



HAL
open science

Amplification régénérative et multipassage d'impulsions lumineuses dans des milieux solides (yag dope néodyme, alexandrite, saphir dope titane) .

Frédéric Estable

► To cite this version:

Frédéric Estable. Amplification régénérative et multipassage d'impulsions lumineuses dans des milieux solides (yag dope néodyme, alexandrite, saphir dope titane) .. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 1992. Français. NNT: . pastel-00716147

HAL Id: pastel-00716147

<https://pastel.hal.science/pastel-00716147>

Submitted on 10 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.

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée pour obtenir

**LE TITRE DE DOCTEUR
EN SCIENCES PHYSIQUES**

PAR

Frédéric ESTABLE

**AMPLIFICATION REGENERATIVE ET MULTIPASSAGE
D'IMPULSIONS LUMINEUSES DANS DES MILIEUX SOLIDES
(YAG DOPE NEODYME, ALEXANDRITE,
SAPHIR DOPE TITANE)**

Soutenu le 5 Mars 1992 devant la commission d'examen

S. LAVAL	PRESIDENT
G. BRASSART	
A. BRILLET	
A. BRUN	EXAMINATEURS
J.B. GRUN	
R. MONCORGE	

Nom : ESTABLE

Prénom : Frédéric

Sujet : Amplification régénérative et multipassage d'impulsions lumineuses dans des milieux solides (YAG dopé néodyme, alexandrite, saphir dopé titane).

RESUME

Ce mémoire présente diverses expériences d'amplification d'impulsions lumineuses brèves ou monofréquences réalisées avec des milieux laser solides.

Une étude théorique de l'amplification laser en régime de saturation est présentée dans la première partie. Les effets de déformation des profils spatial et temporel par la saturation du gain sont étudiés à partir d'un modèle théorique simple considérant le milieu comme un ensemble de cibles "éphémères". Il est démontré par ailleurs que le temps de relaxation du niveau inférieur de la transition laser peut avoir une certaine incidence sur le rendement effectif de l'amplification.

La deuxième partie est entièrement consacrée à la description d'un amplificateur régénératif nanoseconde utilisant du YAG dopé au néodyme ou de l'alexandrite comme milieux actifs. Ce dispositif permet de produire des impulsions monofréquences par injection d'une cavité "esclave". Il se situe à la limite de l'amplification régénérative et de l'injection continue pour produire des impulsions dont la durée est liée à la longueur de la cavité. Une étude détaillée de ce dispositif montre qu'un asservissement de la longueur de la cavité est inutile avec ce type de fonctionnement.

Un nouveau matériau solide accordable aux propriétés exceptionnelles est présenté dans la dernière partie de ce mémoire : il s'agit du saphir dopé titane. Une mesure précise de l'énergie de saturation a permis d'aborder l'amplification de plusieurs types de signaux lumineux et de réaliser divers oscillateurs aux caractéristiques variées. De nombreux amplificateurs utilisant le saphir dopé titane comme milieu actif sont également présentés. Ils permettent d'amplifier des impulsions monomodes ainsi que des impulsions brèves.

Mots clés : Laser solide, Amplification optique, Saphir dopé titane, YAG dopé néodyme, Alexandrite.

à ma fille, Justine

ABSTRACT

A theory of laser amplification in the saturation regime is presented. A simple model, regarding the active medium as composed of transient target, shows the physical effect of gain saturation on the temporal and spatial profiles of the amplified pulse. The influence of the lower laser level lifetime on the amplification efficiency is also described.

The second part is devoted to the description of a nanosecond regenerative amplifier, using either Nd:YAG or alexandrite as the active medium. This device produces single frequency, adjustable duration pulses through injection by a slave resonator.

Titanium sapphire, a recent tunable solid state material, is described. A precise measurement of the saturation fluence is applied to the design of several amplifier configurations and oscillators with various characteristics. The amplification of single frequency or ultrashort pulses in titanium sapphire is described.

Le travail présenté dans ce mémoire est le résultat d'une collaboration entre la société B.M.Industries et l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée. Je tiens donc à remercier Monsieur Gilles Brassart de m'avoir permis de réaliser ce travail et Monsieur le Professeur Christian Imbert de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je suis très sensible à l'honneur que me font Madame et Messieurs les membres du Jury en acceptant de lire et de juger ce mémoire : Madame Suzanne Laval, Directrice de l'Institut d'Electronique Fondamentale, qui a bien voulu présider ce jury, Monsieur le Professeur Alain Brun, Directeur du Groupe d'Optique non linéaire, qui a été mon Directeur de Thèse, Monsieur Gilles Brassart, Président de la Société B.M.Industries, Monsieur Alain Brillet, Directeur du Groupe de Recherche en Ondes Gravitationnelles du Laboratoire de l'Horloge Atomique, Monsieur Jean-Bernard Grün, Directeur du Groupe d'Optique non linéaire et d'Optoélectronique de l'Institut de Physique et Chimie des matériaux de Strasbourg, ainsi que Monsieur Richard Moncorgé, du Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents de l'Université Claude Bernard de Lyon.

Je remercie tout particulièrement Monsieur le Professeur Alain Brun de m'avoir accepté au sein de son groupe de recherche. J'ai apprécié la liberté que j'ai eue sous sa direction et l'extrême gentillesse avec laquelle il a suivi la progression de ce travail.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur Gilles Brassart pour la confiance qu'il m' a accordée. Je n'oublie pas l'importance des nombreuses discussions que nous avons eues ensemble et qui m'ont permis de profiter de sa remarquable expérience dans le domaine des lasers.

Je remercie l'ensemble de l'équipe du groupe d'optique non linéaire de l'Institut d'Optique qui m'a permis de réaliser de nombreux montages expérimentaux.

Je tiens, en particulier, à témoigner ici ma profonde reconnaissance à François Salin dont la disponibilité et les remarquables compétences m'ont beaucoup aidé pour la réalisation de ce travail.

Au sein de cette équipe, je remercie également Patrick Georges pour l'aide et les conseils qu'il m'a apportés.

Je remercie également tous les membres de la société B.M.Industries où une grande partie de cette étude a été réalisée. Qu'ils sachent que j'ai beaucoup apprécié de travailler à leurs cotés.

Merci en particulier à Eric Mottay pour ses nombreux conseils et son aide précieuse. Merci à Sylvain Debray, Christophe Simon-Boisson, Jacky Skrzypczack, Christophe Dericke ainsi qu'à Josselyne de Montlaur pour les nombreuses discussions que nous avons eues. Merci également à Richard Garslian, Patrick Le Nay, Michel Viault et Laurent Baboud pour leurs secours électroniques et mécaniques.

Je tiens également à remercier l'ANRT pour son soutien financier.

Je remercie Madame Delmotte qui s'est occupée de l'impression du document.

Merci enfin à Valérie qui s'est chargée de la mise en page du mémoire et qui m'a tant aidé jusqu'aux dernières minutes de l'ensemble de ce travail.

TABLE DES MATIERES

**AMPLIFICATION REGENERATIVE ET MULTIPASSAGE
D'IMPULSIONS LUMINEUSES DANS DES MILIEUX SOLIDES
(YAG DOPE NEODYME, ALEXANDRITE,
SAPHIR DOPE TITANE)**

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : APPROCHE THEORIQUE DE L'AMPLIFICATION.....	5
I.1. Introduction	7
I.2. Rappels sur l'amplification laser.....	8
I.2.1. Amplification de la lumière par émission stimulée	8
I.2.2. Structure du milieu amplificateur	10
I.2.3. Amplification en régime linéaire	13
I.2.3.1. Gain à faible signal	13
I.2.3.2. Les limites de validité du modèle d'amplification linéaire	16
I.3. L'amplification laser en régime non linéaire	19
I.3.1. Correction apportée au modèle du gain à faible signal	19
I.3.2. Les limites de l'amplification	23
I.3.3. Les pertes dans le milieu amplificateur	26
I.3.4. La déformation du profil spatial	29

I.3.5. L'évolution du profil temporel	33
I.3.5.1. Les équations d'évolution	34
I.3.5.2. La résolution des équations d'évolution	39
I.3.5.3. Le bilan en énergie de l'amplification saturée	43
I.3.5.4. Cas particuliers	45
I.3.6. Les effets liés à la durée de vie du niveau inférieur de la transition	49
I.3.6.1. Le rapport d'amplification et la durée de vie τ_{10} ..	50
I.3.6.2. Cas particuliers	56
I.4. L'amplification multipassage	58
I.4.1. Evolution en énergie après chaque passage	59
I.4.2. Déformation du profil temporel	67
I.5. Conclusion	70
CHAPITRE II : REALISATION D'AMPLIFICATEURS REGENERATIFS	73
II.1. Introduction	75
II.2. Méthodes expérimentales d'amplification multipassage	76
II.2.1. Amplification multipassage géométrique.....	76
II.2.2. Amplification multipassage passive à jeu de polarisation	80
II.2.3. Amplificateurs régénératifs	85
II.3. Amplification régénérative dans le YAG dopé au néodyme et dans l'alexandrite	86
II.3.1. Description et principe du dispositif	89
II.3.2. Les impulsions injectées dans l'amplificateur	92

II.3.2.1. Le formalisme des matrices de Jones	94
II.3.2.2. Matrice de Jones associée à la cellule de Pockels..	96
II.3.2.3. Impulsions découpées avant l'injection	99
II.3.2.4. Synchronisation du système	104
II.3.2.5. Impulsions découpées par le dispositif d'injection	106
II.3.2.6. Impulsions injectées de durée ajustable	120
II.3.3. Propagation et amplification de l'impulsion dans la cavité	124
II.3.3.1. Propagation de l'onde injectée	124
II.3.3.2. Amplification de l'impulsion injectée	128
II.3.3.3. Compétition entre les modes de fonctionnement déclenché et injecté	132
II.3.4. Impulsion éjectée de l'amplificateur régénératif	134
II.3.4.1. Synchronisation du système d'éjection	134
II.3.4.2. Durées des impulsions	136
II.3.5. Mécanisme spectral	141
II.3.6. Répartition spatiale de l'énergie	147
II.4. Conclusion	152

**CHAPITRE III : AMPLIFICATION DANS LE SAPHIR
DOPÉ AU TITANE. 154**

III.1. Introduction	157
III.2. Présentation du saphir dopé titane	158
III.2.1. Composition et cristallogénèse	158
III.2.2. Spectroscopie	161
III.2.3. Le pompage optique	168
III.2.4. Les applications	171
III.3. Mesure de l'énergie de saturation	172
III.3.1. Principe de la mesure	172

III.3.2. Approche théorique	172
III.3.3. Les conditions expérimentales	175
III.3.4. Mesure des profils des faisceaux	177
III.3.5. Courbes de saturation de l'amplification	178
III.4. Réalisation d'oscillateurs à saphir dopé titane	180
III.4.1. Oscillateur de forte énergie	180
III.4.2. Oscillateur à modes transverses élevés	185
III.5. Réalisation d'amplificateurs multipassages dans le saphir dopé titane	189
III.5.1. Amplificateur multipassage géométrique à miroirs plans	190
III.5.2. Amplificateur multipassage géométrique à cavité confocale	192
III.5.2.1. Conditions expérimentales	192
III.5.2.2. Description de l'amplification impulsionnelle d'un faisceau continu	195
III.5.2.3. Compétition entre l'amplification multipassage et les oscillations laser dans la cavité	200
III.5.3. Amplification régénérative	201
III.5.3.1. Injection d'une diode laser	202
III.5.3.2. Injection d'une source monomode accordable..	204
III.5.4. Amplification d'impulsions brèves	208
III.5.4.1. Amplification multipassage à miroirs plans	209
III.5.4.2. Amplification régénérative d'impulsions brèves étirées	213
III.6. Conclusion	215
CONCLUSION.....	217
BIBLIOGRAPHIE.....	221

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Le laser est aujourd'hui de plus en plus présent dans les laboratoires de recherche ainsi que dans un grand nombre de domaines tels que l'industrie, la médecine ou les communications. Ce nouvel outil a connu un essor considérable depuis une trentaine d'années lorsque l'on annonçait la réalisation du premier laser à partir d'un cristal de rubis. Nous disposons maintenant d'une très grande variété de sources laser présentant des performances sans cesse grandissantes. Parmi ces dernières, le laser à solide prend une place de plus en plus importante en raison de sa fiabilité, de sa longévité et du peu d'entretien qu'il nécessite. D'année en année, de nombreux matériaux laser solides voient le jour et chacun d'entre eux permet d'étendre un peu plus les possibilités de ce type de sources.

L'enjeu est désormais de produire des faisceaux puissants grâce aux lasers à solide. L'accordabilité en longueur d'onde de certains matériaux permet par ailleurs de remplacer peu à peu les lasers à colorant dont l'utilisation reste délicate. Le domaine des impulsions brèves ainsi que la spectroscopie à haute résolution attendent beaucoup de l'amplification laser dans les milieux solides. Les oscillateurs monomodes ou à impulsions très courtes délivrent généralement peu d'énergie et l'amplification laser est alors le seul moyen d'obtenir des niveaux d'énergie raisonnables.

Il semble donc indispensable d'étudier de plus près les mécanismes de l'amplification dans les milieux solides et de réaliser des systèmes amplificateurs efficaces à l'aide de nouveaux matériaux. Le laboratoire d'optique non linéaire de l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée ainsi que la société B.M. Industries ont groupé leurs efforts pour mener cette étude. Depuis, divers dispositifs pour l'amplification d'impulsions brèves ou monomodes ont vu le jour.

Le premier chapitre de ce mémoire sera essentiellement théorique. Nous aborderons en détails les divers aspects de l'amplification en régime de saturation ainsi que l'amplification à passages multiples dans le même milieu à gain. Nous tenterons, tout au long de ce chapitre, de décrire les divers phénomènes liés à l'amplification en utilisant des paramètres physiques et mesurables.

Le deuxième chapitre sera consacré à l'étude d'un amplificateur régénératif permettant de produire des impulsions monofréquences avec des énergies importantes. Nous analyserons en détail le fonctionnement de ce dispositif original pour deux milieux actifs différents : le YAG dopé au néodyme et l'alexandrite. Le Nd:YAG présente l'avantage d'être un milieu à fort gain et la technologie liée à ce type de laser est aujourd'hui bien maîtrisée. Quant à l'alexandrite, si son utilisation est plus délicate, ses propriétés d'accordabilité en font un matériau intéressant pour la spectroscopie ou l'amplification d'impulsions brèves.

Dans le dernier chapitre, nous présenterons l'étude d'un nouveau matériau aux caractéristiques exceptionnelles : le saphir dopé titane. Ce dernier est de plus en plus présent dans les laboratoires et suscite un intérêt croissant pour un grand nombre d'applications. Nous présenterons également divers dispositifs d'amplification d'impulsions monomodes ou ultrabrèves dans ce matériau.

Chapitre I :
APPROCHE THEORIQUE DE L'AMPLIFICATION

Chapitre I :

APPROCHE THEORIQUE DE L'AMPLIFICATION

I.1 - Introduction

L'obtention de faisceaux lumineux dont le spectre est extrêmement réduit, ou encore la production d'impulsions très brèves, font certainement partie des principales préoccupations de la recherche actuelle dans le domaine du laser. De nombreuses sources lumineuses sont constamment réalisées pour produire ce type de faisceaux. Elles présentent aujourd'hui des performances impressionnantes, voire même à la limite des possibilités théoriques. Bien entendu, la puissance lumineuse délivrée par ces lasers est nettement moins élevée que celle issue des sources auxquelles on n'impose aucune contrainte. Il semble que la puissance de sortie d'un oscillateur laser diminue avec l'augmentation de la "pureté" spectrale ou temporelle de l'onde émise. Si ce phénomène est incontournable, l'amplification optique reste alors le seul moyen de produire des faisceaux à la fois puissants et aux caractéristiques particulières.

L'amplification optique repose sur le même principe que l'oscillation laser. Les propriétés des interactions entre la lumière et la matière, et en particulier l'émission stimulée, permettent aujourd'hui de réaliser des systèmes amplificateurs fiables et performants. Le formalisme de l'amplification lumineuse est relativement simple lorsque l'on se place en régime linéaire. Il s'avère cependant que le rendement d'un amplificateur est bien meilleur lorsque celui-ci est utilisé en régime de saturation. Une connaissance plus approfondie de l'amplification semble donc indispensable pour la réalisation de systèmes optimisés.

Le processus à la base de l'amplification optique, l'émission stimulée, ainsi que l'amplification en régime linéaire, seront décrits au début de ce premier chapitre. Nous aborderons ensuite de façon

détaillée l'amplification en régime non linéaire et en particulier les effets de saturation du gain dans le milieu matériel. D'autres effets liés à la nature du milieu amplificateur ainsi que l'incidence de l'amplification sur le profil spatio-temporel de l'impulsion seront également discutés dans cette section. Enfin, la dernière partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude de l'amplification multipassage.

I.2 - Rappels sur l'amplification laser.

I.2.1 - Amplification de la lumière par émission stimulée

Il est difficile d'aborder le phénomène de l'émission stimulée sans prendre en considération la quantification des niveaux d'énergie de la matière. L'énergie d'un atome, d'une molécule ou d'un réseau cristallin ne peut prendre en effet que des valeurs discrètes $E_0, E_1, \dots, E_i, E_j, \dots$. La transition d'un niveau d'énergie vers un autre est réalisable par des mécanismes relativement divers tels que des collisions entre particules, des vibrations de réseau ou encore des interactions avec un champ électromagnétique. Trois principaux phénomènes sont impliqués dans les interactions de la lumière avec la matière : l'émission spontanée, l'absorption et l'émission stimulée (figure 1). Dans ce qui suit, nous tenterons de décrire chacun de ces trois phénomènes.

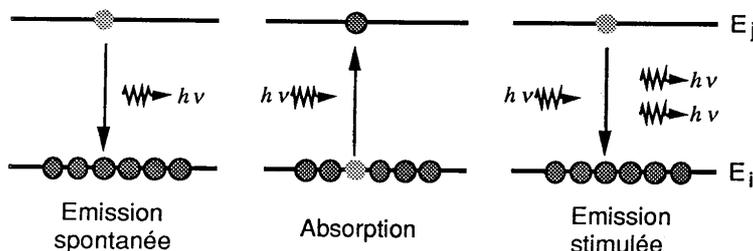


Figure 1 : les interactions entre la lumière et la matière

Dès 1905, l'américain Wood observe un phénomène d'absorption résonante sur les atomes de sodium. Dans son expérience, un ballon contenant de la vapeur de sodium est illuminé par la lumière collimatée d'une lampe à sodium (Figure 2). Wood observe alors deux

effets : d'une part la lumière issue de la lampe est atténuée en passant à travers la vapeur de sodium et d'autre part, les atomes de sodium deviennent à leur tour source de lumière. Cette lumière émise par les atomes contenus dans le ballon a la même longueur d'onde que celle issue de la lampe et est émise dans toutes les directions. Ces deux phénomènes ne sont autres que la manifestation de l'absorption et de l'émission spontanée.

