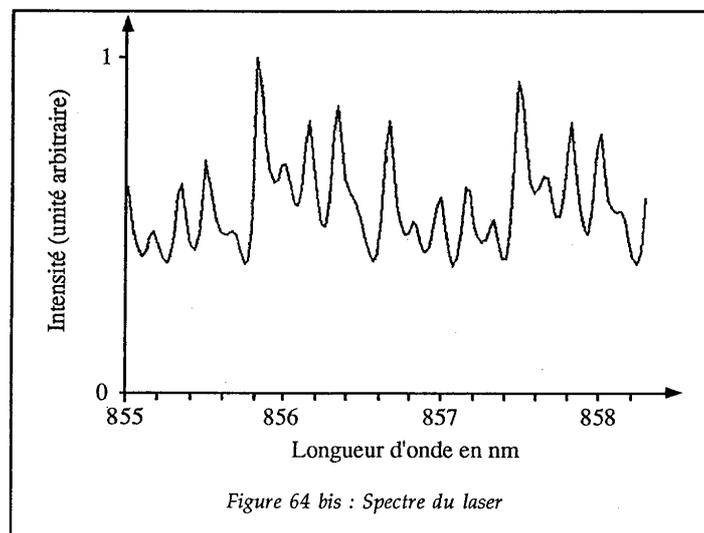
Nous avons constaté expérimentalement que le faisceau de sortie était entièrement polarisé, parallèlement à la polarisation de la diode laser, et à l'axe c du cristal. Le gain du laser est maximum selon cet axe. Ainsi, en l'absence de tout élément sélectif en polarisation, la biréfringence du cristal et les valeurs de gain différentes selon les directions parallèle et perpendiculaire à l'axe c suffisent à créer une émission laser polarisée.

III.2.2.3. Spectre du laser.

En l'absence de tout élément sélectif en longueur d'onde, le spectre du laser est centré à 856 nm et a une largeur de 4 nm environ à mi-hauteur (figure 64). Sa position est légèrement décalée par rapport au maximum du gain du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ (846 nm) et est certainement due au traitement antireflet sur le cristal, centré autour de 860 nm (voir figure 51).

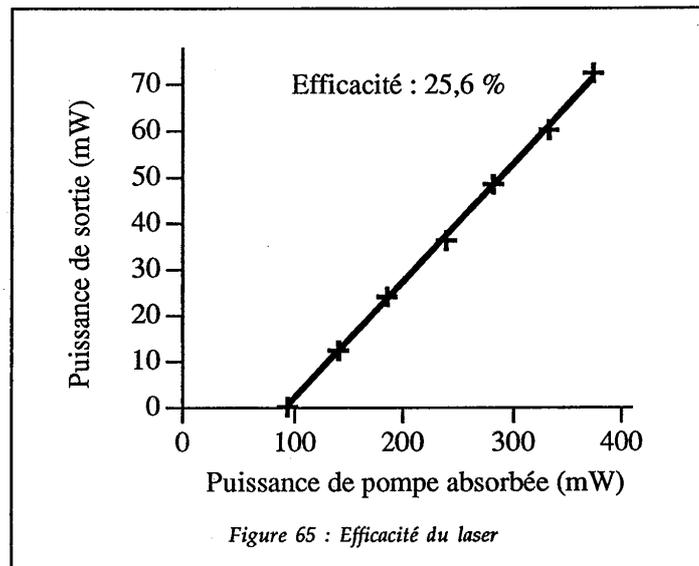


La largeur du spectre, de près de 4 nm à mi-hauteur, confirme l'absence de "hole burning spatial" dans ce laser. Remarquons cependant la présence de modulations dans le spectre. La figure 64 bis, qui montre un agrandissement de la figure 64 entre 855 et 858 nm, permet d'obtenir la période de ces modulations : 0,18 nm. Cette période correspond à l'intervalle spectral libre du Fabry Péroet formé par les faces planes et parallèles du cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$.



III.2.3. Performances du laser

III.2.3.1. Efficacité



Au maximum d'émission de la diode, la puissance de sortie du laser est de 72 mW. Le seuil est de 99 mW en puissance absorbée. L'efficacité est de 25,6 % (Figure 65).

A l'époque de sa construction, ce laser était, à notre connaissance, le laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diode le plus puissant existant [42-43].

III.2.3.2. Les problèmes thermiques.

Comme prévu, nous avons constaté l'existence de problèmes thermiques qui empêchent totalement le laser de fonctionner en continu.

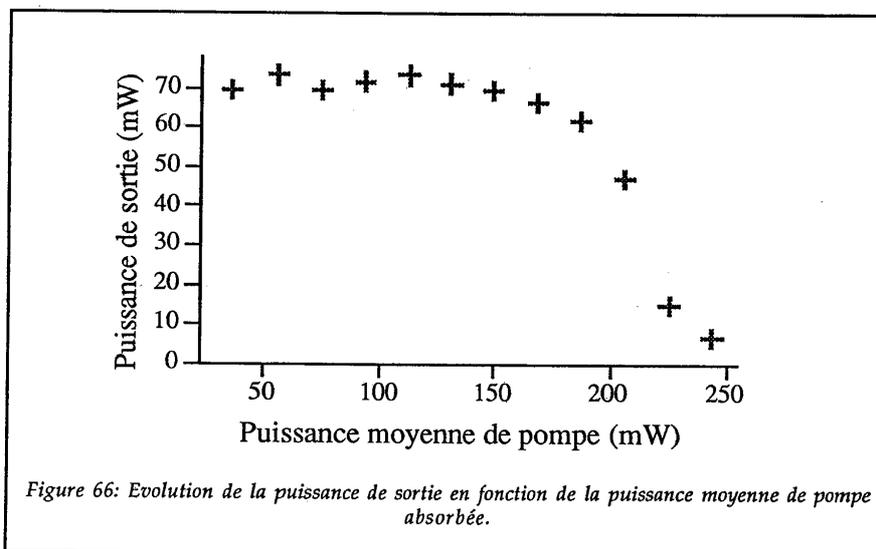
Il a donc fallu réduire la puissance moyenne absorbée par le cristal. Nous avons, pour cela, utilisé la possibilité pour la diode laser de fonctionner en régime quasi-continu avec des rapports cycliques variables, grâce à la modulation du courant d'alimentation. Le rapport cyclique est défini comme la largeur temporelle du créneau de pompage divisé par la période de la modulation. Cette période est fixée à 10 ms dans toute la suite. La puissance de pompe absorbée par

le cristal durant le créneau de pompage est fixée à 376 mW dans ce paragraphe. Nous l'appelons "puissance instantanée". La puissance moyenne absorbée par le cristal est égale au produit de la puissance instantanée par le rapport cyclique.

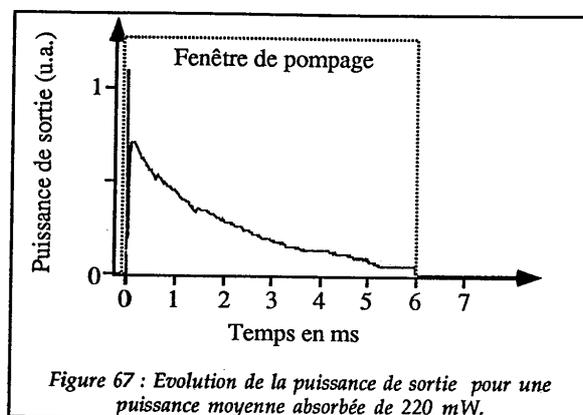
Par abus de langage, nous employons le terme "puissance" pour le terme "puissance instantanée".

La courbe suivante (figure 66) présente la puissance de sortie du laser, pendant le temps de fonctionnement de la diode suivant différentes puissances moyennes de pompe absorbées par le cristal.

Nous observons une baisse de la puissance de sortie pour des puissances moyennes de pompe supérieures à 150 mW. Ce chiffre est 5 fois plus élevé que la limite de 30 mW théorique que nous nous étions fixée. Une possibilité d'explication est donnée par la qualité du refroidissement qui est ici bien meilleure que dans le cas du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par krypton.



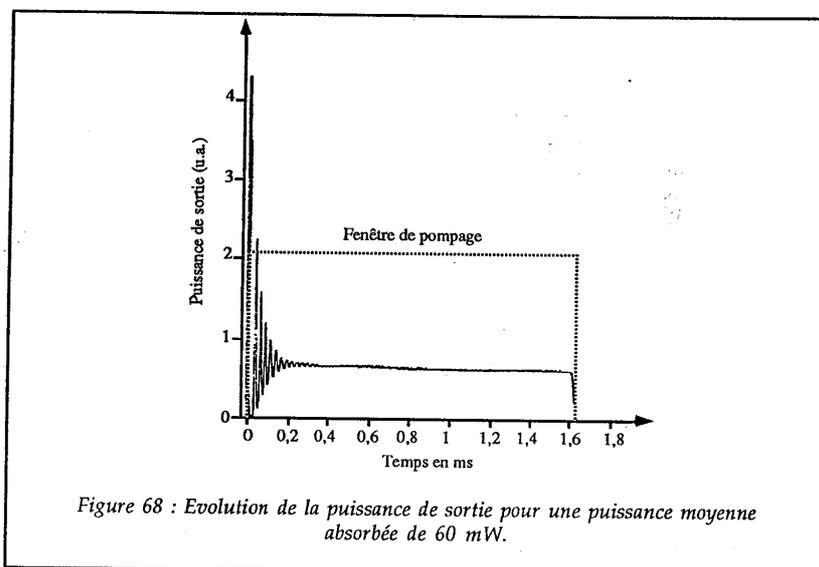
Afin de comprendre comment intervient la baisse de puissance de sortie lorsque la puissance moyenne de pompe est élevée, nous avons enregistré l'allure temporelle de l'émission laser pendant la fenêtre de pompage (Figure 67).



Les problèmes thermiques se traduisent donc par un effondrement progressif de la puissance de sortie, jusqu'à l'arrêt du laser. Nous n'avons cependant pas observé de fracture du cristal, même lorsque la puissance moyenne de pompe est maximale soit 376 mW.

Dans la suite des expériences, notre laser fonctionne pour une puissance moyenne de pompe absorbée de l'ordre de 60 mW donc loin de tout problème thermique.

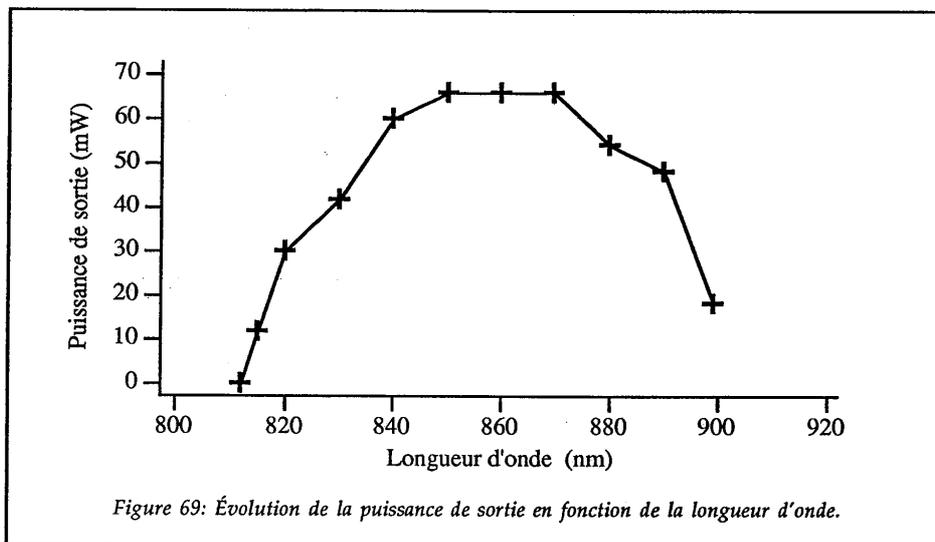
Il n'y a alors aucune variation de la puissance de sortie après le régime transitoire initial (figure 68).



III.2.3.3. Accordabilité.

Nous avons placé un élément sélectif en longueur d'onde (filtre de Lyot) à proximité du miroir de sortie.

Nous avons observé une accordabilité sur 90 nm environ de 810 à 900 nm, limitée de part et d'autre du spectre par le traitement présent sur le miroir courbe (800-900 nm) (figure 69).



La plage d'accordabilité est plus importante que celle rapportée dans la littérature (90 nm contre 75 nm) [34]. Une explication possible de cette différence est la puissance de pompe plus élevée qui entraîne un gain plus important dans notre laser.

Les calculs théoriques qui nous ont guidés jusqu'à présent, nous ont donc permis de réaliser un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diode aussi efficace que le laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par krypton cité dans la première partie du mémoire. En cela, ils ont rempli leur première mission. Reste maintenant à savoir s'ils représentent fidèlement l'expérience, compte tenu des nouvelles données issues des mesures (transmission de l'optique, taille du faisceau de pompe, ellipticité du faisceau de cavité).

III.3. Confrontation des résultats théoriques et expérimentaux.

La méthode que nous allons suivre pour confronter les résultats théoriques et expérimentaux est la suivante. Nous allons tout d'abord ajuster les données du modèle grâce aux mesures expérimentales (taille de la diode, puissance incidente sur le cristal, ellipticité du mode de cavité). Nous utiliserons ensuite le modèle théorique développé dans le chapitre II. Nous ajusterons les puissances de pompe théorique et expérimentale, au seuil, grâce à la valeur des pertes passives. La première confrontation du modèle avec l'expérience aura lieu sur la comparaison des pertes passives théoriques et expérimentales. Notons que cette étape est rarement réalisée dans les publications où les pertes passives comprennent un paramètre d'ajustement de la cavité dont la valeur numérique n'est pas donnée [37]. Cette confrontation nous amènera à prendre en considération le mécanisme de "up-conversion".