Les atomes de sodium contenus dans le ballon sont initialement dans leur niveau d'énergie fondamentale E_i . Lorsqu'on les illumine avec la lumière de la lampe, les atomes peuvent passer sur un niveau d'énergie plus élevée E_j en absorbant un photon. La loi de conservation de l'énergie impose alors que la différence d'énergie entre les deux niveaux soit égale à l'énergie E_{ph} du photon absorbé :

$$\Delta E = E_j - E_i = h\nu = E_{ph} \quad (I.1)$$

ν étant la fréquence du photon et h la constante de Planck égale à $6,626 \cdot 10^{-34}$ J.s. L'atténuation de la lumière par la vapeur atomique s'explique donc par l'absorption des photons par les atomes de sodium.

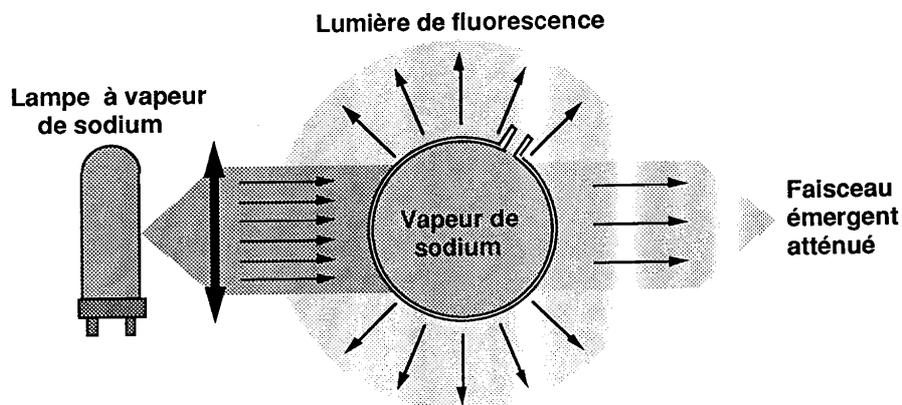


Figure 2 : l'expérience de Wood

Lorsqu'un atome de sodium a absorbé un photon, il se trouve dans un état excité d'énergie E_j et cherche par conséquent à retrouver un état plus stable dont l'énergie E_i est moins élevée. Cette désexcitation

peut se faire spontanément et s'accompagne alors de l'émission d'un photon d'énergie ΔE . La polarisation et la direction de ce photon émis sont aléatoires ce qui explique que la lumière de fluorescence soit émise dans toutes les directions par les atomes de sodium contenus dans le ballon.

En 1917, Einstein montre, grâce à des considérations thermodynamiques, que l'émission spontanée n'est pas l'unique moyen donné à l'atome pour retrouver son état initial. La transition du niveau E_j vers le niveau E_i peut être induite par un autre photon d'énergie ΔE . Cette transition s'accompagne de l'émission d'un deuxième photon dont les caractéristiques (fréquence, polarisation, direction...) sont identiques à celles du photon incident. Il s'agit de l'émission "stimulée" d'un photon. Cet effet peut être considéré comme l'interaction lumière-matière symétrique par rapport à l'absorption d'un photon. La probabilité d'excitation d'un atome au repos par absorption d'un photon est la même que celle de désexciter un atome par émission stimulée. La mécanique quantique viendra plus tard confirmer les résultats d'Einstein. Par le phénomène d'émission stimulée, il peut y avoir multiplication du nombre de photons dans un faisceau lumineux et par conséquent amplification de la lumière dans un milieu matériel.

I.2.2 - Structure du milieu amplificateur

Dans le paragraphe précédent, nous avons considéré un système atomique comportant deux niveaux d'énergies E_i et E_j . Quand un faisceau lumineux traverse un tel milieu, il y a simultanément absorption et émission stimulée de photons. Le premier phénomène a pour effet de réduire l'intensité du faisceau, le second a tendance à l'augmenter. On montre qu'au cours de la propagation suivant l'axe Oz dans le milieu, l'évolution de l'intensité lumineuse suit la loi suivante :

$$I(z) = I(0) \exp[-\sigma(N_i - N_j)z] \quad (I.2)$$

où σ représente la section efficace d'émission stimulée. N_i et N_j désignent respectivement les densités de population des niveaux d'énergies E_i et E_j . D'après cette relation, il est clair qu'il y aura atténuation de la puissance lumineuse si la différence de population $N_i - N_j$ est positive, et amplification si cette différence est négative. Il est donc nécessaire

d'avoir une "inversion de population" (c'est-à-dire $N_i - N_j < 0$) pour réaliser l'amplification optique dans un milieu matériel. Les lois de la thermodynamique montrent que cette condition ne peut malheureusement jamais être réalisée dans le cas d'un système atomique simple à deux niveaux en équilibre. En effet, la répartition des populations est donnée par la loi de Boltzman (figure 3) qui lie la population et l'énergie d'un niveau donné :

$$N_i = N_0 \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \quad (I.3)$$

où T représente la température (en degré K), N_0 le nombre total d'atomes et k la constante de Boltzman égale à $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$.

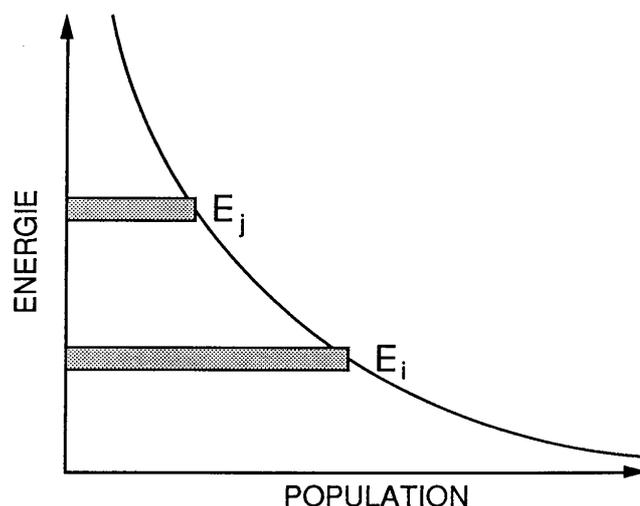


Figure 3 : densité de population des niveaux d'énergie suivant la loi de Boltzman.

D'après la relation (I.3), il est impossible d'avoir $N_i - N_j < 0$ pour deux niveaux d'énergies telles que $E_j > E_i$. Un système atomique à deux niveaux est donc à rejeter pour obtenir l'amplification lumineuse. Nous verrons que l'inversion de population est cependant réalisable si nous

considérons des systèmes plus complexes comprenant trois ou quatre niveaux hors équilibre thermodynamique.

Dans un système à trois niveaux (figure 4), le pompage - c'est-à-dire l'excitation des atomes - s'effectue entre deux niveaux d'énergies E_1 et E_3 . Les atomes sur le niveau E_3 se désexcitent vers un niveau d'énergie intermédiaire E_2 . Si le processus de désexcitation de E_3 vers E_2 est suffisamment rapide par rapport au temps de fluorescence de la transition $E_2 \rightarrow E_1$, il peut y avoir inversion de population entre les niveaux E_2 et E_1 et l'amplification optique peut avoir lieu.

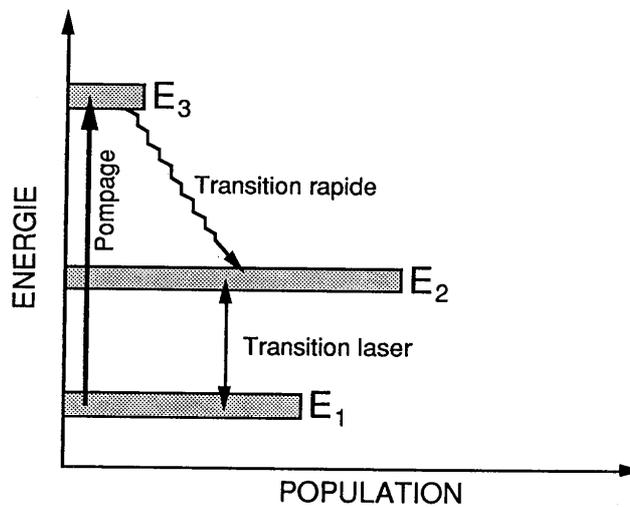


Figure 4 : système atomique à trois niveaux

Le rubis ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) est certainement le plus célèbre des matériaux laser à trois niveaux. Malheureusement, dans ce type de milieu, le niveau inférieur de la transition laser est le niveau fondamental. De ce fait, l'inversion de population est sérieusement affectée lorsqu'il y a désexcitation puisque les atomes restent dans cette configuration énergétique. Ces milieux demandent par conséquent une très forte énergie de pompage ce qui a pour effet de limiter sérieusement le rendement d'amplification.

Dans un système à quatre niveaux (figure 5), les niveaux intermédiaires sont au nombre de deux. Le niveau inférieur de la

transition laser doit se dépeupler rapidement afin d'améliorer l'inversion de population. Pour qu'un tel système soit efficace, il faut que les transitions $E_3 \rightarrow E_2$ et $E_1 \rightarrow E_0$ soient rapides comparées à la désexcitation par émission spontanée du niveau E_2 vers le niveau E_1 .

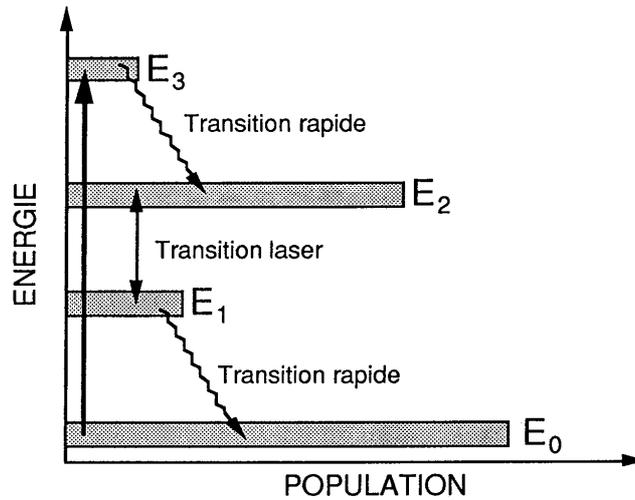


Figure 5 : système atomique à quatre niveaux.

La majorité des matériaux laser solides fonctionne suivant ce principe. Parmi eux, citons comme exemples le YAG dopé au néodyme ($\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$), le saphir dopé titane ($\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) et l'alexandrite ($\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$).

I.2.3 - Amplification en régime linéaire

I.2.3.1 - Gain à faible signal

Un formalisme relativement simple permet de décrire l'amplification d'une impulsion lumineuse à travers un milieu laser. Dans cette approche, l'impulsion incidente est considérée comme un ensemble

de n_i photons d'énergie $h\nu$ et le milieu amplificateur est composé de N^* atomes excités par unité de volume. L'énergie E_i de l'impulsion avant l'amplification est reliée aux nombre n_i de photons par la relation suivante :

$$E_i = n_i h\nu . \quad (I.4)$$

Le milieu amplificateur peut être décomposé suivant l'axe de propagation en une suite de petites portions de section S et de longueur dz (figure 6). Si le milieu amplificateur possède N^* atomes excités par unité de volume, le nombre d'atomes excités $N^*d\vartheta$ dans chaque portion est :

$$N^*d\vartheta = N^* S dz . \quad (I.5)$$

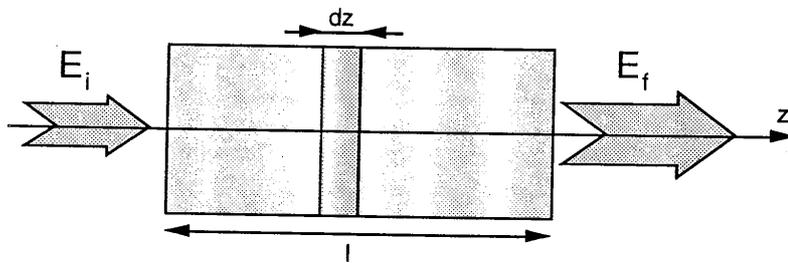


Figure 6 : le milieu amplificateur est considéré comme une suite de portions élémentaires d'épaisseur dz

La probabilité dp pour chaque photon incident de désexciter un atome au cours de la traversée d'une tranche d'épaisseur dz (figure 7) est fonction du nombre de cibles $N^*d\vartheta$ mais aussi de la section efficace σ d'émission stimulée du milieu amplificateur :

$$dp = \sigma N^* S dz / S = \sigma N^* dz . \quad (I.6)$$

Pour n photons incidents, l'accroissement du nombre de photons est donc donné par :

$$dn = n dp = n \sigma N^* dz . \quad (I.7)$$

Dans cette relation, nous n'avons pas pris en compte la réabsorption possible des photons par les atomes non excités. Dans ce cas, N^* ne désigne plus le nombre d'atomes excités mais la densité d'inversion de population $N_2 - N_1$. Notons cependant que pour un système à quatre niveaux, ces deux grandeurs peuvent être confondues.

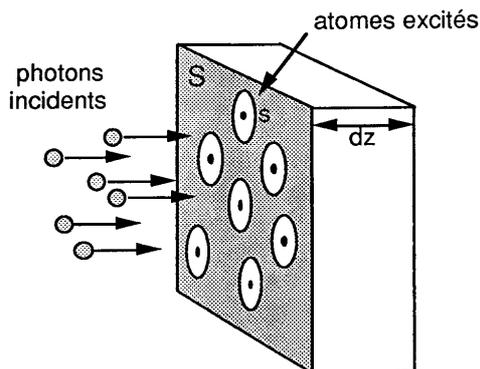


Figure 7 : probabilité d'émission stimulée.

De la relation (I.7), nous déduisons le nombre n_f de photons après la traversée du milieu amplificateur d'épaisseur l :

$$n_f = n_i \exp(\sigma N^* l) . \quad (I.8)$$

Le produit σN^* est appelé gain à faible signal. Il est noté g_0 et sa dimension est l'inverse d'une longueur. Le facteur d'amplification G_0 est donc donné par l'exponentielle du produit du gain à faible signal par la longueur du milieu amplificateur :

$$G_0 = \exp(g_0 l) . \quad (I.9)$$

L'énergie E_{sto} emmagasinée dans le milieu amplificateur est reliée à la densité d'atomes excités par la relation :

$$E_{sto} = h\nu N^* S l . \quad (I.10)$$

Introduisons la densité d'énergie de saturation J_{sat} définie par :

$$J_{\text{sat}} = \frac{h\nu}{\sigma} . \quad (\text{I.11})$$

Compte tenu des relations précédentes, l'énergie de l'impulsion après l'amplification est donnée par :

$$E_f = G_0 E_i = E_i \exp\left(\frac{E_{\text{sto}}}{J_{\text{sat}} S}\right) . \quad (\text{I.12})$$

Les relations (I.9) et (I.12) expliquent en particulier la forme de la formule (I.2) du paragraphe I.2.2. Nous pouvons en effet considérer que l'énergie stockée augmente avec la longueur du milieu amplificateur pour une densité d'atomes excités donnée. Nous retrouvons alors la croissance exponentielle de l'intensité d'un faisceau traversant un milieu de longueur z .

I.2.3.2 - Les limites de validité du modèle d'amplification linéaire

Dans l'approche linéaire de l'amplification à faible signal, nous n'avons pas pris en compte le fait que lorsqu'un photon désexcite un atome, celui-ci ne peut plus être considéré comme un atome actif pour les autres photons. Nous ne pouvons évidemment pas extraire plus d'énergie qu'il y en a de stocké dans le milieu amplificateur. La relation d'amplification (I.12) n'est donc valable que si l'énergie extraite, c'est-à-dire la différence entre l'énergie de sortie et l'énergie incidente, est faible devant l'énergie stockée :

$$E_{\text{ext}} = E_f - E_i = (G_0 - 1)E_i \ll E_{\text{sto}} \quad (\text{I.13})$$

d'où la condition sur l'énergie incidente :

$$E_i \ll \frac{E_{\text{sto}}}{\exp\left(\frac{E_{\text{sto}}}{J_{\text{sat}} S}\right) - 1} . \quad (\text{I.14})$$

Il est couramment admis que le formalisme de l'amplification à faible signal peut être utilisé lorsque l'énergie de l'impulsion incidente est faible devant l'énergie de saturation ($E_i \ll J_{\text{sat}}S$). L'inégalité (I.14) montre que cette dernière condition n'est pas toujours suffisante pour que l'on puisse considérer l'amplification à faible signal. Selon le formalisme du gain à faible signal, si l'énergie stockée est suffisamment

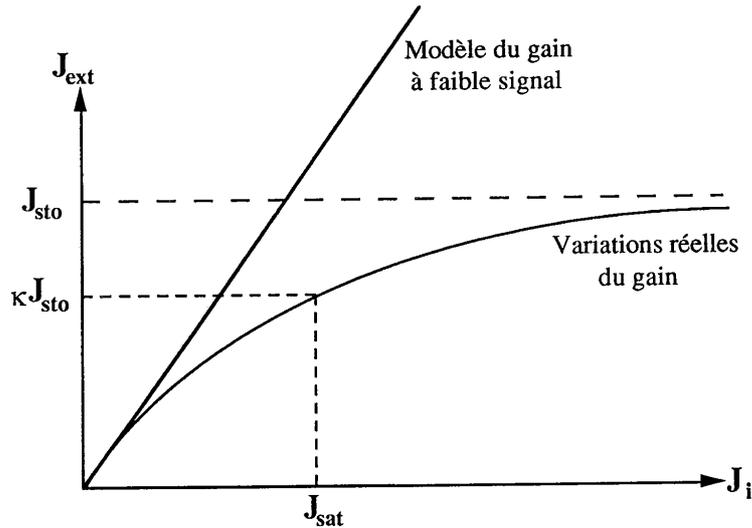


Figure 8 : densité d'énergie extraite J_{ext} en fonction de la densité d'énergie incidente J_i . Le modèle du gain linéaire en fonction de J_i n'est valable que pour de faibles valeurs de l'énergie incidente. Le gain réel subit une saturation quand J_i augmente. Cet effet de saturation est partiellement caractérisé par la densité d'énergie de saturation J_{sat} .

importante, le gain peut être tel que la quantité d'énergie extraite dépasse la quantité d'énergie stockée, même lorsque l'énergie incidente est très en dessous de l'énergie de saturation. On pourrait s'attendre à ce que l'énergie de saturation désigne l'énergie incidente nécessaire pour que l'énergie extraite au cours de l'amplification soit un certain rapport κ de l'énergie stockée dans le milieu (figure 8). Or, nous verrons dans les paragraphes suivants que le coefficient κ varie avec l'énergie stockée dans le milieu. Le terme d'"énergie de saturation" pour la grandeur $J_{\text{sat}}S$ peut donc entraîner des confusions quant à sa signification physique. II

ne suffit pas que l'énergie incidente soit faible devant l'énergie de saturation pour utiliser le formalisme de l'amplification à faible signal. On montre par exemple que si l'énergie incidente est dix fois plus faible que l'énergie de saturation, il suffit que l'énergie stockée soit de l'ordre de trois fois l'énergie de saturation pour que l'approximation de l'amplification à faible signal ne soit plus applicable. De la même manière, il suffit que l'énergie stockée soit environ six fois l'énergie de saturation pour saturer l'amplification lorsque l'énergie incidente est un centième de l'énergie de saturation. En revanche, si l'énergie incidente est comparable à l'énergie de saturation voire même supérieure, il y aura saturation du gain même si l'énergie stockée est peu importante.

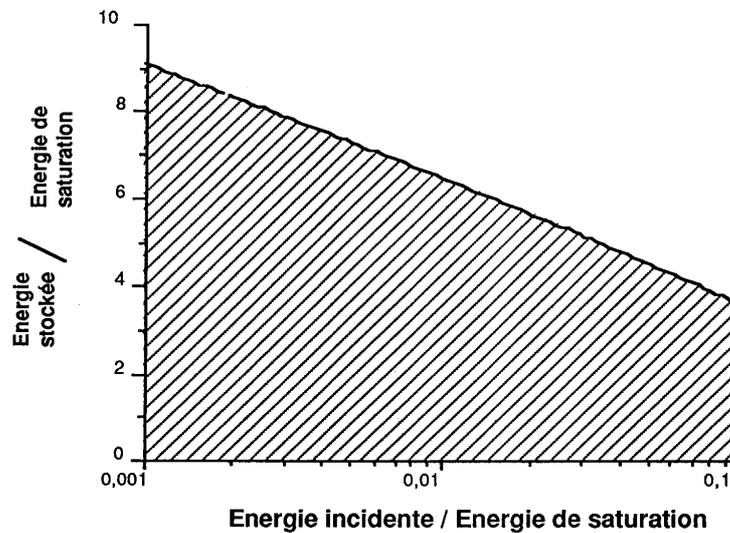


Figure 9 : couples de valeurs énergie incidente et énergie stockée permettant de rester en amplification à faible signal. Le critère de choix de la zone hachurée est : $E_{ext} < E_{sto}/100$.

La zone hachurée de la figure 9 donne des couples de valeurs énergie incidente et énergie stockée pour lesquelles le formalisme du gain à faible signal peut être appliqué. Le critère de sélection choisi est tel que l'énergie extraite doit rester inférieure au centième de l'énergie stockée pour que l'on puisse se placer en amplification à faible signal.

I.3 - L'amplification laser en régime non linéaire

I.3.1 - Correction apportée au modèle du gain à faible signal

Pour des énergies incidentes comparables à l'énergie stockée ou à l'énergie de saturation, l'expression du gain à faible signal n'est plus valable car il y a saturation de l'amplification. Il est néanmoins possible de traiter la saturation du gain par ce formalisme en apportant quelques corrections à la relation (I.7) décrivant l'accroissement du nombre de photons. Pour cela, nous allons considérer les photons incidents un par un et prendre en compte la diminution du nombre d'atomes excités après chaque amplification (figure 10).

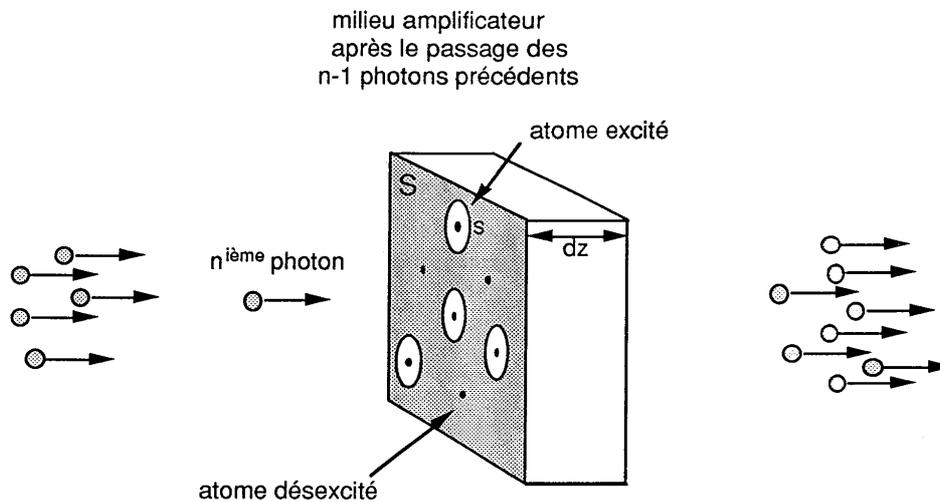


Figure 10 : processus d'amplification dans le modèle d'amplification saturée.

Avant l'arrivée du premier photon dans la tranche de volume Sdz , le milieu contient dN_0 atomes excités tels que :

$$dN_0 = N \cdot S dz . \quad (I.15)$$

Après le passage du premier photon, il y a création de dn_1 photons :

$$dn_1 = dN_0 \frac{\sigma}{S}. \quad (\text{I.16})$$

Le nombre dN_0 d'atomes excités est diminué d'autant et devient dN_1 tel que :

$$dN_1 = dN_0 - dn_1 = dN_0 \left(1 - \frac{\sigma}{S}\right). \quad (\text{I.17})$$

En raisonnant par récurrence, nous pouvons écrire qu'avant le passage du $p^{\text{ième}}$ photon, le milieu d'épaisseur dz possède dN_{p-1} atomes excités :

$$dN_{p-1} = dN_0 \left(1 - \frac{\sigma}{S}\right)^{p-1}. \quad (\text{I.18})$$

Puis il y a création de dn_p photons lors de la traversée du $p^{\text{ième}}$ photon :

$$dn_p = dN_{p-1} \frac{\sigma}{S} = dN_0 \left(1 - \frac{\sigma}{S}\right)^{p-1} \frac{\sigma}{S}. \quad (\text{I.19})$$

Le nombre dn de photons créés après le passage des n photons de l'impulsion incidente est tel que :

$$\begin{aligned} dn &= \sum_{p=1}^n dn_p = \sum_{p=1}^n dN_0 \left(1 - \frac{\sigma}{S}\right)^{p-1} \frac{\sigma}{S} \\ &= N^* S dz \left[1 - \left(1 - \frac{\sigma}{S}\right)^n\right]. \end{aligned} \quad (\text{I.20})$$

L'expression (I.20) peut s'écrire également sous la forme suivante :

$$dn = \left(1 - e^{n \text{Log}(1-\sigma/S)}\right) N^* S dz. \quad (\text{I.21})$$

La surface d'amplification étant généralement très supérieure à la section efficace d'émission stimulée ($S \gg \sigma$), nous pouvons écrire :

$$\text{Log}(1 - \sigma/S) \approx -\sigma/S. \quad (\text{I.22})$$

L'accroissement du nombre de photons à la traversée d'un milieu amplificateur d'épaisseur dz est donc :

$$dn = \left(1 - e^{-n\sigma/S}\right) N * S dz. \quad (I.23)$$

Par intégration, nous obtenons la relation reliant le nombre n_f de photons après la traversée du milieu et le nombre n_i de photons incidents :

$$n_f = \frac{S}{\sigma} \text{Log} \left[e^{\sigma N * 1} \left(e^{n_i \sigma / S} - 1 \right) + 1 \right]. \quad (I.24)$$

Soit, en termes de paramètres mesurables définis par (I.11) et (I.4) :

$$E_f = J_{sa} S \text{Log} \left[G_0 \left(e^{E_i / J_{sa} S} - 1 \right) + 1 \right]. \quad (I.25)$$

Les conclusions de cette approche physique se trouvent être identiques à celles de l'analyse plus mathématique proposée par Frantz et Nodvik [1]. La relation (1.25) décrit exactement la saturation de l'amplification pour des énergies incidentes importantes par rapport à l'énergie stockée et à l'énergie de saturation (figures 11). Nous retrouverons plus loin cette relation à partir de considérations différentes basées sur la résolution des équations d'évolution de l'inversion de population et du champ électromagnétique.

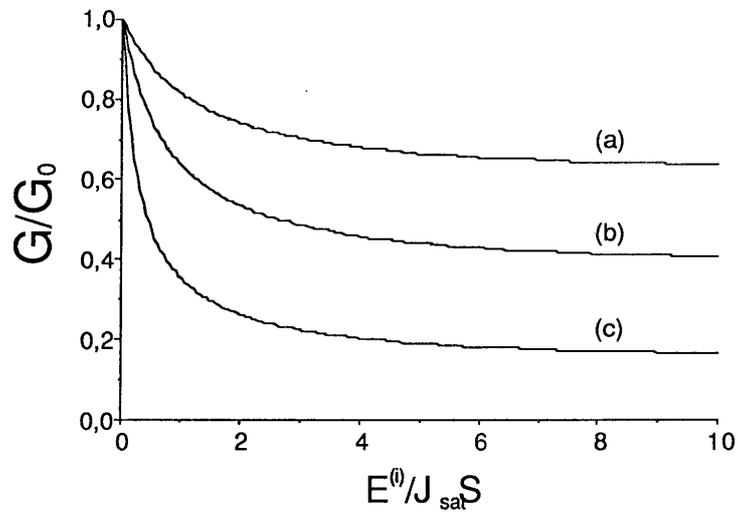


Figure 11a : courbes de saturation du gain en fonction de l'énergie incidente et de l'énergie initialement stockée.

(a) : $E_{sto}/J_{sat}S = 0,5$; (b) : $E_{sto}/J_{sat}S = 1$; (c) : $E_{sto}/J_{sat}S = 2$.

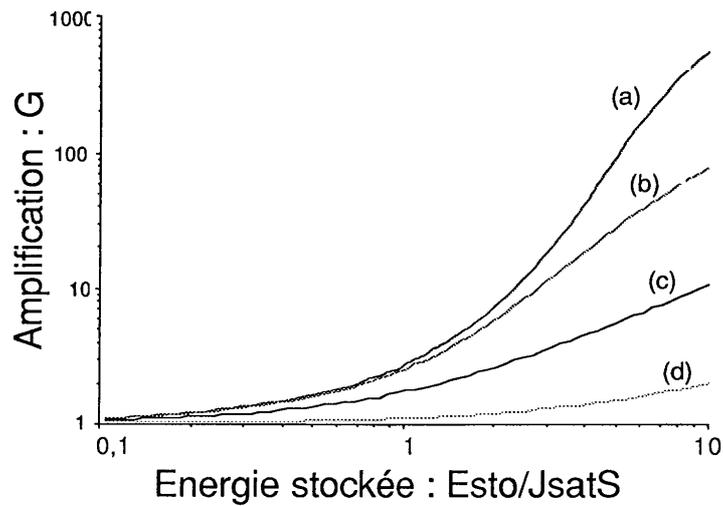


Figure 11b : rapport d'amplification en fonction de l'énergie initialement stockée dans le milieu pour différentes énergies incidentes.

(a) : $E_e/J_{sat}S = 0,01$; (b) : $E_e/J_{sat}S = 0,1$;
 (c) : $E_e/J_{sat}S = 1$; (d) : $E_e/J_{sat}S = 10$.

I.3.2 - Les limites de l'amplification

Les figures 11a et 11b représentent les variations du facteur d'amplification en fonction de l'énergie des impulsions incidentes et pour diverses quantités d'énergie stockées dans le milieu. Pour de faibles énergies incidentes, nous retrouvons le facteur d'amplification à faible signal obtenu en considérant l'amplification en régime linéaire. Le domaine de validité de cette approximation est relatif à l'énergie stockée. La saturation est en effet plus rapidement atteinte pour de fortes énergies stockées (voir figure 12). Lorsque l'énergie des impulsions devient très importante, il n'y a pratiquement plus d'utiliser l'amplificateur en régime de faible signal de manière à obtenir davantage d'amplification. L'étude du rendement d'extraction, défini comme le rapport entre l'énergie extraite et l'énergie stockée, nous amène cependant à la conclusion opposée (Figures 12a et 12b). Le rendement d'extraction augmente avec la densité d'énergie incidente et la majeure partie de l'énergie stockée dans le milieu est transférée à l'onde lorsque l'on atteint le régime de saturation. Pour des quantités d'énergie stockée et incidente données, il sera donc plus efficace de réaliser l'amplification sur une section la plus faible possible afin de mettre en jeu des densités d'énergie considérables. Divers effets limiteront cependant les densités d'énergie dans le milieu amplificateur.

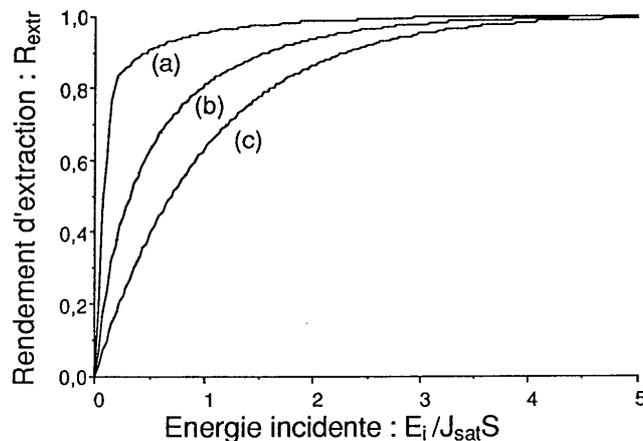


Figure 12a : rendement d'extraction en fonction de l'énergie incidente pour différentes valeurs de l'énergie initialement stockée dans le milieu amplificateur :

(a) : $E_{sto}/J_{sat}S = 10$; (b) : $E_{sto}/J_{sat}S = 2$; (c) : $E_{sto}/J_{sat}S = 0,01$.

La première limite tient au fait que la matrice du matériau laser ne renferme qu'un nombre limité d'atomes potentiellement actifs. La quantité maximale d'énergie que l'on peut stocker dans le milieu de section S et de longueur l est proportionnelle à la concentration d'atomes actifs dans la matrice $[N]$:

$$E_{sto}^{max} = hv \cdot [N] \cdot S \cdot l . \quad (I.26)$$

Lorsque tous les atomes actifs de la matrice sont excités, il y a saturation de l'absorption c'est-à-dire que le milieu devient transparent à la longueur d'onde de pompage. Toute énergie de pompage supplémentaire devient alors inefficace pour amplifier davantage l'impulsion lumineuse. Les concentrations en atomes actifs sont de l'ordre de 10^{20} atomes/cm³ dans la plupart des milieux lasers solides. La saturation de l'absorption intervient donc pour des densités d'énergie de pompe extrêmement élevées.

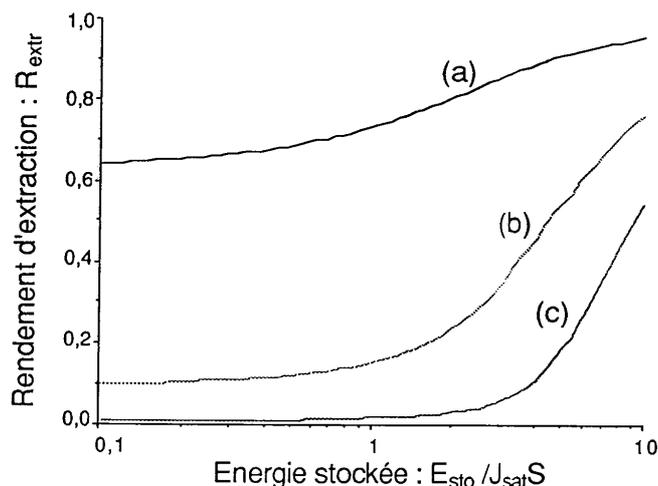


Figure 12b : rendement d'extraction en fonction de l'énergie initialement stockée dans le milieu amplificateur pour différentes valeurs de l'énergie incidente :
 (a) : $E_e / J_{sat} S = 1$; (b) : $E_e / J_{sat} S = 0,1$; (c) : $E_e / J_{sat} S = 0,01$.

☞ D'autres facteurs, et en particulier les seuils de dommage, limitent rapidement les densités d'énergie dans le cristal bien avant que les énergies de saturation de pompage ne soient atteintes. Les causes d'endommagement du milieu amplificateur sont relativement diverses et les densités d'énergie à ne pas dépasser peuvent être très variables suivant le mécanisme de dommage mis en jeu. La détérioration du milieu peut avoir lieu en surface ou à l'intérieur même du cristal. Le seuil de dommage en surface est généralement plus faible. Un mauvais état de surface, l'absorption due à des impuretés ou encore la présence de poussières sur les faces contribuent fortement à abaisser le seuil de dommage d'un cristal laser. Pour l'amplification, il faut donc que l'énergie stockée et que l'énergie incidente soient limitées de manière à ce que l'énergie en sortie soit en dessous du seuil de destruction du milieu laser. Pour les matériaux laser les plus courants, le seuil de dommage en surface est estimé à environ 10 J/cm^2 [2] avec des impulsions de 1 ns. Lorsqu'un traitement diélectrique anti-reflet est appliqué sur les faces, le seuil de dommage peut être réduit à 5 J/cm^2 .

☞ Des effets de destruction liés à d'autres causes peuvent avoir lieu à l'intérieur du matériau. Le seuil de dommage pour une impulsion de 1 ns est évalué à 10 J/cm^2 environ. Celui-ci peut être fortement diminué si la qualité optique du cristal est médiocre. Lorsque la puissance instantanée de l'impulsion est suffisamment importante, de nombreux effets non linéaires se manifestent. En particulier, l'indice de réfraction du milieu varie en fonction de l'intensité de l'onde incidente. Pour des puissances crêtes suffisamment élevées, les plans d'onde de l'impulsion peuvent être fortement déformés jusqu'à provoquer une focalisation du faisceau à l'intérieur même du milieu laser. Cet effet d'autofocalisation a pour conséquence d'endommager de manière irréversible le matériau dans la majorité des cas. Le seuil de dommage diminue donc avec la durée des impulsions que l'on souhaite amplifier. Dans le cas du Nd:YAG, si le seuil de dommage est d'environ 10 J/cm^2 pour des impulsions de 1 ns, il n'est plus que de 5 J/cm^2 lorsque la durée des impulsions avoisine quelques centaines de picosecondes et 2 J/cm^2 pour quelques dizaines de picosecondes [2].