Nous vérifierons, enfin, que l'erreur entre les puissances de sortie théorique et expérimentale correspond bien à l'estimation qui en a été faite au chapitre II (§ II.3.5). Cette deuxième confrontation nous permettra de valider notre modèle par rapport à l'expérience.

III.3.1. Ajustement du modèle théorique.

III.3.1.1. Ajustement des données

Il faut prendre en compte la taille réelle de la diode (220 μm au lieu de 250 μm) et la puissance incidente réelle sur le cristal (384 mW au lieu de 400 mW).

Compte tenu de la longueur de la bande d'émission du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, nous conservons les valeurs des sections efficaces (données à 846 nm) à 856 nm.

III.3.1.2. Prise en compte de l'ellipticité du faisceau de cavité.

Le mode du laser étant gaussien-elliptique, il suffit de remplacer dans les calculs du chapitre II, w_c^2 par $w_{c_x} w_{c_y}$. Ainsi la puissance de sortie s'écrit :

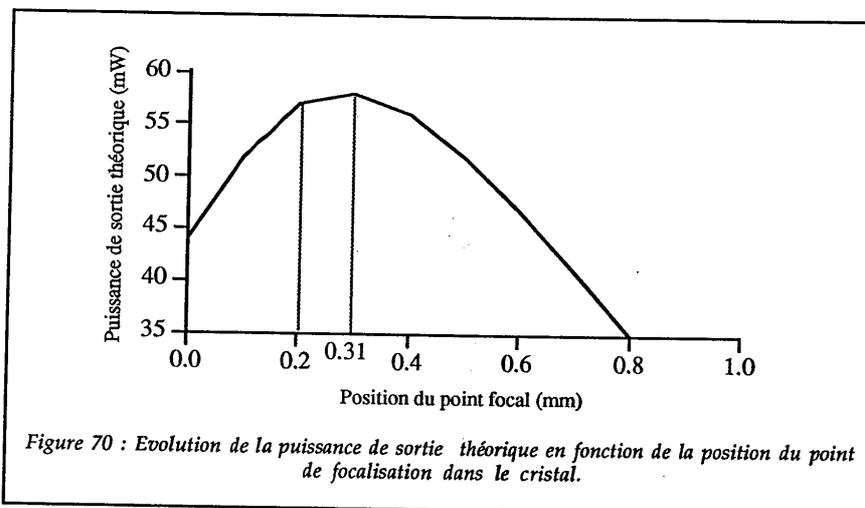
$$\left\{ \begin{array}{l}
 P_{out} = \frac{T\pi w_{cx}w_{cy}}{4s J_2} \frac{J_1}{P_{th}^2} [P_{Po} - P_{th}] \\
 \text{avec } P_{th} = \frac{(T+L)hc\pi w_{cx}w_{cy}}{8 \sigma \lambda_p \alpha_p J_1} \\
 J_1 = \int_{z=0}^{z=l} \frac{e^{-\alpha_p z}}{w_{Px}(z)w_{Py}(z)\sqrt{A_x(z)A_y(z)}} dz \\
 A_x(z) = 2 \left(\frac{1}{w_{Px}^2(z)} + \frac{1}{w_{cx}^2} \right) \\
 A_y(z) = 2 \left(\frac{1}{w_{Py}^2(z)} + \frac{1}{w_{cy}^2} \right) \\
 J_2 = \int_{z=0}^{z=l} \frac{e^{-\alpha_p z}}{w_{Px}(z)w_{Py}(z)\sqrt{A'_x(z)A'_y(z)}} dz \\
 A'_x(z) = 2 \left(\frac{1}{w_{Px}^2(z)} + \frac{2}{w_{cx}^2} \right) \\
 A'_y(z) = 2 \left(\frac{1}{w_{Py}^2(z)} + \frac{2}{w_{cy}^2} \right) .
 \end{array} \right. \quad (75)$$

Compte tenu des caractéristiques expérimentales du faisceau de sortie du laser, il est possible de trouver les waists dans le cristal, grâce à un programme fondé sur l'utilisation des matrices ABCD : "Paraxia". Le programme donne :

$$w_{cox} = 42\mu m \quad \text{et} \quad w_{coy} = 59\mu m . \quad (76)$$

III.3.1.3. Focalisation optimale.

Afin de vérifier l'hypothèse faite au début du chapitre II concernant la position du point de focalisation dans le cristal, nous avons étudié numériquement l'évolution de la puissance de sortie en fonction de l'abscisse z de ce point. Les résultats sont reportés sur la figure 70.



L'hypothèse du recouvrement des faisceaux à l'entrée du cristal (§ II.1) donne une puissance de sortie maximale pour une abscisse de 0,21 mm, alors que les calculs effectués à partir de la formule (75) donnent une puissance de sortie maximale pour une abscisse de 0,31 mm. L'erreur commise sur la puissance de sortie en utilisant cette hypothèse est inférieure à 5 %, ceci prouve sa validité. Nous nous placerons cependant, dans la suite des calculs, à l'optimum de focalisation, soit 0,31 mm.

Notons qu'il est délicat de vérifier expérimentalement la position du point de focalisation dans le cristal.

Le tableau suivant résume les données qui ont été ajustées grâce aux résultats expérimentaux et aux calculs menés dans ce paragraphe.

| | Modèle initial (§ II.4.3) | Modèle ajusté |
|---|--|--|
| Taille de la diode (d_y) | 250 μm | 220 μm |
| Puissance de pompe incidente (P_{P0}) | 409 mW | 384 mW |
| Taille du mode de cavité ($w_{\text{COX}} \times w_{\text{COY}}$) | 60 $\mu\text{m} \times 60 \mu\text{m}$ | 42 $\mu\text{m} \times 59 \mu\text{m}$ |
| Abscisse du point de focalisation (z_0) | 0,21 mm | 0,31 mm |

Tableau 5 : Récapitulatif des données ajustées grâce à l'expérience.

III.3.2. Comparaison théorie-expérience sur la solution de pompage choisie

Cette comparaison va être faite d'une part sur le seuil d'émission et d'autre part sur la courbe d'efficacité du laser.

III.3.2.1. Comparaison des pertes théoriques et expérimentales

Nous avons ici ajusté les pertes théoriques pour que le seuil simulé et le seuil expérimental soient égaux : on trouve que la valeur des pertes théoriques passives est de 0,85 % par aller et retour.

Nous avons, de plus, mesuré les pertes passives de la cavité expérimentalement en utilisant la même technique que pour le laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par krypton (première partie § II.2.1.) : à savoir l'étude du seuil du laser en fonction de la transmission du miroir de sortie. Compte tenu de la puissance émise par la diode, il n'a pas été possible d'utiliser les miroirs de transmission 10 % et 22,5 % (seuil trop élevé). Nous avons donc utilisé un miroir hautement réfléchissant (R_{max}), dont nous avons mesuré la transmission, égale à 0,1 % et un miroir de transmission 1 %.

La transmission des miroirs de sortie utilisés, étant inférieure ou égale au pourcent, nous pouvons ici appliquer l'approximation "faibles pertes" et utiliser la formule (58) qui indique que la puissance de pompe au seuil est proportionnelle à $(T + L)$.

Au seuil du laser, les puissances de pompe incidentes sur le cristal sont :

$$\begin{array}{lll} P_1 = 122 \text{ mW} & \text{pour} & T_1 = 1 \% \\ P_2 = 55 \text{ mW} & \text{pour} & T_2 = 0,1 \% \end{array}$$

Nous en déduisons la valeur des pertes passives L :

$$L = \frac{P_1 T_2 - P_2 T_1}{P_2 - P_1} \quad (75)$$

$L = (0,64 \pm 0,20) \%$ compte tenu des incertitudes sur P_1, P_2, T_1 et T_2 (P_1 et P_2 sont connues à 2 mW près, T_1 et T_2 à 10 % près).

L'incertitude liée à cette méthode est très importante, de l'ordre de 30 %. Elle permet cependant d'avoir un ordre de grandeur des pertes passives expérimentales.

Remarquons que nous avons estimé ces pertes à 0,5 % dans le chapitre II (II.4.2). Il faut noter ici que la cavité comporte un miroir supplémentaire par rapport à la cavité théorique, plan-concave.

Les pertes passives mesurées (0,64 %) ne concordent pas tout à fait aux pertes passives calculées (0,85 %). Nous allons donner une explication de ce désaccord en étudiant le mécanisme de "up-conversion".

III.3.2.2. Influence du mécanisme de "up-conversion".

L'influence de ce mécanisme sur la population de l'état excité a été détaillée dans le paragraphe § II.3.4.

Nous appelons $N_{up}(x,y,z)$ la population de l'état excité en présence du mécanisme de "up-conversion". L'expression de $N_{up}(x,y,z)$ est donnée dans la formule (67) que nous réécrivons ici :

$$N_{up}(x,y,z) = \frac{\sqrt{\Delta(x,y,z)} - \frac{1}{\tau} - \frac{\sigma_{eff} I_c(x,y,z)}{h\nu_c}}{2\alpha}, \quad (67)$$

Nous prenons ici $\alpha = 4.10^{-16} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ (valeur trouvée en utilisant les données de la référence [9 partie I] et en supposant que α varie linéairement en fonction du dopage en chrome). Nous appelons $N_{lin}(x,y,z)$ la population de l'état excité sans le mécanisme de "up-conversion". L'expression de $N_{lin}(x,y,z)$ est donnée dans la formule (14) :

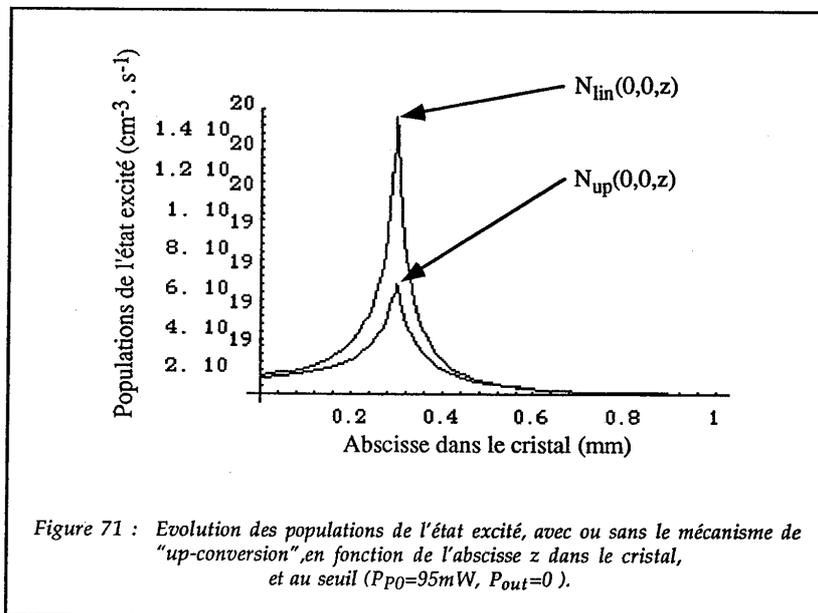
$$N_{lin}(x,y,z) = \frac{\tau T_p(x,y,z)}{1 + \frac{\sigma_{eff} \tau}{h\nu_c} I_c(x,y,z)} \quad (14)$$

La figure 71 donne les populations $N_{up}(0,0,z)$ et $N_{lin}(0,0,z)$, le long de l'axe de la cavité, lorsque le laser est au seuil ($P_{P0}=95 \text{ mW}$, $P_{out}=0$ et $I_c(x,y,z)=0$). $N_{up}(0,0,z)$ est nettement plus faible que $N_{lin}(0,0,z)$.

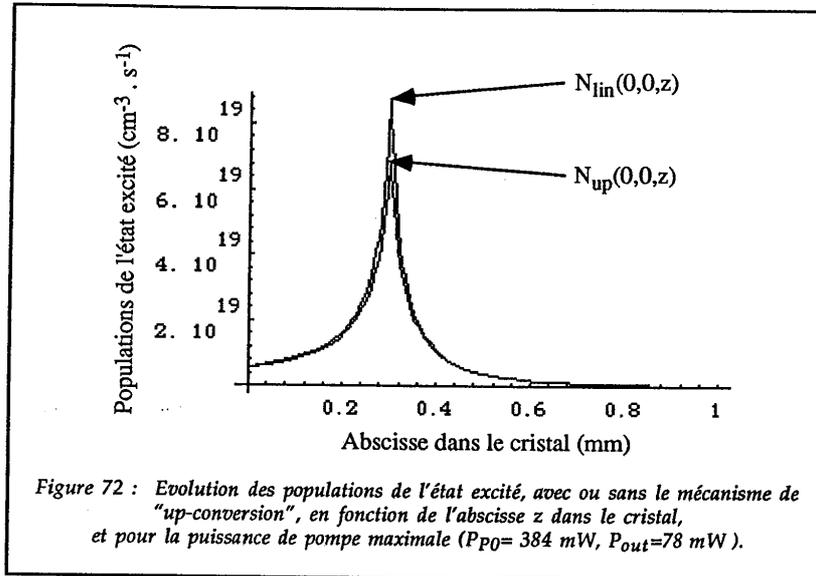
Or, le gain au seuil du laser est d'autant plus faible que la population de l'état excité est petite. Nous avons donc surestimé le gain du laser au seuil en négligeant le mécanisme de "up-conversion".

Le gain du laser au seuil étant égal aux pertes, nos pertes passives théoriques de 0,85 % sont surestimées par rapport aux pertes réelles. Le fait d'avoir négligé le mécanisme de "up-conversion" nous explique donc, qualitativement, pourquoi les pertes passives théoriques sont plus élevées que les pertes expérimentales.

Nous n'avons pas évalué les pertes passives théoriques en présence de "up-conversion" car le calcul impose la résolution d'intégrales tridimensionnelles dont les variables ne peuvent pas être séparées.



La figure 72 donne les populations $N_{\text{up}}(0,0,z)$ et $N_{\text{lin}}(0,0,z)$ lorsque le laser fonctionne au maximum de sa puissance ($P_{p0}=384 \text{ mW}$, $P_{out}=72 \text{ mW}$). Elle montre que $N_{\text{up}}(0,0,z)$ est quasiment confondue avec $N_{\text{lin}}(0,0,z)$, sauf pour le point de focalisation ($z = 0,31 \text{ mm}$) où l'écart entre les deux populations atteint 20 %. Dans ce cas de fonctionnement, nous négligeons l'influence du mécanisme de "up-conversion".



III.3.2.3. Comparaison des puissances de sortie théorique et expérimentale.

La puissance de sortie expérimentale est de 72 mW pour une puissance de pompe absorbée égale à 376 mW ($P_{p0} = 384 \text{ mW}$). Nous calculons la puissance de sortie théorique en utilisant la formule (60) et la valeur expérimentale du seuil ($P_{th} = 95 \text{ mW}$). Nous trouvons une valeur de 57 mW. L'erreur entre puissances de sortie théorique et expérimentale est de 21 %.

Afin de savoir si cette erreur est bien liée à nos approximations au seuil, nous nous reportons aux calculs effectués sur le pompage par krypton d'un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ (II.3.5). Estimons pour cela le paramètre B^* dans le cristal.

Pour un faisceau de cavité elliptique, B^* s'écrit :

$$B^* = \frac{4s P_{out}}{T \pi w_{cx} w_{cy}} \quad (77)$$

ici $P_{out} = 72 \text{ mW}$
 $w_{cx} = 42 \mu\text{m}$
 $w_{cy} = 59 \mu\text{m}$.

Nous trouvons $B^* \approx 5$.

Pour cette valeur de B_* , les calculs donnent une erreur de 25 %. Nous pouvons donc estimer que l'erreur sur les puissances de sortie théorique et expérimentale dans le cas du pompage par diode est bien due à notre approximation et non au manque de réalisme de notre modèle théorique.

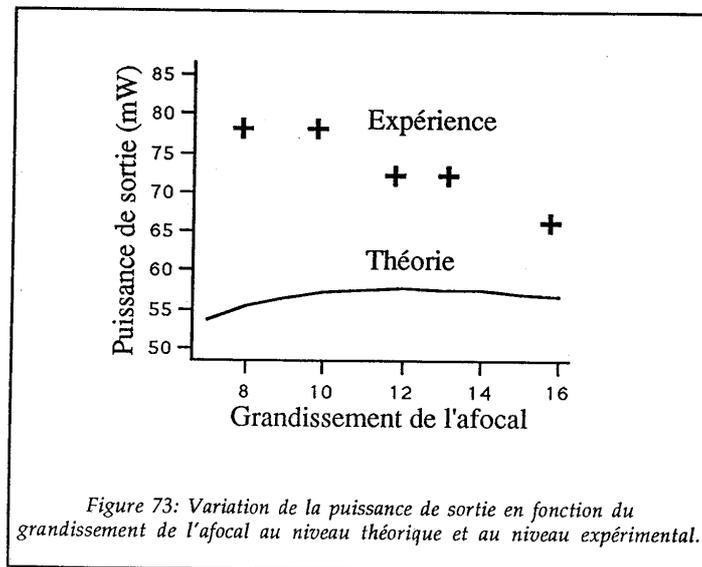
Le modèle théorique remplit donc ici sa deuxième mission, c'est à dire sa fidélité à l'expérience. Il reste à savoir si, comme prévu, cette solution pour le laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diode était bien la meilleure, tant au niveau de la configuration de pompage, qu'au niveau de la configuration de la cavité.

III.3.3. Était-ce la meilleure solution de pompage ?

Pour répondre à la question, nous avons fait varier expérimentalement le grandissement de l'afocal ainsi que la taille du faisceau de cavité.

III.3.3.1. Variation du grandissement de l'afocal

Un jeu de lentilles cylindriques nous a permis de faire varier le grandissement de l'afocal de 8 à 16 (figure 73). Nous conservons ici les caractéristiques de la cavité analysée précédemment.

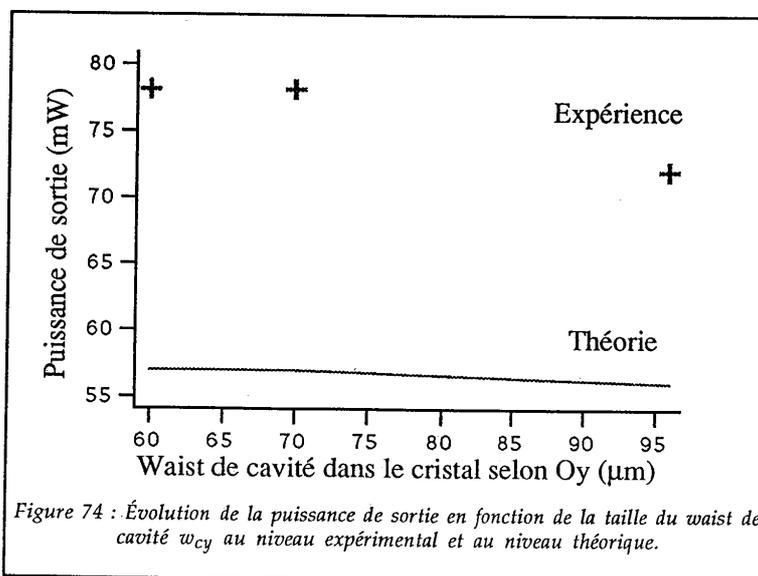


Nous obtenons au maximum 78 mW pour les grandissements 8 et 10. Ceci représente une amélioration sensible par rapport à la solution envisagée jusqu'à maintenant (72 mW pour un grandissement de 11,8).

Notons une nette chute de la puissance de sortie pour le grandissement 16. La théorie rend un peu compte de cette chute de puissance pour les grandissements élevés. En revanche, elle n'explique pas du tout le maximum obtenu pour un grandissement entre 8 et 10. Nous pouvons donner ici une amorce d'explication grâce aux travaux de Laporta [38]. Ce dernier rapporte que l'erreur des approximations au seuil est d'autant plus élevée que le rapport waist de cavité sur waist de pompe est petit. Nous constatons la même chose sur notre graphe : plus le grandissement est faible, plus le waist de pompe est grand, donc plus le rapport waist de cavité sur waist de pompe est faible. Sur la courbe nous constatons bien que plus le grandissement est faible, plus l'erreur entre la courbe théorique et la courbe expérimentale est élevée.

III.3.3.2. Variation de la taille du faisceau de cavité.

Nous avons fait varier la taille du mode de cavité dans le cristal en utilisant différents miroirs concaves, de rayon + 200 mm, + 250 mm et + 350 mm. Nous avons ici fixé le grandissement de l'afocal à 8.



Nous avons réglé la distance entre miroir concave et cristal afin que la puissance de sortie soit maximale tout en conservant un mode TEM₀₀.

Nous avons constaté que plus le rayon de courbure R du miroir croît, plus l'ellipticité du faisceau dans le cristal est importante (tableau 6). En effet, l'astigmatisme introduit par un miroir est d'autant plus important que son rayon de courbure est grand (pour un angle d'incidence donné).

| $R(\text{mm})$ | $w_{\text{co } x}$ | $w_{\text{co } y}$ | $w_{\text{co } y}/w_{\text{co } x}$ |
|----------------|--------------------|--------------------|-------------------------------------|
| 200 | 42 | 59 | 1,4 |
| 250 | 43 | 70 | 1,6 |
| 350 | 30 | 96 | 3,2 |

Tableau 6 : Taille des waists de cavité en fonction du rayon de courbure du miroir concave.

Nous avons de plus observé, dans le cas du miroir de rayon de courbure 350 mm, une très forte tendance à créer un faisceau de sortie multimode. La puissance maximale est alors obtenue pour une distance miroir concave-cristal très proche d'une distance pour laquelle la cavité est instable.

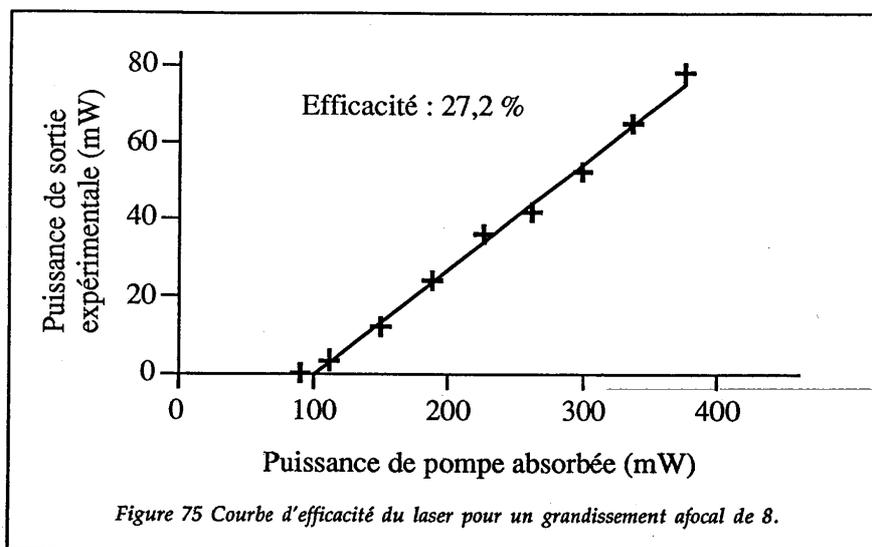
La théorie rend ici bien compte de l'expérience au niveau de l'évolution de la puissance de sortie (figure 74). De plus, le choix d'un miroir de rayon de courbure 200 mm était un bon choix, tant sur le plan de la puissance de sortie, que sur les plans de l'ellipticité et du fonctionnement en régime monomode transverse.

Il n'a pas été possible d'utiliser des rayons de courbure plus faibles à cause de l'encombrement du système.

III.3.3.3. La configuration optimale

La meilleure solution pour ce laser Cr³⁺:LiSAF pompé par diode est celle qui utilise un afocal de grandissement 8 et un miroir concave de rayon de courbure 200 mm.

La courbe d'efficacité pour ce laser est reporté sur la figure 75.



L'efficacité optique η_{opt} est de 27,2 %. Afin de comparer les performances obtenues avec ce laser et avec le laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par laser krypton, nous définissons l'efficacité intrinsèque η_i par (voir première partie § II.2.1) :

$$\eta_i = \eta_{opt} \left(\frac{T+L}{T} \right) \quad (78)$$

Dans le cas du pompage par diode, η_i vaut 50,3 % et dans le cas du pompage par laser Krypton, η_i vaut 50 %. Ces valeurs prouvent que malgré la mauvaise qualité optique des diodes laser, il est possible moyennant une optique bien choisie de réaliser un laser aussi performant que dans le cas d'un pompage par laser.

Nous choisissons le grandissement 8 par rapport au grandissement 10 car la tache de focalisation est plus grande, les problèmes thermiques sont donc moins importants. Avec cette configuration, nous repoussons l'apparition des problèmes thermiques à une puissance de pompe moyenne absorbée de 200 mW contre 150 mW pour la solution utilisant un afocal de grandissement 11,8.

III.4. Conclusion.

Ce chapitre nous a permis de vérifier expérimentalement la plupart des hypothèses faites au chapitre II concernant le modèle théorique. Nous avons aussi prouvé la validité de ce modèle appliqué au traitement du pompage par diode. Globalement les calculs théoriques nous ont donné, à l'ajustement du grandissement de l'afocal près, les configurations de pompage et de cavité optimales. Le laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diode réalisé donne une puissance de sortie de 78 mW en régime quasi-continu pour une puissance de pompe absorbée de 376 mW, ce qui correspond à des performances aussi élevées que celles obtenues avec le laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par laser krypton de la première partie. Son efficacité optique (27,2 %) est en revanche plus faible que celle des précédents laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompés par diode : 39 % [2] et 29 % [34]. Ce fait peut s'expliquer par la différence d'étendue géométrique des diodes laser utilisées et par l'importance des pertes passives dans notre cavité à 3 miroirs comparée aux cavités plan-concaves des deux articles cités (ces deux articles ne donnaient pas les efficacités intrinsèques).

Deux véritables ombres subsistent pour notre laser. Premièrement les problèmes thermiques imposent un fonctionnement en régime quasi-continu alors que les lasers $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompés par diode précédemment réalisés fonctionnaient en continu sans problème thermique. Ce fait est dû à la différence de densité volumique de puissance de pompe déposée dans le cristal : deux fois plus faible pour Zhang et coll. [34] et 6 fois plus faible pour Sheps et coll. [2]. Une solution aux problèmes thermiques consistera à utiliser des cristaux moins dopés (de l'ordre de 3 % contre 5,5 %) avec une tache de focalisation plus grande dans la direction perpendiculaire au plan de jonction de la diode laser. Deuxièmement l'ellipticité du faisceau de sortie est gênante si l'on cherche, par exemple, à obtenir une tache de focalisation très petite et circulaire ayant une densité de puissance maximale. Une solution pourrait consister à utiliser un miroir cylindrique permettant d'adapter le mode de cavité au faisceau de pompe tout en conservant un faisceau de sortie circulaire [20].