☞ La cadence de pompage du milieu amplificateur peut également limiter l'énergie que l'on peut déposer dans le milieu à gain. Selon le principe de fonctionnement des lasers à trois ou quatre niveaux, seule une partie de l'énergie absorbée au cours du pompage est effectivement stockée pour alimenter l'amplification. Le reste est dissipé dans la matrice généralement sous forme de chaleur. Le pompage s'accompagne donc d'un échauffement du milieu dépendant des caractéristiques thermiques du matériau, des dimensions du cristal et de la puissance

moyenne de pompage. Si l'échauffement du matériau est trop important, il peut y avoir une déformation ou une destruction du cristal causée par les contraintes thermomécaniques. Ces effets de charge thermique limitent le pompage et par conséquent l'énergie stockée.

☞ L'absorption éventuelle de l'énergie du faisceau par des impuretés dans le cristal contribue également à l'échauffement du matériau et peut, par conséquent, limiter l'énergie des impulsions lumineuses.

I.3.3 - Les pertes dans le milieu amplificateur

Dans les paragraphes précédents, nous avons tout d'abord cherché à obtenir une expression de l'accroissement du nombre de photons se propageant dans un milieu à gain. Puis cette expression a été corrigée afin de décrire au mieux la saturation de l'amplification due au nombre limité d'atomes actifs dans le milieu. Mais, nous n'avons pas considéré les pertes éventuelles de lumière au cours de la propagation. Ces pertes peuvent être dues à des diffusions ou à des absorptions de photons dans le milieu amplificateur. Nous pouvons introduire un terme correctif dans l'équation (I.23) décrivant les pertes au cours de la propagation :

$$dn = \left(1 - e^{-n\sigma/S}\right) N^* S dz - \alpha n dz \quad (I.27)$$

où α est le coefficient de pertes linéiques exprimé en cm^{-1} .

Une expression équivalente, décrivant les variations de l'énergie de l'impulsion au cours de sa propagation, a été obtenue par Avizonis et Grotbeck [3] :

$$\frac{dE(z)}{dz} = J_{\text{sat}} S g_0 \left(1 - e^{-E(z)/J_{\text{sat}} S}\right) - \alpha E(z) \quad (I.28)$$

où $E(z)$ désigne l'énergie de l'impulsion ayant parcouru la distance z dans le milieu et g_0 est le gain à faible signal exprimé en cm^{-1} .

Lorsqu'il n'y a pas de pertes ($\alpha=0$), la résolution de l'équation (I.28) conduit à l'expression de la saturation de l'amplification. On retrouve alors la relation (I.25). Malheureusement, l'équation différentielle (I.28) ne possède pas de solution analytique lorsque α est différent de zéro. On peut néanmoins décrire qualitativement l'évolution de $E(z)$ au cours de sa propagation dans le milieu amplificateur (figure 13).

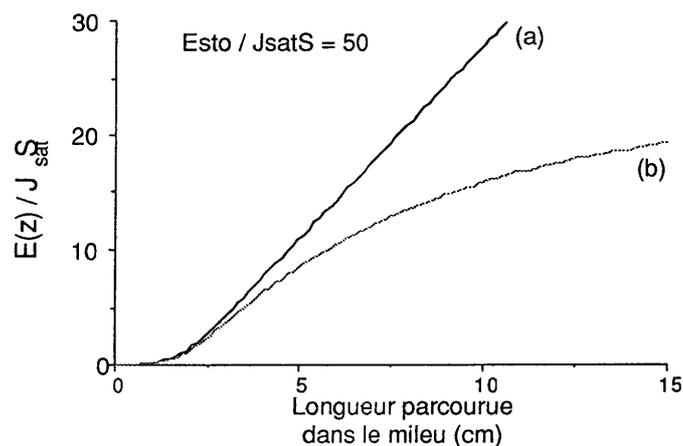


Figure 13 : évolution de l'énergie d'une impulsion se propageant dans 15 cm de saphir dopé titane. (a) : sans perte ; (b) : avec pertes.

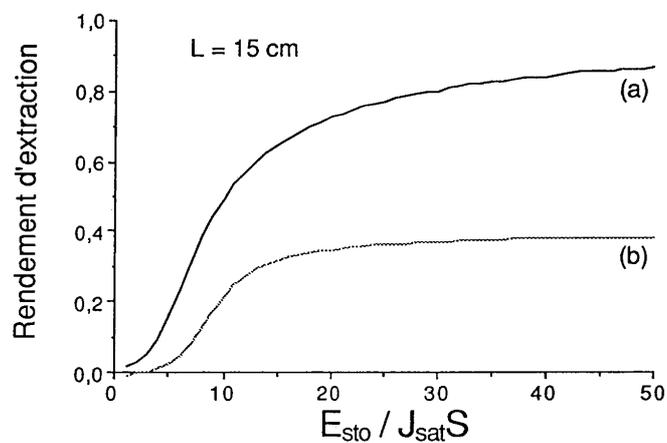


Figure 14 : rendement d'extraction en fonction de l'énergie stockée dans 15 cm de saphir dopé titane : (a) : sans perte ; (b) : avec pertes.

Supposons que l'impulsion incidente réponde à la condition (I.14) qui stipule que son énergie est faible devant l'énergie stockée dans le milieu et devant l'énergie de saturation $J_{\text{sat}}S$. Dans ce cas, nous pouvons considérer l'amplification à faible signal au début de la propagation dans le milieu. L'énergie de l'impulsion augmente alors de manière exponentielle en fonction de la distance parcourue. Puis, l'énergie de l'impulsion devient relativement importante et il y a saturation de l'amplification. On observe alors une croissance linéaire de l'énergie au cours de la propagation. Enfin, l'énergie de l'impulsion atteint une valeur limite car les pertes deviennent équivalentes au gain lorsque l'énergie devient très importante. L'énergie de l'impulsion n'évolue plus, et la quantité d'énergie fournie par le milieu est perdue par absorption ou diffusion dans la matrice. Ces trois effets sont perceptibles sur les figures 13 et 14. La limite est atteinte lorsque le gain devient égal aux pertes. Généralement, le gain à faible signal est bien supérieur aux pertes ($g_0 \gg \alpha$), et la valeur limite de l'énergie est alors (I.9), (I.12) :

$$E_{\text{max}} = \frac{g_0 J_{\text{sat}} S}{\alpha} = \frac{E_{\text{sto}}}{\alpha l} . \quad (\text{I.29})$$

Pour un milieu amplificateur de longueur donnée, l'énergie extraite atteint un maximum proportionnel à l'énergie de pompe. Le rendement d'extraction sera donc limité pour des milieux dont les pertes ne sont pas négligeables.

$$R_{\text{extr}}^{\text{max}} \approx \frac{E_{\text{max}}}{E_{\text{sto}}} = \frac{1}{\alpha l} . \quad (\text{I.30})$$

La fabrication des matériaux lasers classiques tels que le Nd:YAG, le rubis ou les verres dopés au Néodyme, est aujourd'hui bien maîtrisée et le taux de pertes par unité de longueur est très faible (env. 10^{-3} cm^{-1}). Dans ces milieux, l'énergie maximale d'extraction est très élevée et par conséquent bien supérieure au seuil de dommage de la matrice. Par contre, les pertes par unité de longueur dans les matériaux lasers plus récents comme le saphir dopé titane [4], le YAG dopé holmium [5], ou encore le Cr:LiCAF ($\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$) [6] demeurent relativement élevées (quelques 10^{-1} cm^{-1}). Ces pertes peuvent alors limiter sérieusement les rendements d'extraction des amplificateurs utilisant ces matériaux comme milieu à gain.

I-3-4 La déformation du profil spatial

La relation de Frantz et Nodvik définie par l'équation (I.25) nous donne l'expression du taux d'amplification en fonction de l'énergie incidente et de l'énergie stockée dans le milieu. Pour parvenir à ce résultat, nous avons supposé que l'amplification était réalisée sur une section S . Il apparaît que la saturation est plus importante lorsque la surface S est faible. Nous en déduisons que la saturation de l'amplification est essentiellement liée aux densités d'énergie par unité de surface mises en jeu au cours de l'amplification. Il semble alors plus légitime d'exprimer l'équation de Frantz et Nodvik sous la forme suivante :

$$J_s = J_{sat} \text{Log} \left[G_0 \left(e^{J_e / J_{sat}} - 1 \right) + 1 \right] \quad (\text{I.31})$$

avec :

$$G_0 = \exp \left(\frac{J_{sto}}{J_{sat}} \right) \quad (\text{I.32})$$

et :

$$J_e = E_e / S \quad (\text{I.33})$$

$$J_s = E_s / S \quad (\text{I.34})$$

$$J_{sto} = E_{sto} / S \quad (\text{I.35})$$

J_e , J_s et J_{sto} désignant des densités d'énergie mesurées en J/cm^2 .

L'énergie n'est généralement pas répartie uniformément dans un faisceau lumineux. Cela signifie que la densité d'énergie n'est pas forcément la même en tout point de la section du faisceau. Les effets de saturation de l'amplification seront par conséquent plus marqués aux endroits où la densité d'énergie est plus importante. Par ailleurs, il est très rare d'obtenir un pompage uniforme dans un barreau laser et la répartition du gain dans le milieu amplificateur présente également un profil spatial. Ces effets de répartition spatiale du gain et de la densité d'énergie dans l'impulsion vont provoquer une non-uniformité de l'amplification sur la section transverse du faisceau et il y a donc peu de chance pour que le profil spatial de l'impulsion soit conservé au cours de la propagation.

Pour une description plus détaillée du bilan énergétique de l'amplification, il s'avère donc nécessaire d'introduire la dépendance spatiale du gain et de la densité d'énergie. Pour cela, l'amplification doit être traitée en terme de densité d'énergie en chaque point de coordonnées (x,y) de la section du faisceau. Le taux global d'amplification sera obtenu par intégration sur toute cette section.

Soit $J_i(x,y)$ la densité d'énergie incidente en un point de coordonnées (x,y) . Nous pouvons écrire que :

$$J_i(x,y) = E_i \cdot \mathcal{P}_i(x,y) \quad (\text{I.36})$$

où $\mathcal{P}_i(x,y)$ représente le profil spatial de l'impulsion tel que :

$$\iint \mathcal{P}_i(x,y) dx dy = 1 . \quad (\text{I.37})$$

Les densités d'énergie finale et d'énergie stockée dans le milieu sont définies respectivement par $J_f(x,y)$ et $J_{sto}(x,y)$ selon les mêmes notations que pour l'énergie incidente. Nous avons :

$$J_f(x,y) = E_f \mathcal{P}_f(x,y) \quad (\text{I.38})$$

$$J_{sto}(x,y) = E_{sto} \cdot \mathcal{P}_{sto}(x,y) \quad (\text{I.39})$$

\mathcal{P}_f et \mathcal{P}_{sto} représentent respectivement les profils spatiaux de l'impulsion finale et de la distribution de l'énergie stockée.

L'énergie finale contenue dans l'impulsion après amplification sera le résultat de l'intégration de la densité d'énergie finale sur la section transverse du faisceau :

$$E_f = \iint J_f(x,y) dx dy \quad (\text{I.40})$$

soit :

$$E_f = \iint J_{sat} \text{Log} \left[G_0(x,y) \left(e^{J_i(x,y)/J_{sat}} - 1 \right) + 1 \right] dx dy \quad (\text{I.41})$$

avec :

$$G_0(x,y) = \exp \left(\frac{J_{sto}(x,y)}{J_{sat}} \right). \quad (\text{I.42})$$

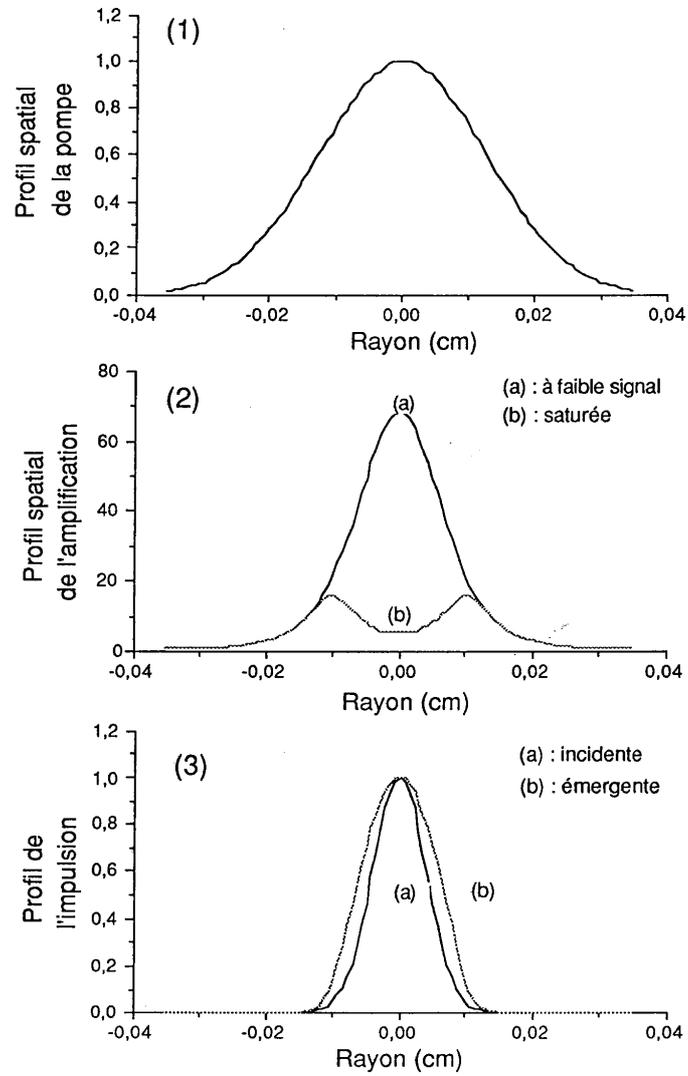


Figure 15 : effets spatiaux de la saturation du gain :
 (1) : profil du faisceau de pompe
 (2) : profil de l'amplification
 (3) : profils des énergies de sortie et d'entrée

La figure 15 illustre les effets spatiaux de saturation du gain dans le cas de faisceaux gaussiens. Les valeurs numériques utilisées pour cet exemple correspondent aux paramètres obtenus dans le cas d'une expérience de saturation d'amplification dans le saphir dopé titane [7]. Cette manipulation avait pour objet la mesure de l'énergie de saturation du saphir dopé titane. Nous reviendrons plus loin sur les conditions expérimentales de cette mesure.

Lorsque l'énergie des impulsions incidentes est très faible devant l'énergie stockée dans le barreau et l'énergie de saturation, l'amplification n'est pas saturée et nous pouvons appliquer le formalisme de l'amplification à faible signal (figure 16a). Dans ce cas, le coefficient d'amplification ne dépend pas de l'énergie de l'impulsion mais seulement des coordonnées (x,y) . Si les faisceaux sont parfaitement colinéaires, il y a plus de gain au centre de l'impulsion. Le profil gaussien de l'impulsion incidente n'est pas conservé et l'on assiste à une diminution de la section moyenne du faisceau car les bords sont moins amplifiés que le centre. Il est difficile de chiffrer quantitativement cette réduction du diamètre du faisceau mais celle-ci sera d'autant plus marquée que les énergies seront faibles et que le faisceau de pompe sera étroit.

Si nous augmentons progressivement l'énergie des impulsions incidentes, le gain se sature peu à peu au centre, jusqu'au moment où le rapport d'amplification apparaît uniforme sur une large partie centrale du profil (figure 16c). Si le diamètre de l'impulsion est inférieur à la zone où le gain est uniforme, le profil est alors inchangé.

Enfin, si l'énergie de l'impulsion incidente augmente davantage, le profil du gain présente deux maxima. Le centre de l'impulsion subit peu d'amplification puisque celle-ci est saturée. Par contre, le gain est maximum aux endroits où la densité d'énergie incidente est suffisamment faible pour ne pas saturer l'amplification et où la densité d'énergie stockée est encore importante (figure 16e). Si le gain est plus élevé sur les bords, le profil de l'impulsion est modifié et présente une largeur plus importante. Notons cependant que ce profil de gain à deux maxima n'apparaît pas lorsque la section de pompage est inférieure à la section du faisceau incident.

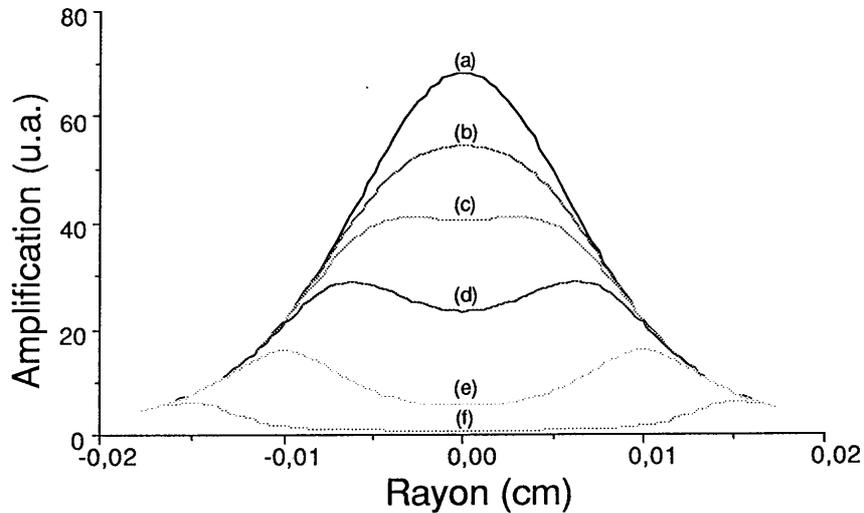


Figure 16 : profil du rapport d'amplification pour différentes valeurs de l'énergie incidente:
 (a) : $E_e = 10^{-8} \text{ J}$; (b) : $E_e = 10^{-6} \text{ J}$; (c) : $E_e = 3 \cdot 10^{-6} \text{ J}$;
 (d) : $E_e = 10^{-5} \text{ J}$; (e) : $E_e = 10^{-4} \text{ J}$; (f) : $E_e = 10^{-2} \text{ J}$;

Ces effets de modification du profil au cours de l'amplification peuvent avoir des conséquences relativement importantes en particulier dans les résonateurs. Les conditions de propagation du faisceau amplifié sont différentes de celle du faisceau incident et la stabilité de l'oscillateur peut être modifiée [8,9]. Des effets similaires sont obtenus lorsqu'une impulsion traverse un miroir à coefficient de transmission variable [10]. Le traitement de la modification de la propagation par la saturation du gain semble néanmoins beaucoup plus difficile à traiter.

I.3.5 - L'évolution du profil temporel

Nous avons vu précédemment qu'il était possible de traiter le phénomène de saturation de l'amplification par un modèle simple considérant les atomes excités du milieu comme des cibles "éphémères". Si ce modèle apporte toute satisfaction au point de vue du bilan énergétique de l'amplification, il ne nous donne cependant aucune indication en ce qui concerne la déformation du profil temporel de l'impulsion. Un modèle plus complexe considérant les équations d'évolution du milieu et du nombre de photons permet d'accéder à l'évolution du profil temporel de l'impulsion au cours de l'amplification.