L'intérêt de notre laser par rapport aux précédents est la puissance de sortie, 4 fois plus élevée, la plage d'accordabilité de 90 nm contre 75 nm [2] et la possibilité d'ajouter des éléments à l'intérieur de la cavité, et donc des pertes, tout en conservant un effet laser. Cette potentialité ouvre la voie aux lasers $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompés par diode à modes bloqués fonctionnant dans le domaine des impulsions picosecondes.

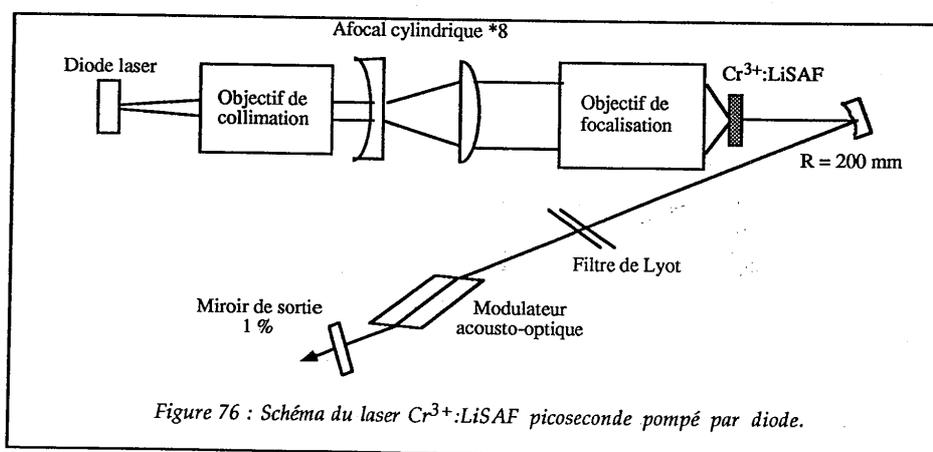
Chapitre IV

Réalisation d'un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, pompé par diode, picoseconde par blocage de modes actif.

La réalisation d'un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ picoseconde pompé par diode repose, d'une part, sur les travaux concernant le laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ quasi-continu pompé par diode que nous avons développé, et, d'autre part, sur les résultats obtenus avec le laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ picoseconde pompé en continu par un laser krypton décrit dans la première partie du mémoire.

IV.1 Description expérimentale.

Le schéma expérimental est donné sur la figure 76.



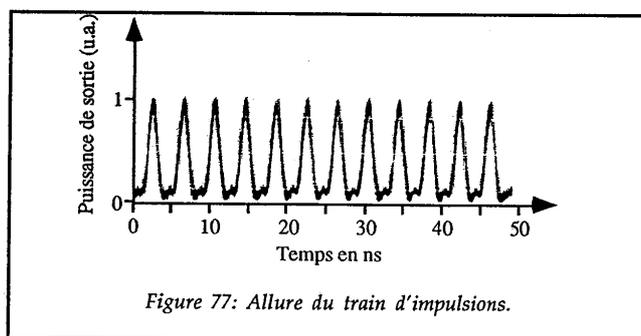
Les impulsions courtes sont réalisées par blocage de modes actif à l'aide d'un modulateur acousto-optique dont le principe de fonctionnement est donné au paragraphe § III.21 de la première partie du mémoire.

Le modulateur est celui qui a été utilisé dans cette première partie ; son signal électrique de commande a une fréquence de 125 MHz ; la modulation des pertes est obtenue à 250 MHz et la longueur de cavité doit être ajustée à 60 cm pour un fonctionnement en blocage de modes actif.

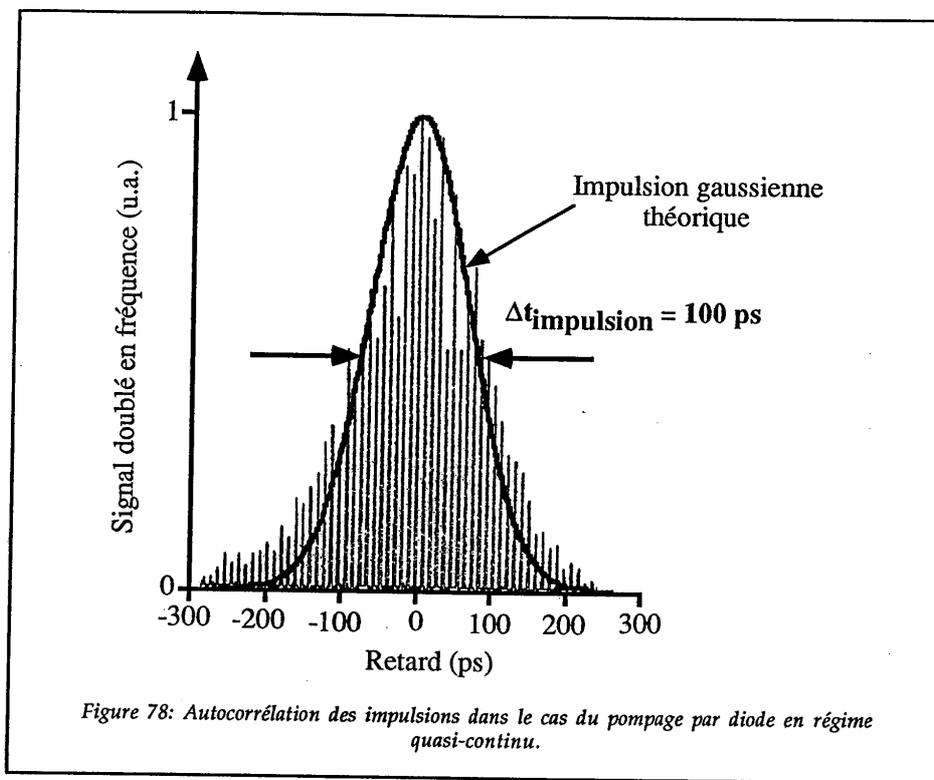
Le modulateur est introduit dans la cavité du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ quasi-continu pompé par diode à proximité du miroir de sortie. L'optique de pompage correspond à la meilleure configuration définie à la fin du chapitre III. La puissance de sortie de la diode laser est modulée en créneaux avec un rapport cyclique de 0,16, afin d'éviter les problèmes thermiques. La durée du créneau de pompage est de 1,6 ms pour une période de 10 ms. Un filtre de Lyot à deux lames est placé dans la cavité pour obtenir un accord en longueur d'onde.

IV.2 Analyse des performances.

Lorsque la longueur de la cavité est ajustée à 60 cm exactement, un train d'impulsions apparaît durant le créneau de pompage.



La figure 77 montre que les impulsions sont espacées temporellement de 4 ns. Le rebond entre deux impulsions est dû à la photodiode utilisée pour détecter les impulsions produites. Le temps de réponse de cette dernière étant de 1 ns, nous ne pouvons directement mesurer la largeur des impulsions. C'est pourquoi nous utilisons un autocorrélateur d'ordre 2. L'autocorrélation des impulsions est donnée sur la figure 78.

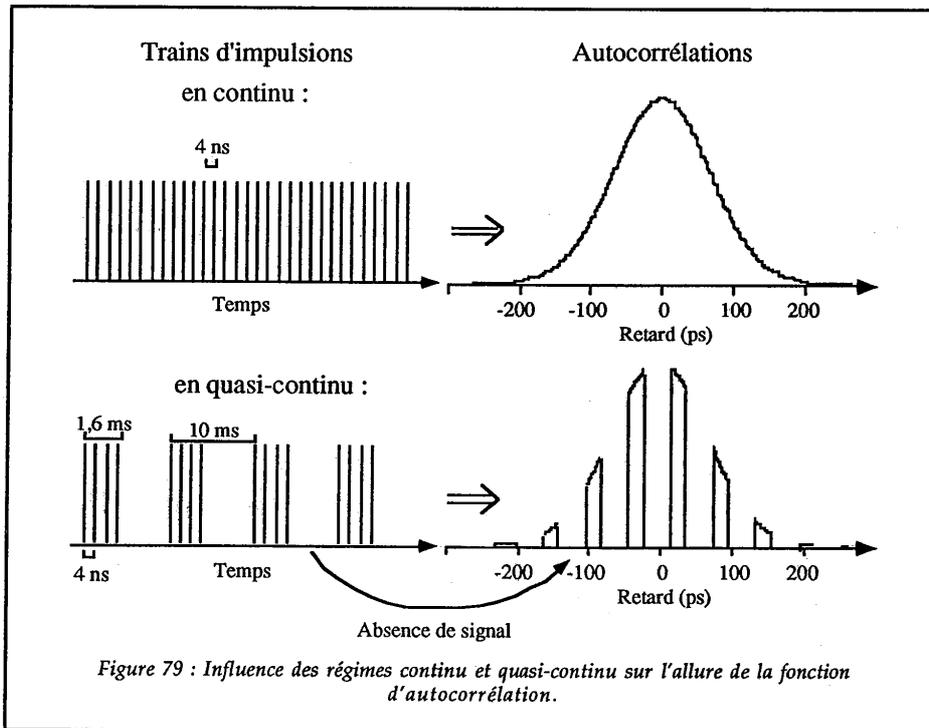


Contrairement à l'autocorrélation obtenue dans le cas du pompage continu (par laser krypton) d'un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ à modes bloqués (§ III.2.2. première partie), celle de la figure 78, obtenue dans le cas du pompage quasi-continu, est constituée de traits verticaux.

La figure 79 permet d'expliquer ce phénomène. Dans le cas du pompage continu, l'autocorrélation est réalisée à partir d'un grand nombre d'impulsions successives espacées les unes des autres de 4 ns. Elle a cependant l'allure d'une fonction continue grâce au photomultiplicateur utilisé pour la détection du signal doublé en fréquence, dont la constante de temps est de l'ordre de la microseconde.

Dans le cas du pompage en régime quasi-continu, le photomultiplicateur ne délivre pas de signal lorsque le laser ne fonctionne pas, c'est à dire entre deux fenêtres de pompage (espacées de 10 ms). Or, le temps d'acquisition d'une fonction d'autocorrélation est au moins égal au temps que met la partie mobile de l'autocorrélateur pour aller d'un bord à l'autre de sa course, soit dans notre cas, 600 ms, ce qui correspond à 60 fenêtres de pompage successives. La fonction

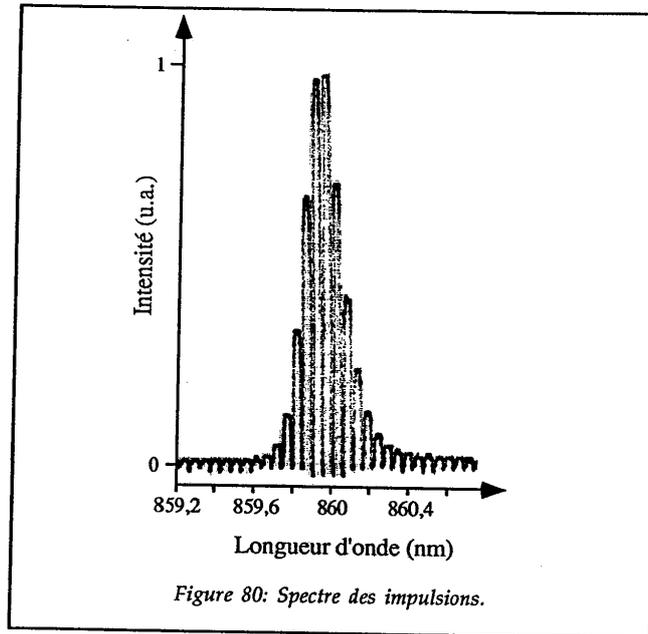
d'autocorrélation a donc une allure discontinue constituée d'environ 60 traits, chaque trait représentant une fenêtre de pompage. Sur la figure 79, les échelles de temps ne sont pas respectées pour une meilleure compréhension du phénomène.



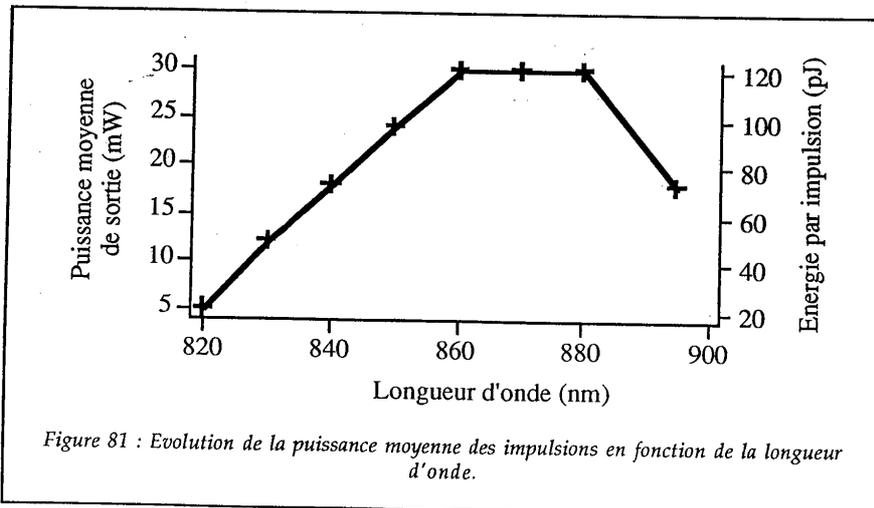
La durée des impulsions est obtenue en mesurant la largeur à mi-hauteur de l'enveloppe des traits verticaux présents dans l'autocorrélation. En supposant un profil temporel gaussien, la durée la plus courte que nous ayons obtenue est de 100 ps pour une longueur d'onde de 860 nm.

Le spectre des impulsions a une largeur à mi-hauteur de 0,2 nm (figure 80). Nous avons ici utilisé un spectromètre moins résolvant qu'au chapitre III, le spectromètre haute résolution n'étant pas disponible au moment des expériences. Nous pouvons estimer que la largeur spectrale des impulsions est connue à 25 % près (à plus ou moins un pixel sur notre détecteur (cf. figure 80)).

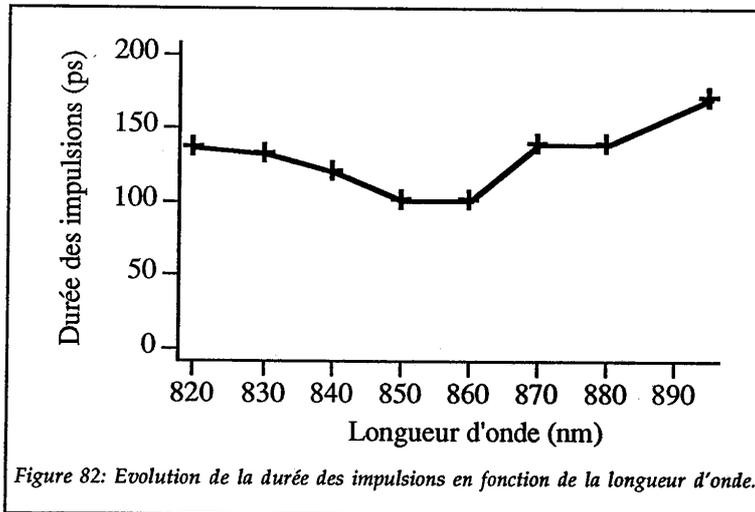
Le produit de la largeur temporelle des impulsions par leur largeur spectrale, $\Delta t \times \Delta \nu$, vaut dans notre cas 8,1. Il est 10 fois plus élevé que celui d'impulsions gaussiennes dont le spectre est la transformée de Fourier du profil temporel ($\Delta t \times \Delta \nu = 0,88$).



Le domaine d'accordabilité de ce laser s'étend de 820 à 895 nm. La figure 81 donne l'évolution de la puissance moyenne des impulsions pendant une fenêtre de pompage en fonction de la longueur d'onde. Le maximum de puissance que nous avons obtenu est de 30 mW pour une longueur d'onde comprise entre 860 et 880 nm.



La durée des impulsions reste, quant à elle, inférieure à 160 ps sur toute la plage d'accordabilité du laser (figure 82).



Cependant, souvenons-nous que dans le cas du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ à modes bloqués pompé en continu par krypton (§ III.2 première partie) nous avons obtenu des durées d'impulsions de moins de 25 ps sur toute la plage d'accordabilité.

Une comparaison entre ce laser et la version pompée par diode décrite dans ce chapitre s'impose donc.

Au niveau des conditions expérimentales, il existe deux grandes différences entre ces deux lasers. La première tient au mode de pompage, continu dans un cas, quasi-continu dans l'autre cas. La seconde est due au cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, taillé à l'incidence de Brewster dans un cas et à l'incidence normale dans l'autre cas.

Nous allons analyser l'influence que peuvent avoir ces différences sur la durée des impulsions. Etudions d'abord le mode de pompage (continu ou quasi-continu).

Pour cela, considérons à nouveau le laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par krypton à modes bloqués. Nous l'avons fait fonctionner en régime quasi-continu, à l'aide d'un modulateur, dans des conditions les plus proches possibles du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ à modes bloqués quasi-continu pompé par diode (puissance moyenne de sortie de 30 mW, longueur d'onde de 860 nm, fenêtre de pompage de 1,6 ms, période de 10 ms). Nous avons enregistré l'autocorrélation dans ce cas, obtenue en une dizaine d'allers et retours de la partie mobile de l'autocorrélateur.

Nous avons ensuite arrêté le modulateur et enregistré une autocorrélation en régime continu. La comparaison des deux autocorrélations, en régimes quasi-continu et continu est faite sur la figure 83.

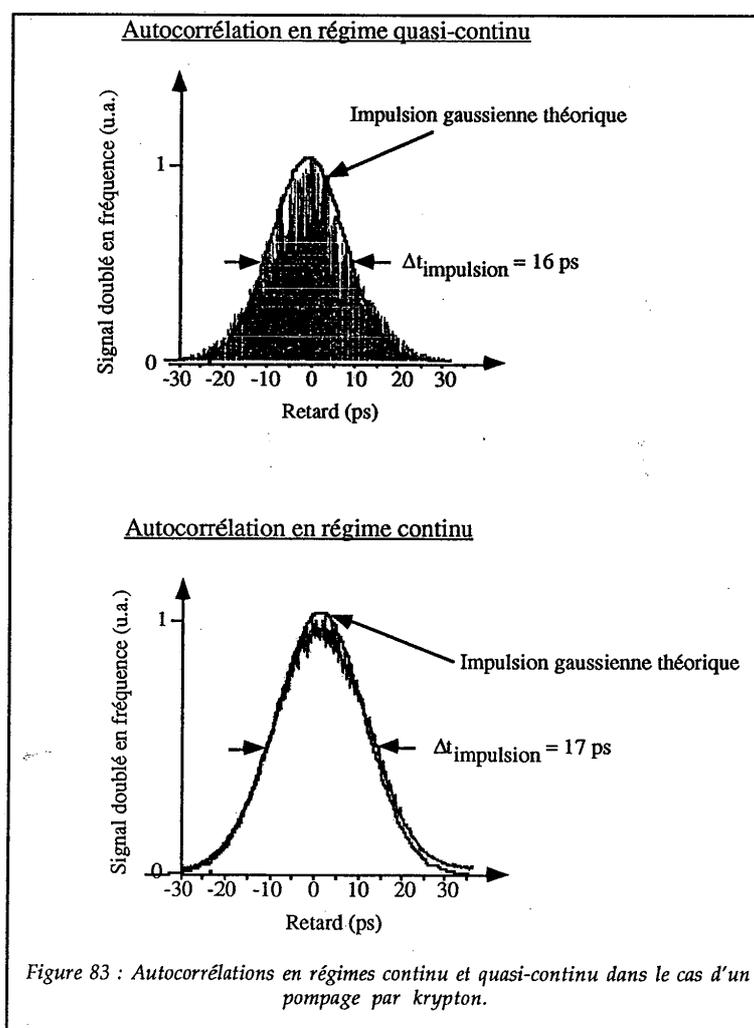
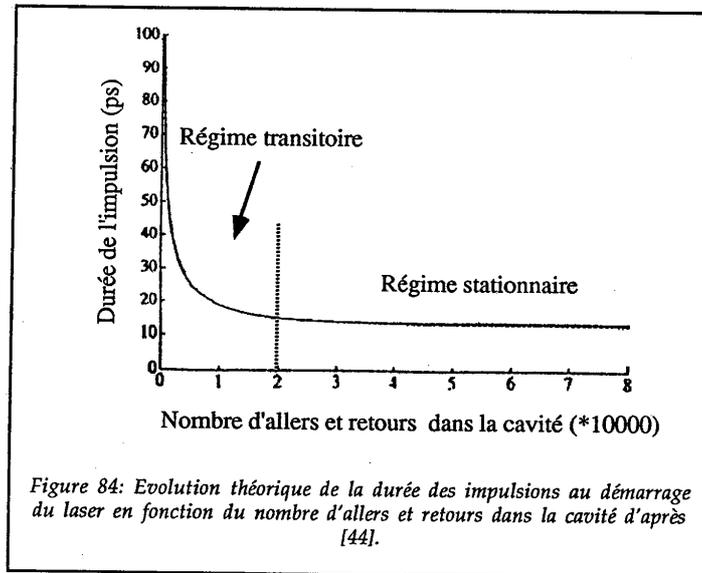


Figure 83 : Autocorrélations en régimes continu et quasi-continu dans le cas d'un pompage par krypton.

Elle prouve qu'il n'y a pas de différence notable entre les durées d'impulsions obtenues avec ces deux régimes.

Pourtant, des calculs théoriques effectués sur un laser à saphir dopé au titane fonctionnant en régime impulsionnel [44] montrent au démarrage du laser

l'existence d'un régime transitoire dans lequel les impulsions passent typiquement de 100 ps à 10 ps après 20 000 allers et retours dans la cavité (figure 84).



La décroissance de la largeur des impulsions au cours du temps pourrait donc, dans l'absolu, avoir une influence sur la largeur de l'autocorrélation en régime quasi-continu. Ce n'est pas le cas expérimentalement et nous pouvons en donner deux explications.

Premièrement, la durée du régime transitoire correspondant à 20 000 allers et retours dans la cavité (figure 84) est de 80 μ s dans notre cas. Cette durée est vingt fois plus faible que celle d'une fenêtre de pompage. La contribution du régime transitoire à l'autocorrélation sera donc vingt fois plus faible que celle du régime stationnaire (figure 84).

Deuxièmement, le signal doublé en fréquence délivré par l'autocorrélateur est proportionnel à la puissance crête des impulsions. Or les impulsions situées dans les 80 premières microsecondes de fonctionnement du laser sont plus longues que celles caractérisant le régime stationnaire. Elles contribuent donc plus faiblement au signal doublé.

Ainsi, l'autocorrélation rend globalement compte de la largeur temporelle des impulsions en régime stationnaire malgré l'existence d'un régime transitoire. Le régime quasi-continu utilisé dans notre laser pompé par diode ne semble donc pas responsable de la différence de durée des impulsions issues des deux lasers

$\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ que nous avons développés. Il faut donc chercher une autre explication. Etudions pour cela la deuxième différence entre ces deux lasers, à savoir la géométrie des cristaux de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$.

Le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ du laser pompé par diode possède deux faces planes et parallèles perpendiculaires à l'axe de la cavité. Malgré le traitement antireflet qui est présent sur l'une des faces, nous avons déjà constaté que le cristal se comportait comme un étalon Fabry-Pérot (§ III.2.2.3). Ce comportement n'existe pas avec le cristal taillé à l'incidence de Brewster utilisé dans le laser pompé par krypton. La présence d'un étalon à l'intérieur de la cavité a une influence sur la largeur temporelle des impulsions. Kuizenga et Siegman ont traité théoriquement ce problème. Nous reprenons ici leur explication et leur formalisme [45].

Afin de comprendre l'effet d'un étalon inséré dans la cavité, plaçons-nous dans le domaine spectral.

Un Fabry-Pérot placé à l'intérieur de la cavité réduit la largeur du spectre des impulsions laser, comme le montre la figure 85.

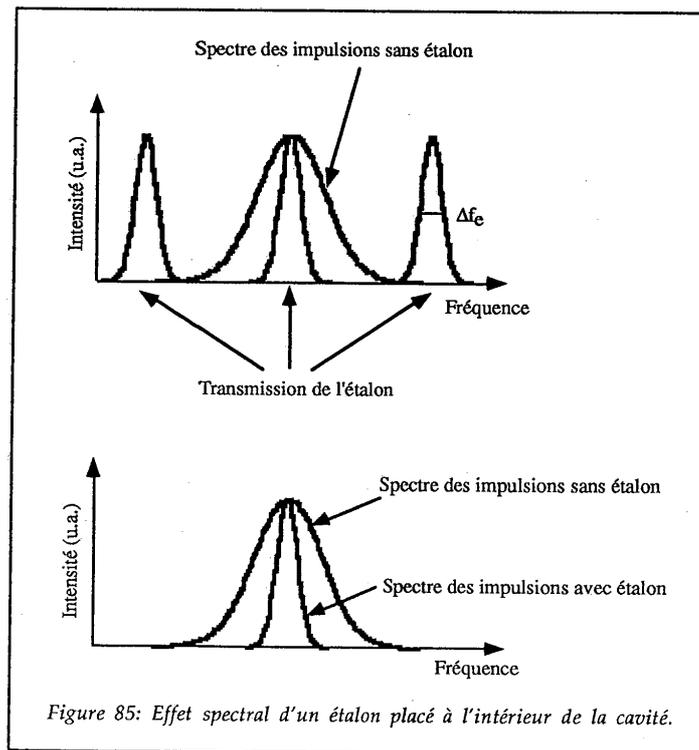


Figure 85: Effet spectral d'un étalon placé à l'intérieur de la cavité.

Dans l'hypothèse où le spectre des impulsions est la transformée de Fourier de leur profil temporel, un rétrécissement spectral se traduit par un élargissement temporel.

Un étalon placé à l'intérieur de la cavité a donc tendance à élargir temporellement les impulsions.