I.3.5.1 - Les équations d'évolution

Considérons la propagation suivant l'axe Oz d'une impulsion lumineuse dans un milieu amplificateur de longueur L et désignons par $\phi(\mathbf{r},t)$ la densité de photons contenus dans cette impulsion par unité de volume. $\phi(\mathbf{r},t)$ décrit le profil temporel et spatial de l'impulsion et l'évolution de la densité de photons au cours de la traversée du milieu amplificateur. Nous supposons dans ce qui suit que le milieu amplificateur se comporte comme un système à quatre niveaux tel que celui représenté sur la figure 17. Nous verrons plus loin que le système à trois niveaux peut être considéré comme un cas particulier d'un système à quatre niveaux.

Désignons par $N_j(\mathbf{r},t)$ la densité de population d'atomes sur le niveau d'énergie E_j . Cette grandeur évolue au cours de l'amplification et n'est pas forcément uniforme sur l'ensemble du milieu amplificateur.

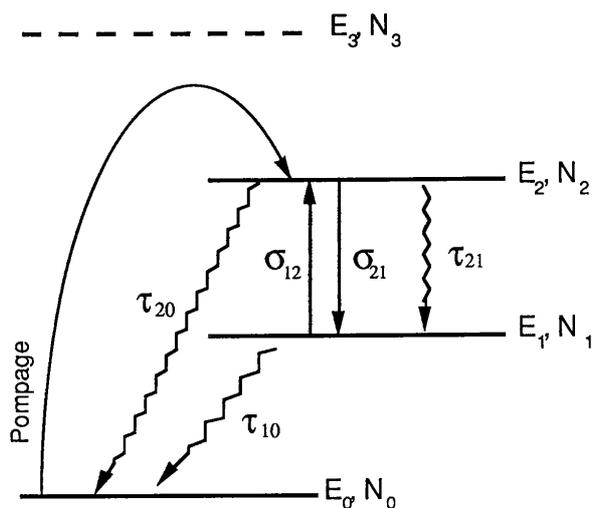


Figure 17 : paramètres du système à quatre niveaux.

Pour plus de simplicité, nous allons considérer l'amplification sur une surface suffisamment petite de façon à ce que les densités d'énergie soient pratiquement constantes sur cette surface. Les densités

de photons et de populations ne dépendent donc que du temps et de la coordonnée z . Si l'impulsion incidente et le gain possèdent un profil spatial non constant, il suffit alors de décomposer la section totale de l'amplification en une multitude de sections élémentaires.

Les équations d'évolution des densités de population peuvent être déduites du schéma de niveau (figure 17). τ_{ij} désigne le temps moyen de relaxation du niveau i vers le niveau j , g_i est la dégénérescence du $i^{\text{ème}}$ niveau, σ est la section efficace d'émission stimulée. Nous avons $\sigma = \sigma_{21} = \sigma_{12} \cdot g_2 / g_1$. c désigne la vitesse de la lumière et W_p est un terme lié à l'intensité du pompage. Le pompage s'effectue par l'intermédiaire d'un quatrième niveau (représenté en pointillés sur la figure 17) se désexcitant très rapidement vers le niveau 2 de telle manière que nous pouvons considérer directement les effets du pompage sur le niveau supérieur de la transition laser. La dimension de W_p est l'inverse d'un temps. Nous obtenons alors le système d'équations différentiel suivant :

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = W_p N_0 - \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \sigma c \phi(z,t) - \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_2}{\tau_{20}} \quad (\text{I.43})$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \sigma c \phi(z,t) + \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_1}{\tau_{10}} \quad (\text{I.44})$$

$$N_0 + N_1 + N_2 = N_{\text{tot}} = \text{cste} . \quad (\text{I.45})$$

L'augmentation de la population du niveau supérieur E_2 de la transition est essentiellement due au pompage et sa décroissance est assurée par l'émission stimulée vers le niveau 1 et l'émission spontanée vers les niveaux 1 et 0. Le niveau inférieur E_1 , quant à lui, se peuple par l'émission stimulée issue du niveau 2 et l'émission spontanée τ_{21} . Sa population décroît par effet de relaxation vers le niveau fondamental avec un temps moyen τ_{10} .

Dans un système à quatre niveaux idéal, le niveau inférieur se dépeuple très rapidement ($\tau_{10} \approx 0$). De cette manière, le niveau inférieur n'est pratiquement jamais peuplé et l'inversion de population entre les

niveaux 2 et 1 est plus aisément réalisée. Pour un système idéal à quatre niveaux, nous obtenons donc :

$$N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \approx N_2 \quad (\text{I.46})$$

et
$$N_{\text{tot}} \approx N_0 + N_2. \quad (\text{I.47})$$

L'évolution de l'inversion de population est alors gouvernée par la relation suivante :

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\sigma c \phi(z,t) N_2(z,t) - \frac{N_2}{\tau_f} + W_p (N_{\text{tot}} - N_2) \quad (\text{I.48})$$

avec

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{1}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_{20}}. \quad (\text{I.49})$$

L'énergie stockée dans le milieu amplificateur est transférée à l'impulsion par l'émission stimulée. L'accroissement du nombre de photons dans l'impulsion est décrit par l'équation classique de propagation dans un milieu [11] à laquelle nous avons ajouté un terme α de pertes linéaires par unité de longueur (diffusion, absorption parasite, etc...) :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + c \frac{\partial \phi}{\partial z} = \sigma c \phi(z,t) N_2(z,t) - \alpha c \phi(z,t) \quad (\text{I.50})$$

L'évolution temporelle du profil de l'impulsion et de l'inversion de population est entièrement déterminée par le système différentiel composé des équations (I.48) et (I.50). Malheureusement, ce couple d'équations différentielles ne trouve pas de solution analytique. Quelques approximations nous permettent cependant d'accéder à un système plus sympathique.

La première approximation consiste à négliger le terme de pertes α dans la propagation de l'impulsion. Nous avons vu plus haut que, mis à part quelques matériaux récents, la plupart des milieux ont

des pertes de quelques 10^{-3} par centimètre parcouru. Ces pertes sont négligeables tant que le gain du milieu amplificateur reste important ($\alpha \ll \sigma c N$). Nous pouvons par ailleurs considérer que la durée T_0 des impulsions est relativement brève par rapport à la durée de fluorescence τ_f du niveau supérieur de telle manière que le terme en $1/\tau_f$ puisse être négligé dans l'équation (I.48). Lorsque la durée T_0 n'est pas trop longue, nous pouvons également supposer que la population du niveau supérieur évolue peu par pompage pendant le passage des photons. C'est précisément le cas lorsque l'on effectue un pompage par lampes flashes ou quand l'inversion de population est réalisée avant le passage de l'impulsion (cas d'un pompage par laser). Le terme relatif au pompage peut alors être négligé dans l'évolution de l'inversion de population.

Compte tenu de ces hypothèses, les équations d'évolution de l'inversion de population et du nombre de photons se résument donc à :

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\sigma c \phi(z,t) N_2(z,t) \quad (\text{I.51})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + c \frac{\partial \phi}{\partial z} = \sigma c \phi(z,t) N_2(z,t) \quad (\text{I.52})$$

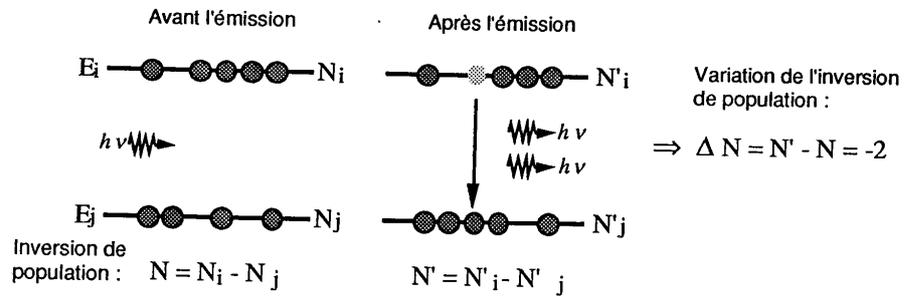
avec les conditions initiales suivantes :

$$\phi(0,t) = \phi_0(t) \quad (\text{I.53})$$

et

$$N_2(z, -\infty) = N_0(z) \quad \text{si } 0 \leq z \leq L. \quad (\text{I.54})$$

Système à trois niveaux



Système à quatre niveaux

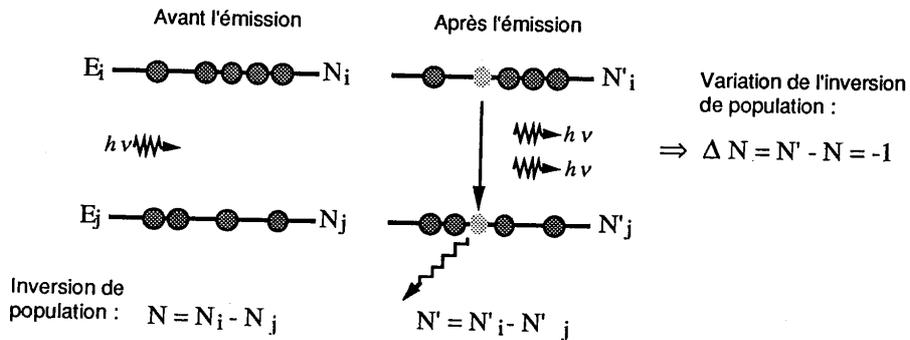


Figure 18 : changement d'inversion de population au cours de l'émission stimulée dans un système à trois niveaux et dans un système à quatre niveaux.

Lorsque le milieu amplificateur est un système à quatre niveaux ($\tau_{10} \approx 0$), l'inversion de population diminue d'une unité quand l'impulsion est augmentée d'un photon (figure 18). En revanche, dans un système à trois niveaux ($\tau_{10} \rightarrow \infty$), le niveau inférieur de la transition ne

se désexcite pas. L'inversion de population décroît alors de deux unités pour un seul photon créé. Il convient donc de modifier les équations d'évolution (I.51) et (I.52) de telle sorte que :

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\gamma\sigma c \phi(z,t) N_2(z,t) \quad (I.55)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + c \frac{\partial \phi}{\partial z} = \sigma c \phi(z,t) N_2(z,t) \quad (I.56)$$

avec : $\gamma = 1$ pour un système à quatre niveaux et $\gamma = 2$ pour un système à trois niveaux.

I.3.5.2 - La résolution des équations d'évolution

Le système d'équations non linéaires (I.55) et (I.56) permet de décrire l'évolution temporelle d'une impulsion traversant un milieu à gain. La première tentative de résolution fut présentée en 1963 par R. Bellman, G. Birnbaum et W.G. Wagner [12] et un résultat plus élégant fut publié quelques mois plus tard par L.M. Frantz et J.S. Nodvik [1]. Le rubis était pratiquement le seul matériau laser connu au moment de la publication de ces articles et les résultats de L.M. Frantz et J.S. Nodvik portent essentiellement sur un système laser à trois niveaux ($\gamma = 2$). Les calculs effectués peuvent cependant être facilement corrigés pour étendre les résultats à un système quelconque ($\gamma = 2$ ou $\gamma = 1$).

La résolution exacte des équations d'évolution consiste en un certain nombre d'intégrations et de changements de variables. Nous nous contenterons, ici, de donner le résultat final obtenu par L.M. Frantz et J.S. Nodvik. La densité de photons $\phi(z,t)$ et la densité d'inversion de population $N(z,t)$ s'expriment de la manière suivante en fonction des conditions initiales :

$$\phi(z,t) = \frac{\phi_0(t-z/c)}{1 - [1 - \exp(-\sigma A(z))] \exp(-\gamma\sigma c B(t-z/c))} \quad (I.57)$$

$$N(z,t) = \frac{N_0(z) \cdot \exp(-\sigma A(z))}{\exp(\gamma\sigma c B(t-z/c)) + \exp(-\sigma A(z)) - 1} \quad (I.58)$$

avec :

$$\phi_0(t) = \phi(0,t) \quad (\text{I.59})$$

$$N_0(z) = N(z, -\infty) \quad (\text{I.60})$$

et :

$$A(z) = \int_0^z N_0(z') dz' \quad (\text{I.61})$$

$$B(t-z/c) = \int_{-\infty}^{t-z/c} \phi_0(t') dt'. \quad (\text{I.62})$$

Intéressons-nous plus particulièrement au profil de l'impulsion transmise par le milieu amplificateur par rapport à celui de l'impulsion incidente ainsi qu'à la distribution de gain dans le milieu amplificateur après amplification. Notons respectivement $\phi_e(t)$ et $\phi_s(t)$ les profils temporels de densité de photons de l'impulsion à l'entrée et à la sortie du milieu amplificateur. De la même manière, désignons par $N_i(z)$ et $N_f(z)$ les densités d'inversion de population initiale et finale. Compte tenu des résultats (I.57 à I.62), nous pouvons exprimer $\phi_s(t)$ et $N_f(z)$ en fonction de $\phi_e(t)$ et $N_i(z)$ par les relations suivantes :

$$\phi_s(t) = \frac{\phi_e(t)}{1 - [1 - \exp(-\sigma A(L))] \exp(-\gamma \sigma c B(t))} \quad (\text{I.63})$$

$$N_f(z) = \frac{N_i(z) \cdot \exp(-\sigma A(z))}{\exp(\gamma \sigma c B(+\infty)) + \exp(-\sigma A(z)) - 1} \quad (\text{I.64})$$

Ces deux équations serviront de base à l'évaluation de la déformation temporelle d'une impulsion au cours d'une amplification simple ou multipassage. Elles permettront également d'estimer l'évolution de la distribution du gain dans un milieu laser pendant l'amplification.

Les résultats précédents font intervenir la section efficace d'émission stimulée σ , la densité de photons $\phi(z,t)$ et la densité

d'inversion de population $N(z,t)$. Ces paramètres ne sont malheureusement pas directement accessibles par l'expérience et il paraît plus naturel d'utiliser des grandeurs mesurables comme les énergies et la section du faisceau amplifié.

Désignons par $E^{(e)}$ l'énergie et $P^{(e)}(t)$ la distribution temporelle de puissance de l'impulsion incidente. Nous avons :

$$E^{(e)} = \int_{-\infty}^{+\infty} P^{(e)}(t) dt . \quad (I.65)$$

La puissance instantanée $P^{(e)}(t)$ est reliée à la densité de photons par la relation :

$$P^{(e)}(t) = hv Sc \phi_e(t) . \quad (I.66)$$

où S est la section du faisceau et c la vitesse de la lumière.

Définissons la densité d'énergie de saturation J_{sat} pour un système à trois ou quatre niveaux comme étant :

$$J_{sat} = hv/\gamma\sigma . \quad (I.67)$$

On a donc :

$$P^{(e)}(t) = \gamma\sigma J_{sat} Sc \phi_e(t) . \quad (I.68)$$

De la même manière, nous exprimons la puissance instantanée de l'impulsion émergente $P^{(s)}(t)$ en fonction de la densité de photons $\phi_s(t)$:

$$P^{(s)}(t) = \gamma\sigma J_{sat} Sc \phi_s(t) . \quad (I.69)$$

Nous pouvons suivre la même démarche pour exprimer l'énergie stockée dans le milieu amplificateur en fonction de la densité d'inversion de population.

Si $E_{sto}^{(i)}$ est l'énergie totale initialement stockée dans le milieu amplificateur et $D^{(i)}(z)$ l'énergie stockée par unité de longueur, nous avons :

$$E_{sto}^{(i)} = \int_0^L D^{(i)}(z) dz . \quad (I.70)$$

En reliant ces grandeurs à la densité linéique d'inversion de population, il vient :

$$D^{(i)}(z) = hv S N_i(z) / \gamma \quad (I.71)$$

soit, en fonction de la densité d'énergie de saturation :

$$D^{(i)}(z) = \sigma J_{sat} S N_i(z) . \quad (I.72)$$

La densité linéique d'énergie stockée après l'amplification $D^{(f)}(z)$ s'exprime également en fonction de $N_f(z)$, on a :

$$D^{(f)}(z) = \sigma J_{sat} S N_f(z) . \quad (I.73)$$

Nous pouvons désormais décrire l'évolution du profil de l'impulsion et du gain dans le milieu en reprenant les relations (I.63) et (I.64) en fonction des paramètres mesurables. Nous obtenons les relations suivantes :

$$P^{(s)}(t) = \frac{P^{(e)}(t)}{1 - \left[1 - \exp\left(-\frac{E_{sto}^{(i)}}{J_{sat} S}\right) \right] \exp\left(-\frac{1}{J_{sat} S} \int_{-\infty}^t P^{(e)}(t') dt'\right)} \quad (I.74)$$

et :

$$D^{(f)}(z) = \frac{D^{(i)}(z) \cdot \exp\left(-\frac{1}{J_{\text{sat}} S} \int_0^z D^{(i)}(z') dz'\right)}{\exp\left(\frac{E^{(e)}}{J_{\text{sat}} S}\right) + \exp\left(-\frac{1}{J_{\text{sat}} S} \int_0^z D^{(i)}(z') dz'\right) - 1} \quad (I.75)$$

I.3.5.3 - Le bilan en énergie de l'amplification saturée

L'équation du profil temporel de l'impulsion en sortie d'amplificateur (I.74) reste relativement compliquée dans le cas d'un profil quelconque. Dans leur publication de 1963, L.M. Frantz et J.S. Nodvik appliquent ce premier résultat à une impulsion de profil temporel rectangulaire, c'est-à-dire à une impulsion dont la puissance lumineuse est constante pendant sa durée T_0 . Il est alors possible d'exprimer l'énergie de sortie de l'impulsion en fonction de l'énergie incidente en prenant en compte les effets de saturation du gain. La relation obtenue est précisément celle que nous avons énoncée plus haut (I.25). Il est couramment admis que cette relation n'est applicable que dans le cas d'une impulsion à profil rectangulaire. Il paraît donc légitime de s'intéresser au bilan énergétique de l'amplification pour des profils temporels différents du profil rectangulaire qui ne se rencontre pratiquement jamais dans la nature.