Kuizenga et Siegman [45] quantifient cet élargissement en supposant que les impulsions ont un profil temporel gaussien :

$$\frac{\tau_{FP}}{\tau} = \left(\frac{g_0 + \frac{1}{\Delta f^2}}{\frac{g_0}{\Delta f^2} + \frac{1}{\Delta f_e^2}} \right)^{1/4} \quad (79)$$

où :

τ_{FP} : est la durée des impulsions à mi-hauteur en présence d'un étalon à l'intérieur de la cavité,

τ : est la durée des impulsions à mi-hauteur sans effet étalon,

g_0 : est le gain du laser par aller et retour,

Δf : est la largeur spectrale de la raie laser que nous prenons à mi-hauteur,

Δf_e : est la largeur à mi-hauteur des pics du Fabry-Pérot (fig. 83).

Les calculs de Kuizenga et Siegman [45] sont adaptés au cas d'un laser Nd³⁺:YAG à modes bloqués dont la largeur de raie, Δf , est de l'ordre de 100 GHz ($\Delta\lambda=0,37$ nm à 1064 nm). Dans notre cas, la largeur de la "raie" laser du Cr³⁺:LiSAF est de 74 THz (200 nm) ! Cependant, un filtre de Lyot, qui limite fortement le spectre, est présent dans la cavité. Nous prenons, pour Δf , la transmission spectrale du filtre de Lyot [46]. Nous estimons sa valeur en mesurant la largeur spectrale du laser Cr³⁺:LiSAF pompé par krypton, fonctionnant en continu, dans lequel le filtre de Lyot a été inséré : $\Delta f = 120$ GHz ($\Delta\lambda = 0,3$ nm à 860 nm). Δf_e est estimée grâce à l'étude spectrale du laser Cr³⁺:LiSAF pompé par diode fonctionnant en régime quasi-continu qui mettait en évidence la présence de pics dans le spectre du laser. Ces pics étaient reliés à l'évolution de la transmission du Fabry Pérot en fonction de la longueur d'onde § III.2.2.3). Nous prenons $\Delta f_e = 60$ GHz ($\Delta\lambda = 0,15$ nm à 860 nm).

Le gain g_0 du laser est égal aux pertes de la cavité. Nous trouvons, compte tenu des chapitres précédents, $g_0 = 2,1 \cdot 10^{-2}$.

L'application numérique de la formule (79) pour le cas du laser Cr³⁺:LiSAF pompé par diode à modes bloqués donne :

$$\frac{\tau_{FP}}{\tau} = 3,7$$

Ainsi, en supposant que nous arrivions à nous affranchir des effets d'étalon à l'intérieur de la cavité, nous devrions trouver une largeur d'impulsion de l'ordre de $\tau = 27$ ps, τ_{FP} étant égal à 100 ps. Cette valeur de τ est cohérente avec les durées d'impulsion obtenues dans le cas du laser Cr³⁺:LiSAF pompé par krypton.

Remarquons qu'il s'agit d'une évaluation. Une étude plus fine du spectre émis par le laser Cr³⁺:LiSAF, à modes bloqués, pompé par diode nous aurait certainement permis de préciser la valeur de τ . De plus, le modèle de Kuizenga et Siegman [45] utilise des impulsions limitées spectralement par la transformée de Fourier de leur profil temporel. Nous avons vu que les impulsions issues du laser pompé par diode ne répondaient pas tout à fait à cette condition.

L'effet d'étalon Fabry Pérot, causé par le cristal de Cr³⁺:LiSAF, permet cependant d'expliquer que les impulsions sont plus longues dans le cas du laser Cr³⁺:LiSAF pompé par diode que dans le cas du laser Cr³⁺:LiSAF pompé par krypton.

IV.3. Conclusion.

Le laser Cr³⁺:LiSAF pompé par diode à blocage de modes actif, que nous avons développé, a donc permis d'obtenir des impulsions de l'ordre de 100 ps accordables dans le proche infrarouge entre 825 et 890 nm [47-48]. La largeur temporelle des impulsions est limitée par un effet d'étalon dans la cavité laser provoqué par le cristal de Cr³⁺:LiSAF dont les faces sont planes et parallèles. En utilisant un cristal dont les faces ne seraient plus parallèles (avec par exemple une face à l'incidence de Brewster et l'autre en incidence normale), il devrait être possible d'atteindre une durée d'une vingtaine de picosecondes, qui correspond plus aux performances des autres lasers pompés par diode émettant dans le proche infrarouge par blocage de modes actif [49].

Un autre laser Cr³⁺:LiSAF pompé par diode à blocage de modes a été présenté par French et coll. [50] : le blocage de modes a été obtenu à l'aide d'une cavité couplée dans laquelle se trouve une structure à multi-puits quantiques, dont la réflectivité est variable en fonction de la densité de puissance incidente. Pour une puissance de pompe de l'ordre de 270 mW, des impulsions de 70 ps ont été obtenues, avec une puissance moyenne de sortie de quelques milliwatts. Aucune accordabilité n'a été démontrée. Notre laser présente donc des performances meilleures au niveau de la puissance de sortie de (30 mW) et au niveau de l'accordabilité (75 nm).

CONCLUSION

L'essentiel du travail présenté dans ce mémoire a été consacré au développement de systèmes laser utilisant un cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé en continu, soit par un laser à krypton ionisé, soit par une diode laser à 670 nm. Le premier mode de pompage nous a permis d'établir des références au niveau des performances de tels systèmes. Celles-ci sont les suivantes :

- en mode continu, l'efficacité intrinsèque du laser est de 50 %, du même ordre de grandeur que les efficacités intrinsèques obtenues avec des lasers utilisant le saphir dopé au titane,
- en mode impulsionnel, les systèmes laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompés en continu ou en quasi-continu délivrent une énergie par impulsion dans le domaine des microjoules, à un taux de répétition de plusieurs kilohertz (typiquement 10kHz), sur une gamme temporelle s'étendant de la nanoseconde à la femtoseconde. Grâce à ces performances, alliées à une accordabilité potentielle de 200 nm environ, les systèmes laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ sont de bons candidats pour un grand nombre d'applications telles que les LIDAR, la spectroscopie ou l'imagerie médicale.

Mais le pompage par un laser krypton n'était qu'une étape vers la réalisation de systèmes laser Cr^{3+} entièrement solides et pompés par diode. Il a contribué, avec une étude théorique concernant les lasers pompés par diode et une simulation numérique permettant d'optimiser l'optique de pompage, à définir et à réaliser deux systèmes laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompés par une diode laser de 500 mW. Le premier, en régime quasi-continu, délivre une puissance de sortie de plus de 70 mW avec une efficacité équivalente à celle obtenue au moyen d'un pompage par laser krypton. Ceci prouve la qualité de l'optique de pompage. Le second est un oscillateur impulsionnel à blocage de modes actif fournissant des impulsions d'une centaine de picosecondes sur une plage d'accordabilité de plus de 70 nm. C'est l'un des tous premiers lasers accordables picosecondes pompés par diode.

A la vue de ces résultats, nous pourrions conclure que le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ est très proche du matériau laser solide idéal défini dans l'introduction. Cependant un problème subsiste : il s'agit des effets thermiques, induits par le pompage, dus aux faibles qualités thermomécaniques de la matrice de LiSAF. Pour le résoudre, il faudra certainement utiliser le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSGAF}$ à la place du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ car ce nouveau cristal possède de meilleures caractéristiques thermomécaniques.

Les futurs systèmes laser à colquirites ($\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSGAF}$...) utiliseront des diodes plus puissantes pour le pompage. Des barettes de diodes rouges, émettant 4W en continu, sont maintenant disponibles commercialement. Leur géométrie étant totalement différente de celle des diodes de 500 mW, il faudra entièrement redéfinir l'optique de pompe voire même le mode de pompage. Avec de telles barettes de diodes, nous aurons la possibilité de réaliser une version pompée par diode des systèmes décrits dans la première partie du mémoire. L'une des réalisations les plus intéressantes sera sans doute un système femtoseconde entièrement solide extrêmement compact, pompé par diodes, produisant des impulsions femtosecondes de plusieurs microjoules à un taux de répétition élevé.

ANNEXE

Principe d'un autocorrélateur d'ordre deux

Principe d'un autocorrélateur d'ordre deux

Un autocorrélateur est utilisé pour mesurer des durées d'impulsions optiques très courtes (picosecondes et femtosecondes). Il permet de transformer une information temporelle en une information spatiale. Le principe de l'autocorrélateur d'ordre deux est le suivant : grâce à une lame semi-réfléchissante (voir figure), l'impulsion optique à analyser est séparée en deux parties. Un ensemble de miroirs leur impose des chemins optiques différents puis les recombine au niveau du plan focal d'une lentille. Les deux parties de l'impulsion sont donc décalées temporellement à cet endroit. Nous y notons leurs intensités : $I(t)$ et $I(t-\tau)$, où τ est le décalage temporel.

Le produit des deux intensités est réalisé par un cristal doubleur de fréquence placé au foyer de la lentille (d'où le nom d'autocorrélateur d'ordre deux). Le signal doublé en fréquence résultant est enregistré par un détecteur dont le temps de réponse est très supérieur à la durée de l'impulsion. Il donne donc le signal :

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I(t-\tau) dt ,$$

où $G(\tau)$ est la fonction d'autocorrélation de $I(t)$.

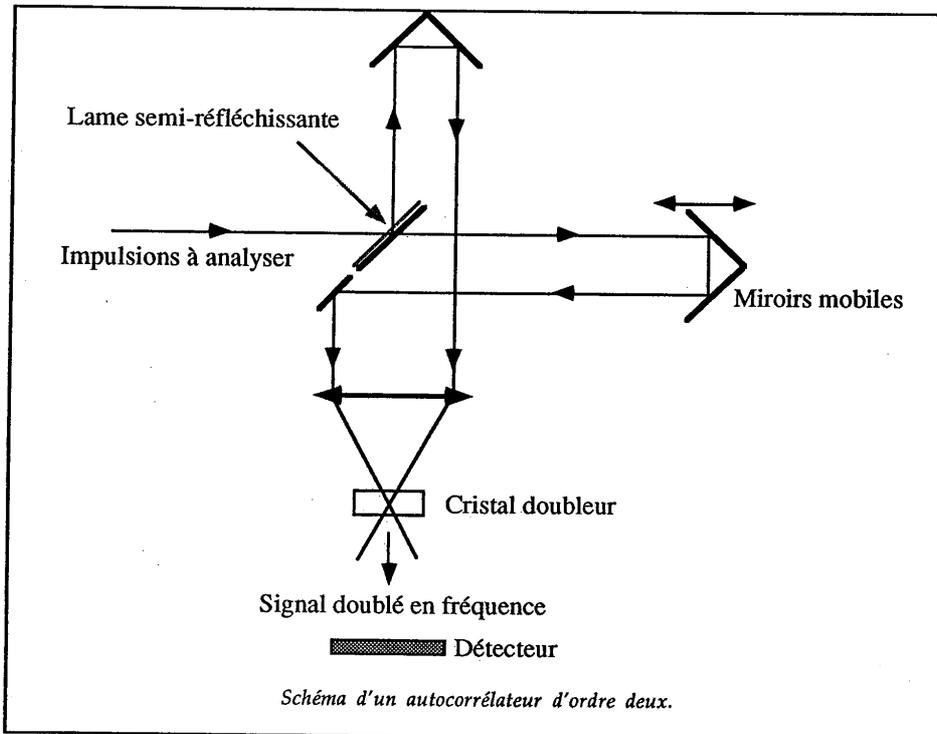
Le décalage temporel τ est modifié en changeant les chemins optiques subis par les deux parties de l'impulsion : cette opération est réalisée en déplaçant un miroir.

Un tel système permet de tracer la fonction d'autocorrélation, en temps réel, si la fréquence d'arrivée des impulsions dans l'autocorrélateur est suffisamment élevée (supérieure à quelques centaines de hertz).

En faisant des hypothèses sur le profil temporel de l'impulsion, il est possible de trouver sa largeur à mi-hauteur $\Delta\tau$. Par exemple, pour une impulsion ayant un profil temporel gaussien, $\Delta\tau$ est donné par la formule :

$$\Delta\tau = \frac{\Delta\tau_{\text{autoco}}}{\sqrt{2}} ,$$

où $\Delta\tau_{\text{autoco}}$ est la largeur à mi-hauteur de la fonction d'autocorrélation.



RÉFÉRENCES

Partie I

- [1] S.A. Payne, L.L. Chase, L.K. Smith, W.L. Kway and H.W. Newkirk, "Laser performance of LiSAF:Cr^{3+} ", J. Appl. Phys., **66**, p. 1051, (1989).
- [2] B. Chai, M. Bass, J. Dixon, J. Kim, A. Miller and M. Stalder "Laser performance and characterization of Cr:LiSAF and beyond", OSA Technical Digest Series, CLEO 91, paper QTU I 16, (1991)
- [3] L.K. Smith, S.A. Payne, W.F. Krupke and L.D. Deloach, R. Morns, E.W. O'Dell and D.J. Nelson, "Laser emission from the transition-metal compound LiSrCrF_6 ", Opt. Lett., **18**, (1993).
- [4] M.D. Perry, S.A. Payne, T. Ditmire, R. Beach, G.J. Quarles, W Ignatuk, R. Olson and J. Weston, "Better materials trigger Cr:LiSAF laser development", Laser Focus World, p. 85, (1993).
- [5] L.L. Chase and S.A. Payne, "New tunable solid-state lasers $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ and $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$ ", Optics and Photonics News, p. 16, (August 1990).
- [6] P.F. Moulton, "Tunable paramagnetic-ion lasers", Laser Handbook vol.5, North-Holland Physics Publishing, p. 241, (1985).
- [7] S.A. Payne, L.L. Chase and G.D. Wilke, "Optical Spectroscopy of the new laser materials $\text{LiSrAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$ and $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$ ", J. of Luminescence, **44**, p. 167, (1989)
- [8] P. Beaud, Y.F. Chen, B.H.T. Chai and M.C. Richardson, "Gain properties of $\text{LiSrAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$ ", Opt. Lett., **17**, p. 1064 (1992).
- [9] W.R. Rapoport, "Excited State Absorption and Up-conversion in Cr:LiSAF ", OSA proceedings on Advanced Solid State Lasers, **13**, p. 21, (1992).
- [10] B.H.T. Chai, J.L. Lefaucheur, M. Stalder and M. Bass, " $\text{Cr:LiSr}_{0,8}\text{Ca}_{0,2}\text{AlF}_6$ tunable laser", Opt. Lett., **17**, p. 1584, (1992).
- [11] L.K. Smith, S.A. Payne, W.L. Kway, L.L. Chase and B.H.T. Chai, "Investigation of the laser properties of $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrGaF}_6$ ", IEEE Quantum Electron., **28**, p. 2612, (1992).
- [12] H.N. Kogelnik, E.P. Ippen, A. Dienes, C.V. Shank,, "Astimatically compensated cavities for dye lasers", IEEE J. of Quantum Electron., QE 8, p. 373 (1992).
- [13] D.Findlay and R.A. Clay, "The measurement of internal losses in 4-level lasers", Phys. Lett., **20**, p. 277, (1966).
- [14] Siegman, "Lasers", University Science Books, Chap. 25, p. 958, (1986).
- [15] Siegman, "Lasers", University Science Books, Chap. 13, p. 492, (1986).
- [16] Siegman, "Lasers", University Science Books, Chap. 25, p. 966, (1986).
- [17] B.E.A. Saleh and M.C. Teich, "Fundamentals of Photonics", Wiley Serie in Pure and Applied Optics, J.W. Goodman editor, Chap. 14, p. 529, (1991).
- [18] Siegman, "Lasers", University Science Book, Chap. 26, p. 1012, (1986).
- [19] Siegman, "Lasers", University Science Books, Chap. 26, p. 1015, (1986).
- [20] F. Balembois, P. Georges, F. Salin, G. Roger and A. Brun, "Tunable blue light source by intracavity frequency doubling of a Cr -doped LiSAF laser", OSA Proceedings on Advanced Solid State Laser, **15**, p.391, (1993).

-
- [21] M. Stulder, B.H.T. Chai and M. Bass, "Flashlamp pumped Cr:LiSrAlF₆ laser", *Appl. Phys. Lett.* **58**, p. 216 (1991).
- [22] D.J. Harter, J. Squier and G. Mourou, "Alexandrite-laser-pumped Cr³⁺:LiSrAlF₆", *Opt. Lett.*, **17**, p. 1512 (1992).
- [23] F. Balembois, P. Georges, F. Salin, G. Roger and A. Brun, "Tunable blue light source by intracavity frequency doubling of a G-doped LiSrAlF₆ laser", *Appl. Phys. Lett.* **61**, p. 2381 (1992).
- [24] Siegman "lasers", University Science Books, Chap. 26, p. 1017, (1986).
- [25] S.G. Anderson, "Blue laser quintuples optical-data-storage capacity", *Laser Focus World*, p. 27, (August 1993).
- [26] N. Nakayama, S. Itoh, T. Ohata, K. Nakana, H. Okuyama, M. Ozawa, A. Isibashi, M. Ikeda and YK. Mori, "Room temperature continuous operation of blue-green laser diodes", *Electron. Lett.*, **25**, p. 1488, (1993).
- [27] J.Y. Allain, M. Monerie and H. Poignant, "Blue up-conversion fluorozirconate fibre laser", *Electron. Lett.*, **26**, p. 166, (1990).
- [28] G.J. Dixon, C.E. Tanner and C.E. Wieman, "432 nm source based on efficient second-harmonic generation of GaAlAs diode-laser radiation in a self-locking external resonant cavity", *Opt. Lett.*, **14**, p. 731, (1989).
- [29] L.R. Marshall, A. Kaz and O. Aytur, "Continuously tunable diode-pumped UV-blue laser source", *Opt. Lett.*, **18**, p. 817, (1993).
- [30] L.A. Sklav, "Lasers in flow cytometry and biotechnology", OSA proceedings on compact blue green laser 92, paper Th A2, (1992).
- [31] T. Lépine, "Etude et réalisation de lasers solides à modes couplés (YAG dopé Néodyme et saphir dopé titane), compression d'impulsions", Thèse de Doctorat en Sciences, Université d'Orsay, (1991).
- [32] Kluge, "Synchronously pumped dye lasers for ultrashort light pulse generation", Thèse de doctorat en science, Université d'Essen - RFA, (1984).
- [33] A. Miller, P. Likamwa, B.H.T. Chai and E.W. Van Stryland, "Generation of 150 fs tunable pulses in Cr:LiSrAlF₆", *Opt. Lett.*, **17**, p. 195, (1992).
- [34] N.H. Rivzi, P.M.W. French and J.R. Taylor, "Generation of 33 fs pulses from a passively mode-locked Cr³⁺:LiSrAlF₆ laser", *Opt. Lett.*, **17**, p. 1605, (1992).
- [35] F. Estable, "Amplification régénérative et multipassage d'impulsions lumineuses dans des milieux solides (YAG dopé Néodyme, alexandrite, saphir dopé titane)", Thèse de Doctorat en Sciences, Université d'Orsay, (1992).
- [36] F. Balembois, P. Georges, F. Salin and A. Brun, "High repetition rate cw pumped Cr:LiSAF femtosecond regenerative amplifier", *Opt. Lett.* **18**, p.1250 (1993).
- [37] F. Balembois, P. Georges, F. Salin, G. Roger and A. Brun, "High repetition rate cw pumped Cr:LiSAF regenerative amplifier", *Ultrafast Phenomena VIII* (Springer Series in Chemical Physics **55**), p. 206, (1992).
- [38] M. Gifford and K.J. Weingarten, "Diode-pumped Nd:YLF regenerative amplifier", *Opt. Lett.*, **17**, p. 1788, (1992).
- [39] D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses", *Opt. Commun.*, **56**, p. 219, (1985).
- [40] S. de Silvestri, P. Laporta and O. Svelto, "The role of the cavity dispersion in cw mode-locked lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE 20**, p. 533, (1984).

-
- [41] M. Pessot, J. Squier and G. Mourou, D.J. Harter, "Chirped-pulse amplification of 100 fsec pulses", *Opt. Lett.*, **14**, p. 797, (1989).
- [42] J.D. Kafka, M.L. Watts, D.J. Roach, M.S. Keustead, H.W. Schauf and T. Baer, "Pulse compression of a mode locked Ti Sapphire laser", OSA Technical Digest Series, CLEO 90, paper PD8, (1990).
- [43] R.L. Fork, O.E. Martinez and J.P. Gordon, "Negative dispersion using pairs of prisms", *Opt. Lett.*, **9**, p. 150, (1984).
- [44] F.J. Duarte, "Generalized multiple-prism dispersion theory for pulse compression in ultrafast dye lasers", *Opt. and Quantum Electron.*, **19**, p. 223, (1987).
- [45] O.E. Martinez, J.P. Gordon, R.L. Fork, "Negative group velocity dispersion using refraction", *J. Opt. Soc. Am. B.*, **1**, p. 1003 (1984).
- [46] T. Norris, "Femtosecond pulse amplification at 250 kHz with a Ti:sapphire regenerative amplifier and application to continuum generation", *Opt. Lett.* **17**, p. 1009, (1992).
- [47] F. Balembois, "Etude d'un amplificateur régénératif femtoseconde haute cadence utilisant un cristal de Cr:LiSAF", Séminaire Ecole du Firtech Microélectronique du Grand Sud Ouest et Optique, Arcachon, (1992).
- [48] F. Balembois, P. Georges, F. Salin, G. Roger, A. Brun and J.L. Tapié, "High repetition rate c.w. pumped Cr:LiSAF femtosecond regenerative amplifier", OSA Proceedings on Advanced Solid State Lasers 15, p. 137 (1993).
- [49] F. Balembois, P. Georges, F. Salin and A. Brun
"High repetition rate Cr³⁺:LiSrAlF₆ regenerative amplifier for femtosecond pulses", OSA Technical Digest Series, CLEO 93, paper CTh 576 (1993).
- [50] F. Balembois, P. Georges, G. Roger et A. Brun
"Etude d'un amplificateur régénératif femtoseconde haute cadence utilisant un cristal de Cr:LiSAF", *Opto 93*, ESI Publications, p. 39, (1993).
- [51] F. Balembois, P. Georges and A. Brun, "LiSAF regenerative amplifier for femtosecond pulses operating at 5 kHz repetition rate", SPIE International Symposium : "Optics Québec'93", Québec, (1993).
- [52] G. Boyer, M. Franco, J.L. Chambaret, A. Migus and A. Antonetti,
"Generation of 0,6 μJ pulses of 16 fs duration through high repetition rate amplification of self phase modulated pulses", *Appl. Phys. Lett.* **53**, p. 823, (1988).
- [53] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot and G. Mourou, "Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification", *IEEE, QE* **24**, p. 398, (1988).
- [54] P. Georges, "Etude et réalisation d'un laser à colorant femtoseconde fonctionnant à différentes longueurs d'onde. Compression et amplification d'impulsions brèves", Thèse de Doctorat en Sciences, Université d'Orsay, (1989).
- [55] Siegman, "Lasers", University Science Book, Chap. 10, p. 386, (1986).
- [56] J.M. Evans, D.E. Spence and W. Sibbet, B.H.T. Chai and A. Miller, "50 fs pulse generation from a self-mode-locked Cr:LiSrAlF₆ laser", *Opt. Lett.*, **17**, p. 1447, (1992).
- [57] W.J. Tomlinson, R.H. Stolen and C.V. Shank, "Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers", *J. Opt. Soc. Am. B.*, **1**, p. 139, (1984).

- [58] M.D. Perry, D. Strickland, T. Ditmire and F.G. Patterson, "Cr:LiSrAlF₆ regenerative amplifier", *Opt. Lett.*, **17**, p. 604, (1992).
- [59] J. Squier, G. Korn, J.V. Rudd, D. Du, G. Mourou, G. Vaillancourt, M. Bouvier, "Amplification of femtosecond pulses at 10 kHz repetition rates in Ti:Al₂O₃", OSA Technical Digest Series, CLEO 93, paper CFG7, (1993).

Partie II

- [1] D.W. Hughes and J.R.M. Barr, "Laser diode pumped solid state lasers", *J. Phys. D. : Appl. Phys.*, **25**, p. 563, (1992).
- [2] R. Sheps, J.F. Myers, H.B. Seneze, A. Rosenberg, R.C. Morris and M. Long, "Diode-pumped Cr:LiSrAlF₆ laser", *Opt. Lett.*, **16**, p. 820, (1991).
- [3] T.Y. Fan, G.J. Dixon and R.L. Byer, "Efficient GaAlAs diode laser pumped operation of Nd:YLF at 1.047 μm with intracavity doubling to 523.6 nm", *Opt. Lett.*, **11**, p. 204, (1986).
- [4] J.J. Krasinski, W. Hughes, D.Di. Biase, P. Bournes and R. Burham, "One Joule from a diode-Array pumped Nd:YAG laser with side pumped rod geometry", *IEEE J. of Quantum Elect.*, **28**, p. 977, (1992).
- [5] T.S. Kubo and T.J. Kane, "Diode pumped laser at five eye safe wavelengths", *IEEE, J. of Quantum Elect.*, **28**, p. 1033, (1992).
- [6] S.A. Payne, W.F. Kurpke, L.K. Smith, W.L. Kway, L.D. De Loach and J.B. Tassano, "752 nm Wing Pumped Cr:LiSAF Laser", *IEEE J. of Quantum Elect.*, **28**, p. 1188, (1992).
- [7] B.T. Mc Guckin and R.T. Menzies, "Efficient cw diode pumped Tm, Ho:YLF laser with tunability near 2.067 μm ", *IEEE J. of Quantum Elect.*, **28**, p. 1025, (1992).
- [8] P.A. Budni, M.G. Knighths, E.P. Chicklis and H.P. Jenssen, "Performances of a diode pumped high PRF Tm, Ho:YLF laser", *IEEE J. of Quantum Elect.*, **28**, p. 1029, (1992).
- [9] G.J. Kintz, R. Allen and L. Esterowitz, "Continuous wave laser emission at 2.02 μm from diode pumped Tm³⁺:YAG at room temperature", OSA Technical Digest Series, CLEO 88, paper FB2, (1988).
- [10] N. Mermilliod, R. Romero, I. Chartier, C. Garagon and R. Moncorgé, "Performance of various diode pumped Nd: Laser materials : Influence of inhomogeneous broadening", *IEEE J. of Quantum Elect.*, **28**, p. 1179, (1992).
- [11] T.Y. Fan, A. Sanchez and W.E. DeFeo, "Pump source requirements for end-pumped lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, p. 311, (1990).
- [12] S. Mac Cormack and J. Feinberg, "High Brightness output from a laser diode array coupled to a self-pumped phase conjugator", OSA Technical Digest Series, CLEO 93, paper CTuN19, (1993).
- [13] D.W. Hughes, A.A. Majdabadi, J.R.M. Barr and D.C. Hanna, "400 fsec pulse generation from an additive-pulse mode-locked laser-diode-pumped Nd_xLa_{1-x}MgAl₁₁O₁₉ laser", OSA Technical Digest Series, CLEO 93, paper JTuC7, (1993).