Quelque soit le profil temporel de l'impulsion incidente, nous obtenons la relation suivante :

$$P^{(s)}(t) = \frac{P^{(e)}(t)}{1 - \left[1 - \frac{1}{G_0}\right] \exp\left(-\frac{1}{J_{\text{sat}} S} \int_{-\infty}^t P^{(e)}(t') dt'\right)} \quad (I.76)$$

avec

$$G_0 = \exp\left(\frac{E_{\text{sto}}^{(i)}}{J_{\text{sat}} S}\right). \quad (I.77)$$

L'énergie totale en sortie du milieu amplificateur est donnée par l'intégration sur le temps de la puissance de sortie :

$$E^{(s)} = \int_{-\infty}^{+\infty} P^{(s)}(t) dt. \quad (I.78)$$

Nous sommes donc amenés à intégrer la relation (I.76). Pour cela, effectuons le changement de variables suivant :

$$u = G_0 \left(e^{H(t)} - 1 \right) \quad (I.79)$$

avec :

$$H(t) = \frac{1}{J_{sat}S} \int_{-\infty}^t P^{(e)}(t') dt'. \quad (I.80)$$

Nous avons :

$$H(-\infty) = 0 \quad (I.81)$$

$$H(+\infty) = E^{(e)} / J_{sat}S. \quad (I.82)$$

L'intégration (I.78) sur la puissance de sortie prend alors l'allure suivante :

$$E^{(s)} = J_{sat}S \int_0^{\xi} \frac{du}{1+u} \quad (I.83)$$

avec :

$$\xi = G_0 \left(e^{E^{(e)} / J_{sat}S} - 1 \right). \quad (I.84)$$

Le résultat de cette intégration n'est autre que la relation énoncée plus haut décrivant le bilan énergétique dans le cas d'un profil rectangulaire. Or, nous n'avons fait aucune supposition sur le profil temporel de l'impulsion incidente. Cela signifie que le bilan en énergie est indépendant du profil temporel des impulsions. Nous pouvons d'ailleurs nous attendre à ce résultat car aucune supposition sur le profil temporel n'avait été faite lorsque nous avons obtenu cette même

relation à partir de l'amplification individuelle de chaque photon (paragraphe I-3-1). Ces résultats sont bien entendu valables à condition que les hypothèses énoncées plus haut soient toujours vérifiées (paragraphe I-3-5-1). Le profil temporel peut néanmoins jouer un rôle dans le bilan énergétique de l'amplification si la désexcitation des atomes par émission spontanée n'est plus négligeable.

I.3.5.4 - Cas particuliers

Le profil temporel de l'impulsion n'a donc aucun effet sur le bilan énergétique de l'amplification saturée. En revanche, les effets de saturation du gain peuvent modifier sensiblement ce profil. Le rapport d'amplification n'est pas forcément le même pour l'avant et pour l'arrière de l'impulsion. Les premiers photons traversant le milieu amplificateur voient davantage d'énergie stockée que les derniers photons. Le rapport d'amplification est par conséquent plus important sur le front avant de l'impulsion. Ces variations de gain au cours du temps ont pour effet de déformer le profil temporel.

Le cas le plus simple à traiter, bien qu'il ne corresponde pas vraiment à un exemple pratique, est certainement celui d'une impulsion à profil rectangulaire. Pour ce type de profil, la puissance instantanée est constante pendant la durée T_0 de l'impulsion et nulle en dehors de cet intervalle de temps. L'expression de la puissance lumineuse en fonction du temps est alors la suivante :

$$P^{(e)}(t) = E^{(e)} / T_0 \quad \text{pour } 0 < t < T_0 . \quad (I.85)$$

Par la suite, nous supposerons que le milieu est uniformément pompé et par conséquent que l'énergie stockée est uniformément répartie sur toute la longueur du milieu amplificateur. Nous avons donc :

$$D^{(i)}(t) = E_{sto}^{(i)} / T_0 . \quad (I.86)$$

D'après les résultats obtenus précédemment (I.74), la puissance instantanée de l'impulsion en sortie de l'amplificateur est :

$$P^{(s)}(t) = \frac{E^{(e)} / T_0}{1 - (1 - 1/G_0) \exp\left(\frac{E^{(e)} t}{J_{\text{sat}} S T_0}\right)}. \quad (\text{I.87})$$

Il apparaît clairement d'après l'expression (I.87) que le profil rectangulaire n'est pas conservé au cours de l'amplification. Par ailleurs, le maximum de puissance est obtenu sur le front avant de l'impulsion. Les premiers photons voient évidemment plus d'énergie stockée que les derniers. La modification du profil temporel entraîne également une éventuelle diminution de la largeur à mi-hauteur. Dans le cas du profil rectangulaire, la largeur temporelle de l'impulsion émergente peut être calculée. La puissance instantanée sur le front avant bénéficiant de la totalité du gain, nous avons :

$$P^{(s)}(t) = G_0 \frac{E^{(e)}}{T_0}. \quad (\text{I.88})$$

Si le rapport d'amplification est inférieur à deux, la largeur à mi-hauteur est conservée bien que le profil soit différent en sortie (figure 19). Lorsque ce rapport est supérieur à deux, la largeur temporelle à mi-hauteur est diminuée en sortie. Nous obtenons :

$$T'_0 = T_0 \cdot \frac{J_{\text{sat}} S}{E^{(e)}} \cdot \text{Log}\left(\frac{G_0 - 2}{G_0 - 1}\right). \quad (\text{I.89})$$

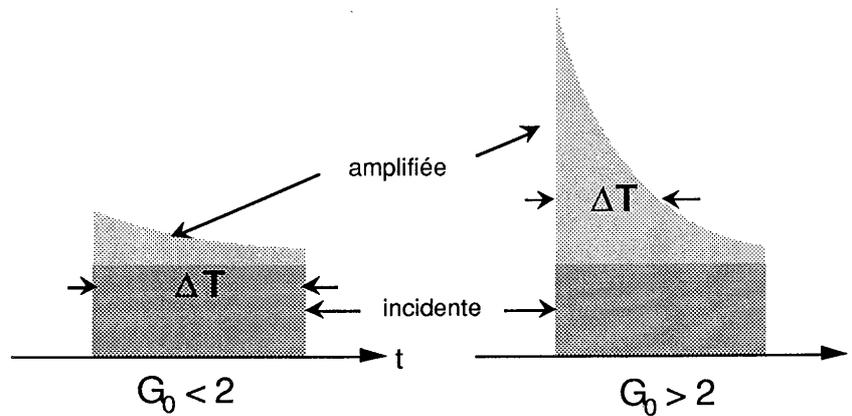


Figure 19 : largeur à mi-hauteur de l'impulsion amplifiée (en clair) lorsque l'impulsion incidente est à profil rectangulaire (en sombre).

La diminution de la durée de l'impulsion est d'autant plus marquée que son énergie est forte et que le gain est important.

La déformation temporelle est assez spectaculaire dans le cas d'une impulsion à profil rectangulaire (figure 20). L'énergie sur le front avant est suffisamment importante pour déstocker de manière sensible l'énergie déposée dans le milieu. Pour des impulsions dont le profil est plus réaliste (profil gaussien par exemple), cette déformation temporelle est moins marquée car le processus de saturation de l'amplification se fait plus lentement au cours de l'évolution de la puissance instantanée. Dans tous les cas, s'il y a saturation de l'amplification, le maximum de puissance est déplacé sur le front avant de l'impulsion lumineuse (figure 21).

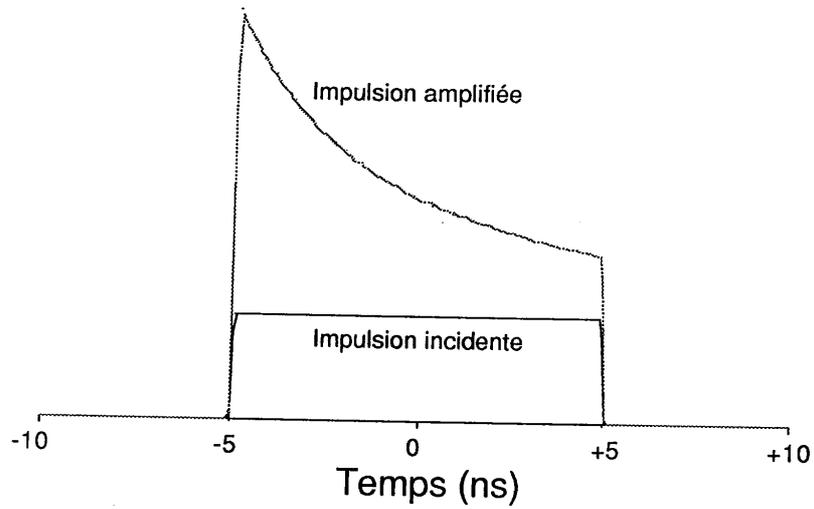


Figure 20 : déformation du profil temporel au cours de l'amplification dans le Nd:YAG, dans le cas d'une impulsion dont le profil de départ est rectangulaire. Les paramètres choisis sont les suivants :
 $J_{sat} = 550 \text{ mJ/cm}^2$; $E_e = 50 \text{ mJ}$; $E_{sto} = 100 \text{ mJ}$; $S = 0,38 \text{ cm}^2$.

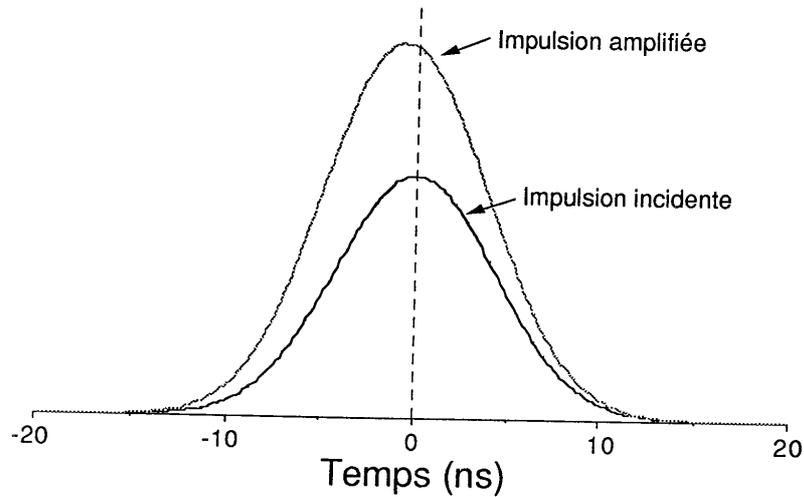


Figure 21 : déformation du profil temporel au cours de l'amplification dans le Nd:YAG, dans le cas d'une impulsion dont le profil de départ est gaussien. Les paramètres choisis sont les suivants :
 $J_{sat} = 550 \text{ mJ/cm}^2$; $E_e = 50 \text{ mJ}$; $E_{sto} = 100 \text{ mJ}$; $S = 0,38 \text{ cm}^2$.

I.3.6 - Les effets liés à la durée de vie du niveau inférieur de la transition

La résolution des équations d'évolution liant la densité de photons et l'inversion de population s'est avérée réalisable moyennant un certain nombre de suppositions. Nous avons en particulier considéré que la durée de l'impulsion incidente était très faible comparée aux divers temps caractéristiques du processus d'amplification (temps de fluorescence de la transition, vitesse de pompage...). Dans le cas d'un système laser à quatre niveaux, le temps de relaxation du niveau inférieur est tel que ce niveau n'est pratiquement jamais peuplé, et l'inversion de population correspond simplement au taux d'occupation du niveau supérieur. Or, le temps de relaxation du niveau supérieur n'est pas infiniment court devant la durée des impulsions incidentes. Diverses mesures de la durée de vie du niveau inférieur de la transition dans le Nd:YAG [13], montrent que cette durée est de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes. Dans ce cas, l'approximation du laser à quatre niveaux n'est plus toujours valable car la population du niveau inférieur de la transition laser n'est plus évacuée assez rapidement. Il y a un effet d'"embouteillage" sur ce niveau pendant l'amplification. Si l'impulsion est brève par rapport au temps de relaxation τ_{10} , le système peut même être considéré comme un système à trois niveaux ($\gamma = 2$).

Ces effets d'embouteillage influencent certainement le fonctionnement des oscillateurs déclenchés à Nd:YAG, car les impulsions issues de ces lasers ont des durées de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes. Les effets dus à la durée de vie non négligeable du niveau inférieur ont donné lieu à divers calculs numériques pour la modélisation d'oscillateurs à Nd:YAG [14]. Il semble en particulier que le rendement de ces systèmes soit sensiblement lié à ces effets.

I.3.6.1 - Le rapport d'amplification et la durée de vie τ_{10}

Pour rendre compte des effets d'embouteillage, nous devons écrire les équations d'évolution de la densité de population de chaque niveau en prenant en compte le temps de relaxation du niveau inférieur :

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\sigma c \phi (N_2 - N_1) \quad (I.90)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = +\sigma c \phi (N_2 - N_1) - \frac{N_1}{\tau_{10}} \quad (I.91)$$

L'équation différentielle liée à la densité de photons se propageant dans le milieu est toujours la même (I.56).

Considérons une impulsion à profil rectangulaire de durée T_0 . En un point z_0 , nous avons :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \phi(z_0, t) = \phi_0 = \text{cste} & \text{si } 0 < t < T_0 \\ = 0 & \text{ailleurs} \end{array} \right. \quad (I.92)$$

Nous supposons que cette impulsion traverse un milieu à gain d'épaisseur Δz suffisamment petite pour que la variation du nombre de photons $\Delta \phi$ par amplification soit faible comparée au nombre total de photons :

$$\frac{\Delta \phi}{\phi_0} \ll 1 \quad (I.93)$$

avec :

$$\phi(z_0 + \Delta z, t) \approx \phi_0 + \Delta \phi \quad (I.94)$$

Il est alors légitime de considérer qu'en chaque point du milieu amplificateur d'épaisseur Δz , la densité de photons évolue peu et que les équations d'évolution des populations se présentent sous la forme suivante lorsque $0 < t < T_0$:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\sigma c \phi_0 (N_2 - N_1) \quad (I.95)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = +\sigma c \phi_0 (N_2 - N_1) - \frac{N_1}{\tau_{10}} \quad (\text{I.96})$$

et

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = 0 \quad \text{si } t < 0 \text{ ou } t > T_0. \quad (\text{I.97})$$

Par différentiation de l'équation (I.95), nous obtenons une équation différentielle du second ordre en $N_2(t)$:

$$\frac{\partial^2 N_2}{\partial t^2} + \left(2\sigma c \phi_0 + \frac{1}{\tau_{10}} \right) \frac{\partial N_2}{\partial t} + \frac{\sigma c \phi_0}{\tau_{10}} N_2 = 0. \quad (\text{I.98})$$

La solution générale de ce type d'équation est de la forme :

$$N_2(t) = A e^{\omega_1 t} + B e^{\omega_2 t}. \quad (\text{I.99})$$

On obtient :

$$\omega_1 = \frac{1}{2\tau_{10}} \left(-\theta - 1 + \sqrt{\theta^2 + 1} \right) \quad (\text{I.100})$$

$$\omega_2 = \frac{1}{2\tau_{10}} \left(-\theta - 1 - \sqrt{\theta^2 + 1} \right) \quad (\text{I.101})$$

avec :

$$\theta = 2\sigma c \phi_0 \tau_{10}. \quad (\text{I.102})$$

Les constantes A et B se déduisent des conditions initiales sur le milieu amplificateur suivantes :

$$N_2(0) = N_0 \quad \text{et} \quad \left(\frac{\partial N_2}{\partial t} \right)_{t=0} = -\sigma c \phi_0 N_0. \quad (\text{I.103})$$

Nous obtenons alors :

$$A = \frac{N_0}{2} \cdot \left(1 + \frac{1}{\sqrt{\theta^2 + 1}} \right) \quad (\text{I.104})$$

$$B = \frac{N_0}{2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\theta^2 + 1}} \right). \quad (\text{I.105})$$

Des relations (I.99-105) nous tirons l'expression de $N_2(t)$ lorsque $0 < t < T_0$:

$$N_2(t) = N_0 e^{(\theta+1)\frac{t}{2\tau_{10}}} \left[\text{ch} \left(b \frac{t}{2\tau_{10}} \right) + \frac{1}{b} \text{sh} \left(b \frac{t}{2\tau_{10}} \right) \right] \quad (\text{I.106})$$

avec

$$a = \theta + 1 \quad \text{et} \quad b = \sqrt{\theta^2 + 1}. \quad (\text{I.107})$$

En dehors de l'intervalle de temps $[0, T_0]$, on suppose que la population du niveau 2 n'évolue pas :

$$\begin{cases} N_2(t) = 0 & \text{si } t < 0 \\ N_2(t) = N_2(T_0) & \text{si } t > T_0 \end{cases} \quad (\text{I.108})$$

Durant l'amplification à travers le milieu d'épaisseur Δz , le nombre de photons dans l'impulsion a augmenté de la même manière que le nombre d'atomes sur le niveau excité a diminué. Nous pouvons donc écrire :

$$S c T \Delta \phi = [N_2(0) - N_2(T_0)] S \Delta z. \quad (\text{I.109})$$

De ce fait, la densité finale du nombre de photons après l'amplification dans un milieu de longueur L s'obtient en considérant le

milieu comme une succession de tranches d'épaisseurs Δz . L'addition de toutes ces tranches nous mène à :

$$\int_{\phi_e}^{\phi_s} \frac{d\phi}{N_2(0) - N_2(T_0)} = \frac{L}{cT_0}. \quad (\text{I.110})$$

La relation (I.110) peut être exprimée en termes de paramètres mesurables. Sachant que les densités d'énergie stockée dans le milieu et dans l'impulsion sont liées aux paramètres microscopiques par les relations suivantes :

$$J = hv cT_0 \phi \quad (\text{I.111})$$

$$J_{sto} = hv L N_0 \quad (\text{I.112})$$

$$J_{sat} = hv / \sigma \quad (\text{I.113})$$

et nous obtenons :

$$\int_{u_e}^{u_s} \frac{du}{f(u, \xi)} = u_{sto} \quad (\text{I.114})$$

avec

$$u_i = \frac{J_i}{J_{sat}} \quad \text{et} \quad \xi = \frac{T_0}{2\tau_{10}} \quad (\text{I.115})$$

et

$$f(u, \xi) = 1 - e^{-(u+\xi)} \left[\text{ch} \left(\frac{u^2 + \xi^2}{2} \right) + \frac{\xi}{u^2 + \xi^2} \text{sh} \left(\frac{u^2 + \xi^2}{2} \right) \right]. \quad (\text{I.116})$$

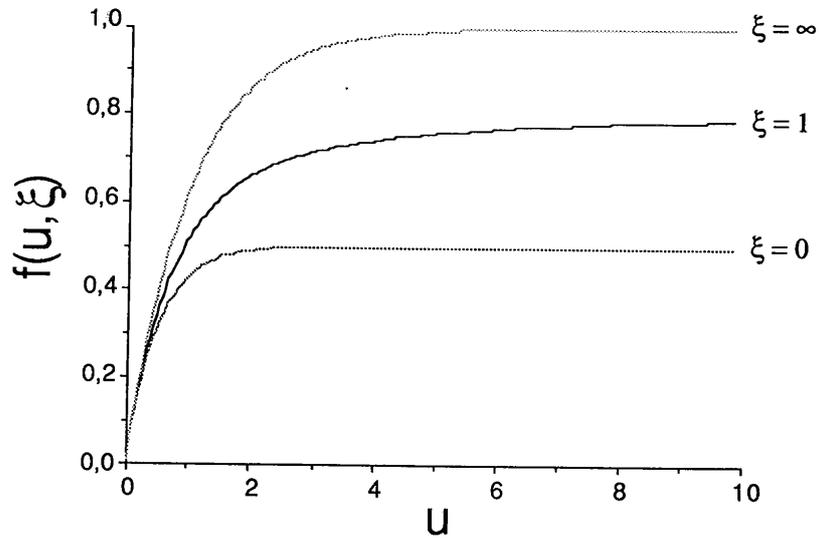


Figure 22 : variations de $f(u, \xi)$ en fonction de u
pour trois valeurs différentes de ξ .
 $\xi = \infty$ correspond au cas d'un milieu à quatre niveaux et $\xi = 0$ décrit un
milieu à trois niveaux.