-
- [14] G.P.A. Malcolm, M. Ebrahimzadeh and Allister I. Ferguson, "Efficient frequency conversion of mode-locked diode-pumped lasers and tunable all-solid-state laser sources", *IEEE J. of Quantum Elect.*, **28**, p. 1172, (1992).
- [15] G.J. Dixon, L.S. Lingway and R.H. Jarman, "Lithium Neodymium Tetrphosphate lasers pumped via close coupling to high power laser diode arrays", *IEEE Photon Tech. Lett.*, **1**, p. 97, (1989).
- [16] T.Y. Fan, G.J. Dixon and R.L. Byer, "Efficient GaAlAs diode laser pumped operation of Nd:YLF at 1.047 μm with intracavity doubling to 523.6 nm", *Opt. Lett.*, **11**, p. 204, (1986).
- [17] R.A. Fields, M. Birnbaum and C.L. Fincher, "Highly efficient Nd:YVO₄ diode-laser end-pumped laser", *Appl. Phys. Lett.*, **51**, p. 1885, (1987).
- [18] H. Hemmati and J.R. Lesh, "High repetition rate Q-switched and intracavity doubled diode-pumped Nd:YAG laser", *IEEE J. of Quantum Elect.*, **28**, p. 1018 (1992).
- [19] R.R. Stephens and R.A. Mac Farlane, "Diode pumped up-conversion laser with 100 mW output power", *Opt. Lett.*, **18**, p. 134, (1993).
- [20] F. Krausz, J. Zehetner, T. Brabec and E. Wintner, "Elliptic-mode cavity for diode-pumped lasers", *Opt. Lett.*, **16**, p. 1496, (1991).
- [21] D.C. Shannon and R.W. Wallace, "High power Nd:YAG laser end pumped by a cw, 10 mm x 1 μm aperture, 10 W laser-diode", *Opt. Lett.*, **16**, p. 318, (1991).
- [22] C.F. Rae, J.A.C. Terry, B.D. Sinclair, M.H. Dunn and W. Sibbet, "Single frequency, end pumped Nd:YLF laser excited by a 12 mJ diode laser-array", *Opt. Lett.*, **17**, p. 1673, (1992).
- [23] T.Y. Fan, A. Sanchez and W.E. Defeo, "Scalable, end pumped, diode laser pumped laser", *Opt. Lett.*, **14**, p. 1057, (1989).
- [24] S.C. Tidnel, J.F. Seamans, M.S. Bowers and A.K. Cousins, "Scaling diode-end-pumped Nd:YAG lasers to high average power", *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, p. 997, (1992).
- [25] T.M. Baer, D.F. Head and M. Sakamoto, "High efficiency diode-bar pumped solid state laser using a tightly folded resonator", *OSA Technical Digest Series, CLEO 89*, paper FJ5, (1989).
- [26] C. Larat, M. Schwarz, J.P. Pocholle, "High power surface emitting laser diode pumping of Nd:YAG slab", *Electron. Lett.*, **28**, p. 1630, (1992).
- [27] T.M. Baer, D.F. Head, P. Gooding, G.J. Kintz and S. Hutchison, "Performance of diode-pumped Nd:YAG and Nd:YLF lasers in a tightly folded resonator configuration". *IEEE*, **28**, p. 1131, (1992).
- [28] W.W. Hovis, D.P. Caffey and V. King, T.H. Allik, "Efficient diode array pumped Nd:YAG and Nd:Lu:YAG lasers", *Opt. Lett.*, **14**, p. 116, (1989).
- [29] R. Burnham and A.D. Hays, "High power diode-array-pumped frequency doubled cw Nd:YAG laser", *Opt. Lett.*, **14**, p. 27, (1989).
- [30] G. Dubé, H. Morris, T. Dellamano, J. Hollister, J. Powers, L. Long, A. Reynolds, J. Abate, E. Miller and J. Forsyth, "700 kilowatt diode pumping system", *OSA Technical Digest Series, CLEO 93*, paper CPD7, (1993).
- [31] L.R. Marshall, A. Kaz and R.L. Burnham, "Highly efficient TEM₀₀ operation of transversely diode-pumped Nd:YAG laser", *Opt. Lett.* **17**, p. 186, (1992).
- [32] J.E. Bernard and A.J. Alcock, "High-efficiency diode-pumped Nd:YVO₄ slab laser", *Opt. Lett.* **18**, p. 968, (1993).

-
- [33] Q.I. Zhang, G.J. Dixon and B.H.T. Chai, "860 nm Cr:LiSAF laser pumped via close coupling to an InGaAlP laser diode", OSA Technical Digest Series, CLEO 92, paper CWG 46, (1992).
- [34] Q. Zhang, G.J. Dixon, B.H.T. Chai and P.N. Kean, "Electronically tuned diode-laser-pumped Cr:LiSrAlF₆ Laser", Opt. Lett., **17**, p. 43, (1992).
- [35] Q.I. Zhang, G.J. Dixon, B.H.T. Chai and P.N. Kean, "843 nm Cr:LiSAF laser resonantly-pumped with a 779 nm GaAlAs diode laser", OSA Technical Digest Series, CLEO 92, Paper CWG 45, (1992).
- [36] W. Koechner, "Solid state laser engineering", p. 315, Springer Verlag (1988).
- [37] A.J. Alfrey, "Modeling of longitudinally pumped cw Ti:Sapphire laser oscillators". IEEE J. of Quantum Electron., **25**, p. 760, (1989).
- [38] P. Laporta, M. Brussard, "Design criteria for mode size optimization in diode pumped solid state lasers", IEEE J. of Quantum Electron., **27**, p. 2319, (1991).
- [39] L. Cabaret, G. Girard, "Study of some pumping for laser diode pumped solid state lasers", J. Phys. III, **2**, p. 1706, (1992).
- [40] P.F. Moulton, "An investigation of the Co:MgF₂ laser system", IEEE J. of Quantum Electron., **21**, p. 1582 (1985).
- [41] F. Salin and J. Squier, "Geometrical optimization of longitudinally solid-state laser", Optics Commun., **86**, p. 397, (1990).
- [41_b] Cours d'aberration. École Supérieure d'Optique.
- [42] F. Balembois, P. Georges, G. Roger and A. Brun, "High power cw diode-pumped LiSAF laser"., Materials Research Society (MRS), Fall Meeting, Boston (1993).
- [43] F. Balembois, P. Georges, G. Roger and A. Brun, "All solid state diode pumped LiSAF laser"., Laser M2P, 3^{ème} Conférence Internationale, Lyon, (1993).
- [44] K.P.J. Reddy and J.A. Tatum, "Dynamics of active mode locking in broadband continuous wave lasers", IEEE J. of Quantum Electron., **29**, p. 1407, (1993).
- [45] D.J. Kuizenga, A.E. Siegman "FM and AM mode locking of the homogeneous laser - Part I : theory", IEEE J. of Quantum Electron., **6**, p. 694, (1970).
- [46] J.T. Darrow and R.K. Jain, "Active mode locking of broad band continuous wave lasers", IEEE J. of Quantum Electron., **27**, p. 1048, (1991).
- [47] F. Balembois, P. Georges, A. Brun, "Quasicontinuous wave and actively mode-locked diode-pumped Cr³⁺:LiSrAlF₆ laser", Opt. Lett., **18**, p. 1730, (1993).
- [48] F. Balembois, P. Georges and A. Brun, "Efficient diode-pumped LiSAF laser in quasi-continuous wave and actively mode-locked regime". Advanced Solid-State Lasers, Salt Lake City, February 1994.
- [49] G.P.A. Malcom, A.I. Ferguson "Mode-locking of diode laser-pumped solid-state lasers", Opt. and Quantum Electron., **24**, p. 705, (1992).
- [50] P.M.W. French, R. Mellish, J.R. Taylor, P.J. Delfyett and L.T. Florez, "Mode-locked all-solid-state diode-pumped Cr:LiSAF laser", Opt. Lett., **18**, p. 1934, (1993).

Références de l'auteur

Partie I

- [20] F. Balembois, P. Georges, F. Salin, G. Roger and A. Brun, "Tunable blue light source by intracavity frequency doubling of a Cr-doped LiSAF laser", OSA Proceedings on Advanced Solid State Laser, 15, p.391, (1993).
- [23] F. Balembois, P. Georges, F. Salin, G. Roger and A. Brun, "Tunable blue light source by intracavity frequency doubling of a G-doped LiSrAlF₆ laser", Appl. Phys. Lett. 61, p. 2381 (1992).
- [36] F. Balembois, P. Georges, F. Salin and A. Brun, "High repetition rate cw pumped Cr:LiSAF femtosecond regenerative amplifier", Opt. Lett. 18, p.1250 (1993).
- [37] F. Balembois, P. Georges, F. Salin, G. Roger and A. Brun, "High repetition rate cw pumped Cr:LiSAF regenerative amplifier", Ultrafast Phenomena VIII (Springer Series in Chemical Physics 55), p. 206, (1992).
- [47] F. Balembois, "Etude d'un amplificateur régénératif femtoseconde haute cadence utilisant un cristal de Cr:LiSAF", Séminaire Ecole du Firtech Microélectronique du Grand Sud Ouest et Optique, Arcachon, (1992).
- [48] F. Balembois, P. Georges, F. Salin, G. Roger, A. Brun and J.L. Tapié, "High repetition rate c.w. pumped Cr:LiSAF femtosecond regenerative amplifier", OSA Proceedings on Advanced Solid State Lasers 15, p. 137 (1993).
- [49] F. Balembois, P. Georges, F. Salin and A. Brun
"High repetition rate Cr³⁺:LiSrAlF₆ regenerative amplifier for femtosecond pulses", OSA Technical Digest Series, CLEO 93, paper CTh 576 (1993).
- [50] F. Balembois, P. Georges, G. Roger et A. Brun
"Etude d'un amplificateur régénératif femtoseconde haute cadence utilisant un cristal de Cr:LiSAF", Opto 93, ESI Publications, p. 39, (1993).
- [51] F. Balembois, P. Georges and A. Brun, "LiSAF regenerative amplifier for femtosecond pulses operating at 5 kHz repetition rate", SPIE International Symposium : "Optics Québec'93", Québec, (1993).

Partie II

- [42] F. Balembois, P. Georges, G. Roger and A. Brun, "High power cw diode-pumped LiSAF laser"., Materials Research Society (MRS), Fall Meeting, Boston (1993).
- [43] F. Balembois, P. Georges, G. Roger and A. Brun, "All solid state diode pumped LiSAF laser"., Laser M2P, 3^{ème} Conférence Internationale, Lyon, (1993).
- [47] F. Balembois, P. Georges, A. Brun, "Quasicontinuous wave and actively mode-locked diode-pumped Cr³⁺:LiSrAlF₆ laser", Opt. Lett., 18, p. 1730, (1993).
- [48] F. Balembois, P. Georges and A. Brun, "Efficient diode-pumped LiSAF laser in quasi-continuous wave and actively mode-locked regime".
Advanced Solid-State Lasers, Salt Lake City, February 1994.

Nom : BALEMBOIS

Prénom : François

Sujet : Développement de nouvelles sources laser accordables dans l'infrarouge proche autour du cristal de LiSAF dopé avec l'ion Cr^{3+}

Résumé

Le sujet de ce mémoire concerne l'étude de systèmes laser utilisant un cristal de Cr^{3+} :LiSAF comme milieu amplificateur. Ce cristal, découvert en 1989, possède une bande d'absorption dans le rouge, entre 600 nm et 700 nm, qui encadre la longueur d'onde d'émission des diodes laser rouges en GaAlInP (670 nm) et une large bande d'émission dans l'infrarouge proche, entre 800 nm et 1000 nm. C'est l'un des meilleurs candidats à la réalisation de lasers solides accordables pompés par diode.

En prévision de la commercialisation des premières diodes laser rouges de puissance, nous avons tout d'abord utilisé comme source de pompage un laser continu à krypton ionisé émettant à des longueurs d'onde voisines de celles des futures diodes (647 nm et 676 nm). Ce laser nous a permis de tester le cristal de Cr^{3+} :LiSAF dans différentes configurations de fonctionnement. D'une part, en régime continu, nous avons obtenu des performances comparables à celles des lasers à saphir dopé avec l'ion titane ; la seule grande différence se situant au niveau des problèmes thermiques, beaucoup plus importants dans le Cr^{3+} :LiSAF. D'autre part, en régime impulsionnel, les systèmes laser que nous avons développés prouvent que le Cr^{3+} :LiSAF est bien adapté à la production d'impulsions de quelques microjoules, accordables en longueur d'onde, à un taux de répétition élevé sur une gamme temporelle s'étalant de la nanoseconde à la femtoseconde.

Nous avons, ensuite, défini et réalisé un laser Cr^{3+} :LiSAF pompé par une diode laser de 500 mW fonctionnant en régime quasi-continu. Aujourd'hui (janvier 1994), ce laser est le plus puissant des lasers Cr^{3+} :LiSAF pompés par diode laser rouge développés de par le monde et mentionnés dans la littérature (puissance de sortie avoisinant 80 mW pour une puissance de pompe de 500 mW). Nous avons repris, par la suite, les mêmes composants optiques pour réaliser l'un des premiers lasers Cr^{3+} :LiSAF à modes bloqués, pompés par diode, délivrant des impulsions picosecondes accordables sur plus de 70 nm.

Mots clés : Lasers solides accordables, pompage par diode laser, impulsions brèves (optique)