La relation (I.113) permet de relier l'énergie initiale et l'énergie finale de l'impulsion en fonction du coefficient ξ qui décrit l'effet d'embouteillage sur le niveau inférieur. Lorsqu'il n'y a pas d'effet, le coefficient ξ devient infiniment grand (τ_{10} est très faible comparé à la durée de l'impulsion) et la fonction $f(u, \xi)$ se comporte alors de la manière suivante (figure 22) :

$$f(u, \xi) \approx 1 - e^{-u} . \quad (\text{I.117})$$

Les énergies initiale et finale de l'impulsion sont alors liées par la relation intégrale suivante :

$$\int_{u_e}^{u_s} \frac{du}{1 - e^{-u}} = u_{sto} . \quad (\text{I.118})$$

Le résultat de cette intégration nous mène à :

$$e^{u_s} - 1 = e^{u_{sto}} (e^{u_e} - 1) \quad (\text{I.119})$$

soit

$$J_s = J_{sat} \text{Log} \left[e^{J_{sto}/J_{sat}} (e^{J_e/J_{sat}} - 1) + 1 \right]. \quad (\text{I.120})$$

On retrouve effectivement le bilan en énergie dans le cas d'un système parfait à quatre niveaux dans lequel les effets d'embouteillage sont par définition inexistantes.

De la même manière, lorsqu'il n'y a pas de désexcitation du niveau inférieur (c'est à dire quand τ_{10} est infiniment grand), la fonction $f(u, \xi)$ prend la forme suivante (figure 22) :

$$f(u, \xi) \approx \frac{1}{2} (1 - e^{-2u}). \quad (\text{I.121})$$

L'intégration de la formule (I.114) nous mène alors à la relation entre les densités d'énergie d'entrée et de sortie telle que :

$$e^{2u_s} - 1 = e^{u_{sto}} (e^{2u_e} - 1) \quad (\text{I.122})$$

soit :

$$J_s = \frac{J_{sat}}{2} \text{Log} \left[e^{J_{sto}/J_{sat}} (e^{2J_e/J_{sat}} - 1) + 1 \right]. \quad (\text{I.123})$$

Posons

$$\tilde{J}_{sat} = \frac{J_{sat}}{2} = \frac{h\nu}{2\sigma} \quad (\text{I.124})$$

et

$$G_0 = \exp \left(\frac{J_{sto}}{J_{sat}} \right). \quad (\text{I.125})$$

Les relations (I.122), (I.123) et (I.124) nous redonnent bien l'équation du bilan énergétique de l'amplification d'une impulsion dans un milieu à trois niveaux, telle qu'elle est obtenue dans la référence [1] :

$$J_s = \tilde{J}_{\text{sat}} \text{Log} \left[G_0 \left(e^{J_c / \tilde{J}_{\text{sat}}} - 1 \right) + 1 \right]. \quad (\text{I.126})$$

I.3.6.2 - Cas particuliers

La relation (I.114) liant l'énergie en entrée et en sortie de l'amplificateur est difficile à utiliser pour des valeurs quelconques de ξ . En effet, l'intégrale de cette équation ne peut se calculer facilement en dehors des conditions limites (τ_{10} infini ou $\tau_{10} = 0$). Nous pouvons néanmoins déduire le rapport d'amplification de cette relation par calcul numérique ou en approximant la fonction $f(u, \xi)$ par une fonction plus simple.

Il apparait sur la figure 22 que la fonction $f(u, \xi)$ varie de façon quasi-exponentielle en fonction de u pour une valeur de ξ donnée. Compte tenu de la forme de $f(u, \xi)$ aux limites, nous pouvons approximer cette fonction par :

$$f(u, \xi) \approx \frac{1}{k(\xi)} (1 - e^{-k(\xi)u}) \quad (\text{I.127})$$

où $k(\xi)$ est une fonction variant avec ξ seulement.

La figure 23 représente la forme de $k(\xi)$ obtenue par calcul numérique.

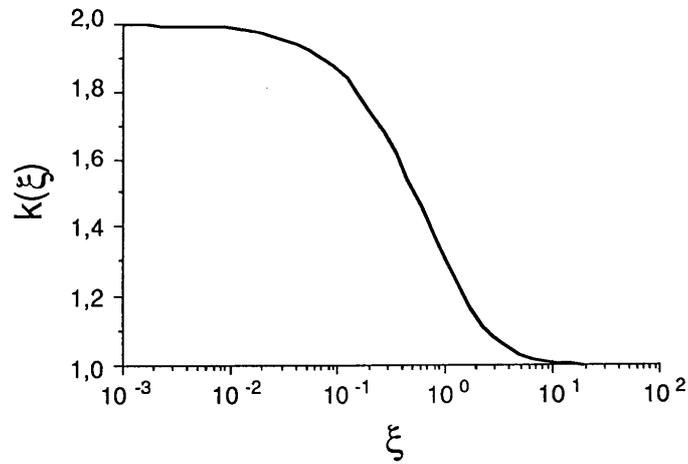


Figure 23 : variations de $k(\xi)$ en fonction de ξ .

L'approximation de la fonction $f(u, \xi)$ par la relation (I.227) nous permet alors de résoudre analytiquement l'équation intégrale (I.113). Nous obtenons :

$$e^{k(\xi)u_s} - 1 = e^{u_{sto}} \left(e^{k(\xi)u_e} - 1 \right) \quad (\text{I.128})$$

soit :

$$J_s = \tilde{J}_{sat} \text{Log} \left[G_0 \left(e^{J_e / \tilde{J}_{sat}} - 1 \right) + 1 \right] \quad (\text{I.129})$$

avec :

$$\tilde{J}_{sat} = \frac{J_{sat}}{k(\xi)} = \frac{h\nu}{k(\xi)\sigma} \quad (\text{I.130})$$

Ce résultat signifie que pour un gain à faible signal donné ($G_0 = \exp(J_{sto}/J_{sat})$), la saturation de l'amplification sera plus rapide avec des valeurs de $k(\xi)$ élevées. La saturation de l'amplification dans un milieu laser à trois niveaux sera ainsi deux fois plus rapide que dans un milieu à quatre niveaux.

L'équation (I.130) montre que nous pouvons considérer que les effets d'embouteillage ont une influence sur la densité d'énergie effective \tilde{J}_{sat} . Celle-ci est inversement proportionnelle au paramètre $k(\xi)$. Par conséquent, \tilde{J}_{sat} décroît quand la durée des impulsions diminue. Cet effet a effectivement été observé expérimentalement dans le Nd³⁺:YAG et le Nd³⁺:YLF [15] ainsi que dans les verres phosphates dopés au néodyme [16].

Le coefficient $k(\xi)$ permet de situer le comportement du milieu entre le fonctionnement à trois et à quatre niveaux en fonction de la durée des impulsions incidentes. Il apparaît clairement que si la durée des impulsions est très brève comparée à la durée de vie du niveau inférieur de la transition τ_{10} , le milieu se comporte comme un milieu à trois niveaux avec un rendement d'extraction réduit.

Ces résultats mettent en évidence le fait que le Nd³⁺:YAG utilisé pour l'amplification d'impulsions de quelques picosecondes se comporte comme un milieu laser à trois niveaux. Cet effet a par ailleurs été vérifié expérimentalement sur des systèmes d'amplification picoseconde [17]. Par contre, le temps de relaxation du niveau inférieur de la transition dans le saphir dopé titane (Ti³⁺:Al₂O₃) est suffisamment court [18] (quelques picosecondes) pour que l'on puisse le considérer comme un milieu laser à quatre niveaux pour l'amplification d'impulsions de durée allant jusqu'à quelques dizaines de picosecondes.

I.4 - L'amplification multipassage

Le taux d'amplification de l'énergie d'une impulsion traversant un milieu à gain dépend de plusieurs paramètres. Les trois principaux facteurs intervenant dans la saturation de l'amplification sont la densité d'énergie de l'impulsion incidente, l'énergie stockée dans le milieu et la densité d'énergie de saturation propre au milieu amplificateur. Les résultats obtenus précédemment montrent que d'autres facteurs peuvent également intervenir de manière sensible dans le bilan énergétique de l'amplification. La durée des impulsions, le profil spatial ou temporel ou encore les pertes d'origines diverses au cours de la propagation vont influencer l'amplification. Néanmoins, ces derniers effets n'apparaissent pas comme des facteurs prépondérants dans la saturation de l'amplification contrairement aux densités d'énergie mises en jeu.

Certains milieux présentent un gain relativement faible en raison de leur énergie de saturation élevée ou du peu d'énergie que l'on

peut y stocker. Citons par exemple l'alexandrite et le YAG dopé Erbium dont les sections efficaces sont respectivement 36 et 14 fois plus faibles que celle du Nd:YAG [19], [20]. Le rendement d'extraction est alors sérieusement limité au cours d'une amplification dans ce type de matériau laser et une grande partie de l'énergie initialement stockée reste non utilisée à la fin de l'amplification. Le même phénomène se produit lorsque la densité d'énergie des impulsions incidentes est très faible. L'énergie délivrée par les générateurs d'impulsions ultrabrèves ou de largeur spectrale d'émission extrêmement réduite, est généralement très faible. L'amplification d'impulsions issues de tels oscillateurs peut donc être considérée comme non saturée. L'énergie extraite est alors relativement faible par rapport à l'énergie stockée et le rendement de l'amplification est médiocre.

Dans les deux cas précédents, il reste une quantité importante d'énergie stockée dans le milieu après le passage de l'impulsion. Si les pertes éventuelles ne sont pas supérieures au gain restant dans l'amplificateur, celui-ci peut éventuellement servir à amplifier une seconde fois l'impulsion. Cette opération peut d'ailleurs se répéter plusieurs fois jusqu'à ce que l'énergie stockée dans le milieu amplificateur soit totalement épuisée. Le milieu est alors utilisé en amplificateur multipassage afin d'augmenter le transfert d'énergie vers l'onde lumineuse.

I.4.1- Evolution en énergie après chaque passage

L'évolution de l'énergie de l'impulsion lorsqu'elle traverse plusieurs fois le milieu amplificateur peut être obtenue en appliquant successivement l'équation du bilan énergétique pour un simple passage. Les conditions initiales sur l'énergie incidente et sur l'énergie stockée sont différentes avant chaque amplification mais sont liées aux bilans des amplifications précédentes. Le traitement théorique de l'amplification multipassage a été étudié en détail par W.H. Lowdermilk et J.E. Murray [21], [22] et les résultats qui suivent sont fortement inspirés du travail de ces deux auteurs.

La densité d'énergie de sortie du milieu amplificateur, l'énergie incidente et l'énergie stockée sont liées par la relation de L.M. Frantz et J.S. Nodvik :

$$J_s = J_{sat} \text{Log} \left[G_0 \left(e^{J_i/J_{sat}} - 1 \right) + 1 \right] \quad (\text{I.131})$$

avec

$$G_0 = \exp\left(\frac{J_{sto}}{J_{sat}}\right). \quad (I.132)$$

Rappelons que cette relation est obtenue en supposant que la durée des impulsions est relativement brève devant la durée du pompage et devant la durée de fluorescence du niveau supérieur.

L'application, à chaque passage, de la relation (I.132), permet de décrire l'évolution énergétique de l'impulsion dans un amplificateur multipassage. Pour le $k^{\text{ième}}$ passage, les densités d'énergies d'entrée J_k^e et de sortie J_k^s sont liées par la relation d'amplification saturée :

$$J_k^s = J_{sat} \text{Log} \left[G_k \left(e^{J_k^e / J_{sat}} - 1 \right) + 1 \right]. \quad (I.133)$$

Il est par ailleurs possible d'introduire un terme de pertes correspondant à chaque cycle d'amplification. Ce terme prend alors la forme d'un coefficient de transmission par aller et retour. On en déduit une relation entre l'énergie de sortie de la $k^{\text{ième}}$ amplification et l'énergie d'entrée de l'amplification suivante (voir figure 24) :

$$J_{k+1}^e = T J_k^s \quad (I.134)$$

T désignant la transmission du faisceau pour chaque aller et retour et correspond aux pertes du système (diffusions, absorption, miroirs de renvoi, etc...).

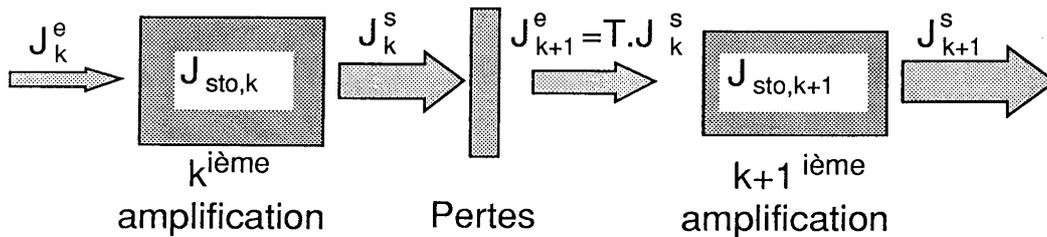


Figure 24 : $k^{\text{ième}}$ et $(k+1)^{\text{ième}}$ amplification.

Le rapport d'amplification G_k est différent à chaque passage. Il dépend de l'énergie restant stockée dans le milieu et par conséquent des amplifications précédentes. Nous avons :

$$G_k = \exp\left(\frac{J_{sto,k}}{J_{sat}}\right) \quad (I.135)$$

où $J_{sto,k}$ désigne l'énergie stockée dans l'amplificateur avant le k ème passage. Dans ce cas, $J_{sto,1}$ représente l'énergie initialement déposée dans le milieu. Les énergies stockées entre deux passages successifs sont aussi liées par une relation de récurrence. La diminution d'énergie disponible dans le milieu entre deux passages est due d'une part à l'énergie perdue par transfert vers l'onde lumineuse, et d'autre part à la désexcitation des atomes pendant le temps qui s'écoule entre deux amplifications. Nous avons :

$$J_{sto,k+1}^e = \left[J_{sto,k} - (J_k^s - J_k^e) \right] \exp\left(\frac{T_0}{\tau_f}\right) \quad (I.136)$$

T_0 étant le temps écoulé entre deux amplifications.

Les durées de fluorescence des matériaux solides sont généralement de l'ordre de quelques microsecondes. Il faudrait que la lumière parcourt plusieurs centaines de mètres avant d'être amplifiée de nouveau pour que les effets de désexcitation du milieu par fluorescence soient sensibles. Le temps qui s'écoule entre deux amplifications successives est généralement de quelques nanosecondes au maximum. Dans ce cas, l'effet de la fluorescence peut être négligé et nous obtenons la relation suivante :

$$\begin{aligned} \Delta J_{sto,k} &= J_{sto,k+1} - J_{sto,k} \\ &= - (J_k^s - J_k^e) \end{aligned} \quad (I.137)$$

De (I.137) nous tirons la relation de récurrence suivante concernant le taux d'amplification à faible signal :

$$G_{k+1} = G_k \exp\left(\frac{J_k^e - J_k^s}{J_{sat}}\right) \quad (I.138)$$

Les relations (I.133), (I.134) et (I.138) permettent de décrire numériquement l'évolution de l'énergie de l'impulsion au cours de

chaque passage dans le milieu amplificateur. La figure 25 représente l'énergie de l'impulsion ainsi que l'énergie stockée dans le milieu à gain après chaque amplification pour trois matériaux différents : le YAG dopé néodyme, le saphir dopé titane et l'alexandrite. Pour ces trois simulations, les valeurs des paramètres (énergie de saturation énergie stockée, pertes par passage, etc...) ne sont pas identiques et correspondent à des situations typiques d'amplification dans ces matériaux.

Si l'énergie initialement déposée dans le milieu amplificateur est telle que le gain soit supérieur aux pertes ($G_0 > 1/T$), l'énergie de l'impulsion augmente progressivement à chaque passage. Deux facteurs contribuent à la diminution de l'amplification : la décroissance de l'énergie stockée et l'augmentation de la densité d'énergie de l'impulsion. Celle-ci atteint un maximum lorsque l'amplification compense exactement les pertes. Ensuite, l'énergie de l'impulsion décroît progressivement car les pertes sont plus importantes que le gain.

Le nombre optimal de passages à effectuer dans le milieu amplificateur est celui qui correspond au maximum d'énergie transférée vers l'onde lumineuse. Il sera d'autant plus faible que l'énergie initialement déposée dans le milieu amplificateur sera importante. La valeur de l'énergie incidente influe également sur le nombre de passages à effectuer. Il faudra faire d'autant plus de passages pour extraire la même quantité d'énergie du milieu que l'énergie incidente sera plus faible. S'il n'y a pas de pertes sur un aller et retour, le maximum d'énergie sera atteint pour une infinité de passages et le rendement d'extraction sera alors pratiquement égal à un. Si le processus présente des pertes, le nombre optimum d'aller et retour est fini et le rendement d'extraction réduit.

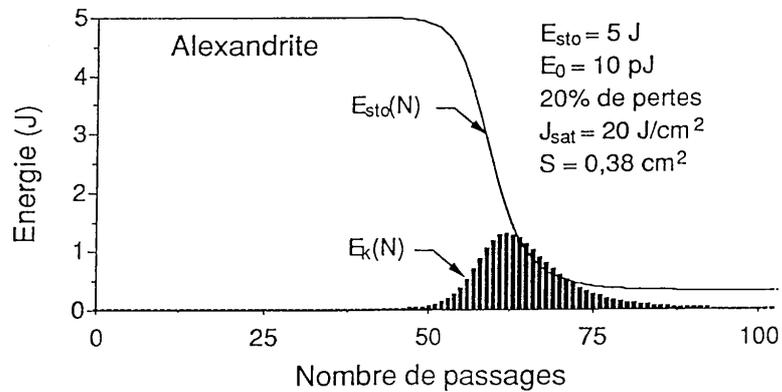
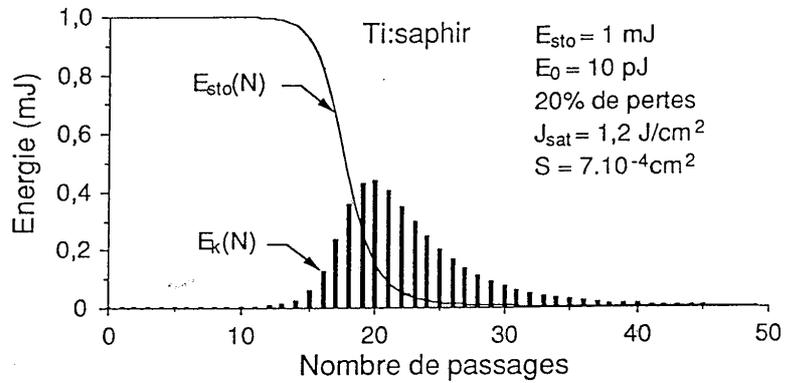
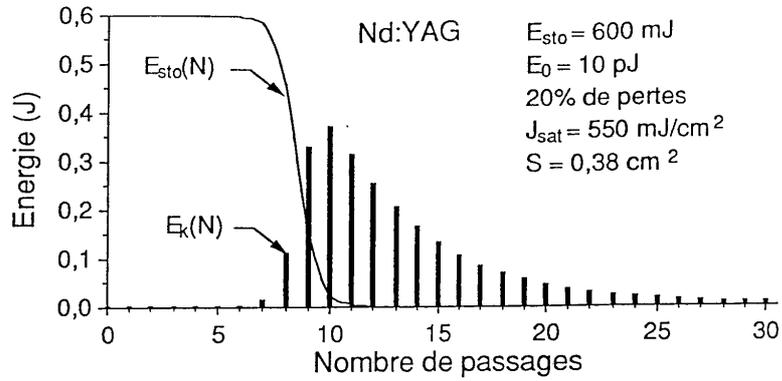


Figure 25 : évolution de l'énergie de l'impulsion et de l'énergie stockée au cours des différents passages.

Intéressons-nous plus particulièrement à l'énergie maximale que l'on peut extraire du milieu amplificateur. Il n'est pas possible d'obtenir une expression analytique de l'énergie maximale en fonction des divers paramètres mis en jeu dans l'amplification. Nous pouvons néanmoins obtenir une valeur approchée de cette énergie pour des milieux dont le gain n'est pas trop important. Si l'énergie extraite est faible comparée à l'énergie de saturation, nous pouvons utiliser l'expression de l'amplification à faible signal :

$$J_{k+1}^e \approx T J_k^e G_k . \quad (\text{I.139})$$

Dans ce cas :

$$\begin{aligned} \Delta J_k^e &= J_{k+1}^e - J_k^e \\ &= (T G_k - 1) J_k^e \end{aligned} \quad (\text{I.140})$$

et

$$\begin{aligned} \Delta J_{\text{sto},k} &= J_{\text{sto},k+1} - J_{\text{sto},k} \\ &= - (G_k - 1) J_k^e \end{aligned} \quad (\text{I.141})$$

D'où nous déduisons la variation du rapport d'amplification à faible signal sur un aller et retour :

$$\begin{aligned} \Delta G_k &= G_k \Delta J_{\text{sto},k} / J_{\text{sat}} \\ &= - G_k (G_k - 1) J_k^e / J_{\text{sat}} \end{aligned} \quad (\text{I.142})$$

Si les variations en énergie sont suffisamment faibles d'un passage à l'autre, nous avons :

$$\frac{dJ_k}{dG_k} = - \frac{T G_k - 1}{G_k (G_k - 1)} J_{\text{sat}} \quad (\text{I.143})$$

L'énergie maximale de l'impulsion peut être obtenue par intégration de la relation (I.143) sachant que l'impulsion atteint son

maximum d'énergie lorsque le gain est égal aux pertes ($G_k = 1/T$). Nous avons :

$$\int_{J_0}^{J_{\max}} \frac{dJ_k}{J_{\text{sat}}} = - \int_{G_0}^{1/T} \frac{T G_k - 1}{G_k (G_k - 1)} dG_k . \quad (\text{I.144})$$

Cette intégration mène à l'expression de J_{\max} en fonction de l'énergie stockée et de l'énergie initiale de l'impulsion :

$$J_{\max} = J_{\text{sat}} \text{Log} \left[T G_0 \left(\frac{1 - T}{T (G_0 - 1)} \right)^{1-T} \right] + J_0 . \quad (\text{I.145})$$

Le rendement de l'amplification multipassage est défini comme le rapport entre l'accroissement d'énergie dans l'impulsion et l'énergie initialement stockée dans le milieu amplificateur. De cette définition, on tire la relation suivante :

$$\begin{aligned} R_{\text{ext}} &= \frac{(J_{\max} - J_0)}{J_{\text{sto}}} \\ &= \frac{\text{Log} \left[T G_0 \left(\frac{1 - T}{T (G_0 - 1)} \right)^{1-T} \right]}{\text{Log} (G_0)} . \end{aligned} \quad (\text{I.146})$$

Les variations du rendement d'extraction R_{ext} en fonction de l'énergie initialement stockée dans le milieu sont représentées sur la figure 26.

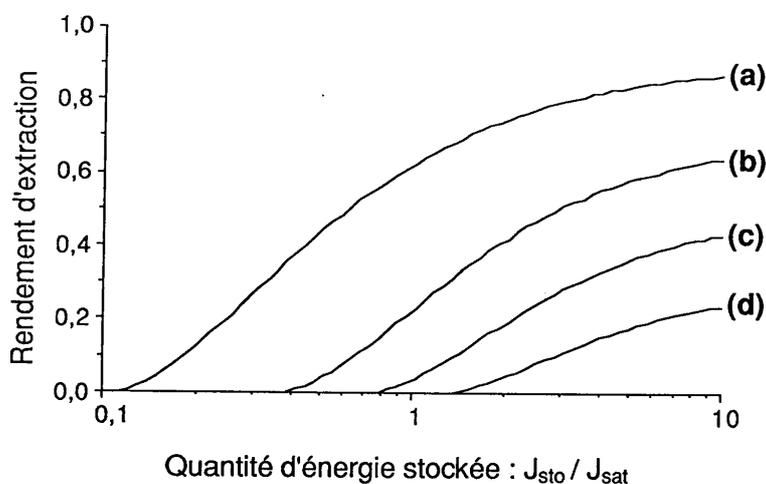


Figure 26 : variations du rendement d'extraction en fonction de l'énergie initialement stockée pour différentes valeurs de pertes T par passage.
 (a) : $T = 0,9$; (b) : $T = 0,7$; (c) : $T = 0,5$; (d) : $T = 0,3$.

Une publication plus récente de I.V. Epatko et coll. [23] conduit aux mêmes résultats concernant l'énergie extraite et le rendement de l'amplification à passages multiples. La différence avec les travaux de W.H. Lowdermilk et J.E. Murray tient au fait que ces mêmes relations sont obtenues sans hypothèse sur la nature de l'amplification. Le formalisme utilisé précédemment suppose que l'amplification d'un passage à l'autre doit être suffisamment faible pour rester en régime non saturé. La difficulté du traitement de l'amplification multipassage tient au fait que de nombreux paramètres tels que l'énergie de l'impulsion et l'énergie stockée dans le milieu, évoluent à chaque amplification. Nous sommes par conséquent confrontés à un système de relations de récurrence. Le formalisme adopté par I.V. Epatko et coll. considère l'amplification multipassage sans relation de récurrence sur le gain du milieu à chaque aller et retour. Pour une amplification à N passages, le milieu amplificateur ne voit en fait que la succession de N impulsions d'énergies différentes. Il est alors simple de considérer le bilan énergétique de l'amplification multipassage en considérant la totalité de l'énergie de ce train d'impulsions en signal d'entrée. Il faut cependant tenir compte du fait que ces N impulsions incidentes sont en réalité une impulsion unique qui revient régulièrement dans le milieu à gain. Il est donc nécessaire de retrancher le bilan de la $N-1^{\text{ème}}$ amplification précédente pour obtenir la véritable relation de récurrence sur la $N^{\text{ème}}$ amplification. Nous obtenons alors :

$$J_k^s = f \left(\sum_{p=1}^k J_p^e \right) - f \left(\sum_{p=1}^{k-1} J_p^e \right) \quad (\text{I.147})$$

où $f(x)$ désigne la fonction de transfert de l'amplification saturée sur un seul passage :

$$f(J_e) = J_{\text{sat}} \text{Log} \left[G_0 \left(e^{J_e/J_{\text{sat}}} - 1 \right) + 1 \right]. \quad (\text{I.148})$$

La relation (I.147) permet de traiter l'amplification multipassage d'une manière différente et conduit à des résultats sans approximation sur la nature de l'amplification. Le traitement mathématique de ces expressions est malheureusement relativement compliqué et nous garderons en référence le formalisme de W.H. Lowdermilk et J.E. Murray sachant que celui-ci conduit à des résultats identiques.

I.4.2- Déformation du profil temporel

Nous avons vu, dans le paragraphe I.3.5.4, que la saturation du gain avait pour effet de modifier le profil temporel de l'impulsion au cours de l'amplification. Cet effet est par ailleurs plus ou moins marqué suivant le profil de l'impulsion initiale. Nous nous sommes donc intéressés à l'évolution du profil temporel de l'impulsion au cours des différents passages dans le milieu amplificateur. Un programme nous a permis de calculer la puissance instantanée $P(t)$ de l'impulsion et la distribution du gain $D(z)$ dans le milieu après chaque passage. Les expressions analytiques de $P(t)$ et de $D(z)$ sont données par les formules intégrales (I.74) et (I.75) du paragraphe I.3.5.2.

Nous avons représenté, sur les figures 27, 28 et 29, l'évolution du profil temporel de l'impulsion pour trois types de profils initiaux : gaussiens, supergaussien d'ordre 6 et rectangulaire. Comme dans le cas de l'amplification multipassage, nous retrouvons le fait que la déformation dépend du profil initial. Ainsi, un profil gaussien sera peu déformé alors que le profil rectangulaire subira une forte distorsion. Dans tous les cas, la déformation se fait essentiellement sur deux ou trois passages. C'est au cours de ces quelques passages que l'énergie de l'impulsion est suffisamment forte pour saturer l'amplification et par conséquent induire des effets sur le profil.

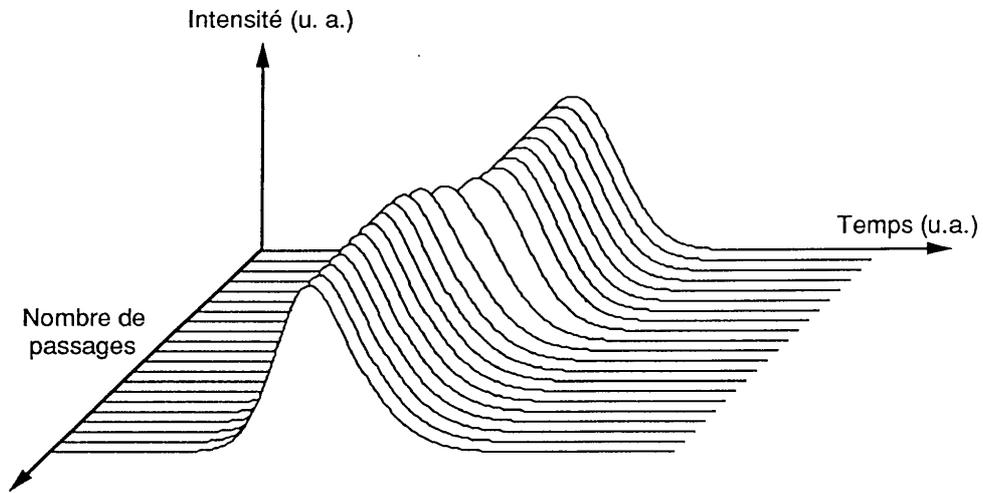


Figure 27 : évolution du profil temporel de l'impulsion au cours des passages successifs dans le milieu amplificateur. L'impulsion initiale est à profil gaussien.

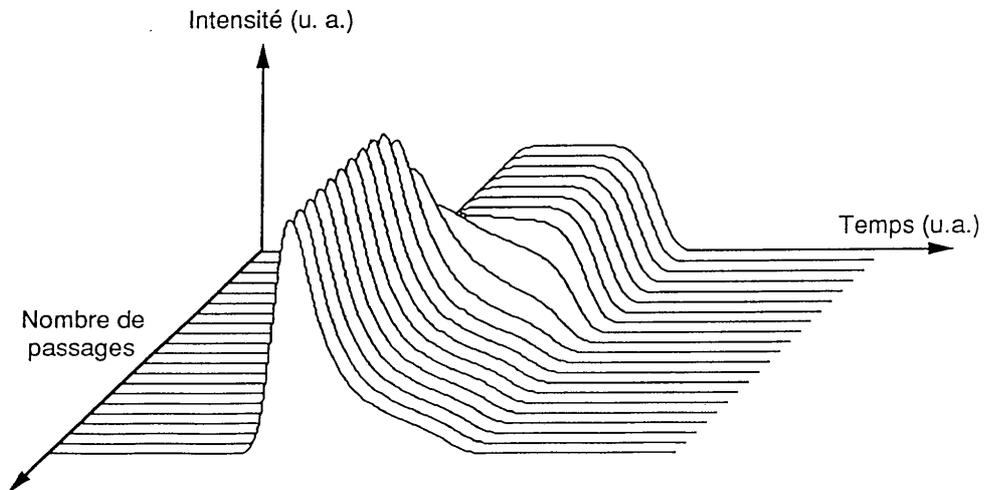


Figure 28 : évolution du profil temporel de l'impulsion au cours des passages successifs dans le milieu amplificateur. L'impulsion initiale est à profil supergaussien (ordre 6).

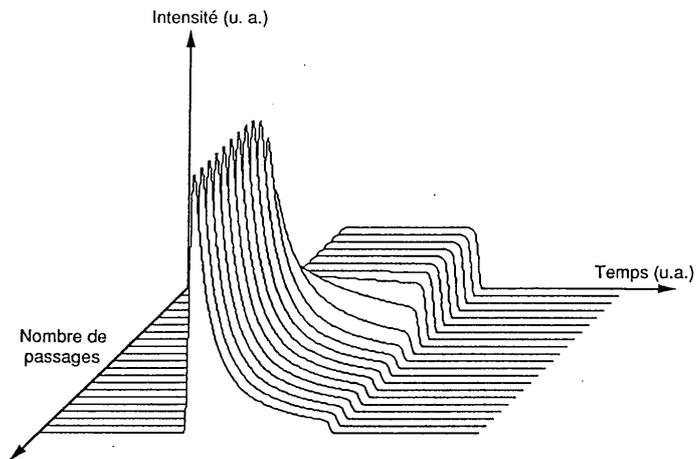


Figure 29 : évolution du profil temporel de l'impulsion au cours des passages successifs dans le milieu amplificateur. L'impulsion initiale est à profil rectangulaire.

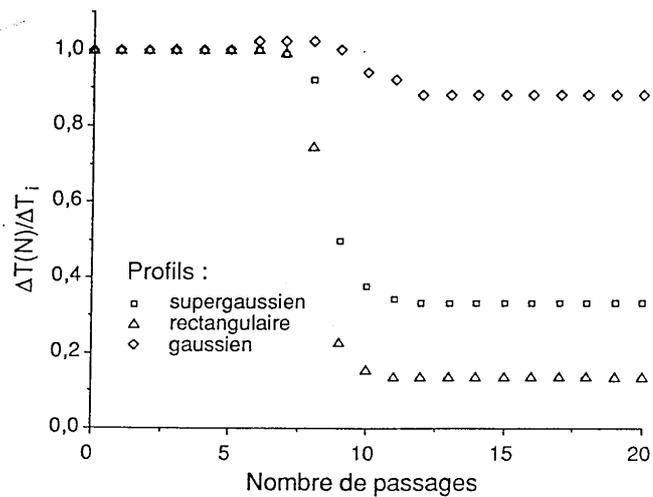


Figure 30 : évolution de la durée de l'impulsion au cours des N amplifications dans les mêmes conditions que les figures 27, 28 et 29.

La durée de l'impulsion évolue brusquement lorsque le régime de saturation est atteint. La figure 30 représentant l'évolution temporelle de l'impulsion montre que celle-ci dépend fortement du profil initial.

I.5 - Conclusion

Divers aspects de l'amplification optique ont été abordés au cours de ce premier chapitre. Nous avons d'abord présenté un modèle simple et original permettant d'aboutir à l'expression de la saturation de l'amplification. Ce modèle considère l'amplification individuelle de chaque photon constituant l'impulsion initiale dans un milieu contenant un nombre limité d'atomes actifs. La description de la saturation du gain par cette méthode constitue une approche plus physique et moins mathématique que celles rencontrées jusqu'à présent dans la littérature.

Nous avons ensuite exploité la relation décrivant la saturation du gain pour étudier en détail la déformation des profils spatial et temporel d'une impulsion au cours d'une ou de plusieurs amplifications successives. Il ne fait désormais aucun doute que la distribution spatiale de l'énergie de l'impulsion peut être sérieusement modifiée par l'amplification. Cet effet peut induire des comportements différents de la propagation de l'impulsion suivant le profil du gain dans le milieu. La distribution du gain peut en particulier jouer un rôle important sur la stabilité d'un oscillateur laser.

Quant à l'évolution du profil temporel, nous avons vu qu'elle dépendait fortement du profil initial de l'impulsion. L'évolution du profil temporel a été étudiée pour des passages multiples dans le même milieu. Dans tous les cas, la durée de l'impulsion est diminuée au cours de l'amplification.

Nous avons montré par ailleurs que si l'évolution temporelle de l'impulsion dépend de son profil initial, ce dernier n'influence cependant pas le bilan en énergie de l'amplification dans le cas d'un système parfait à quatre niveaux.

Les effets de la durée de vie du niveau inférieur de la transition laser ont été également abordés. Nous avons obtenu une relation intégrale reliant l'énergie finale et l'énergie initiale en fonction de l'énergie stockée dans le milieu mais aussi du temps de relaxation du niveau inférieur comparé à la durée de l'impulsion. Une approximation nous a permis d'écrire l'expression de la saturation du gain en prenant

en compte les effets d'"embouteillages" sur le niveau inférieur de la transition.

L'ensemble de cette étude essentiellement théorique nous permet désormais d'aborder les chapitres suivants consacrés à divers dispositifs d'amplification multipassage dans différents milieux solides.

Chapitre II :

REALISATION D'AMPLIFICATEURS REGENERATIFS

11/11/2019 10:11:11 AM



Chapitre II :

REALISATION D'AMPLIFICATEURS REGENERATIFS

II.1 - Introduction

L'amplification d'un signal lumineux issu d'un oscillateur laser dans une succession d'amplificateurs de différents diamètres est généralement le seul moyen pour obtenir des impulsions de très fortes énergies. L'oscillateur est souvent configuré de manière à produire des impulsions de caractéristiques spectrales ou temporelles particulières et les amplificateurs permettent alors d'obtenir les niveaux d'énergie souhaités. Les chaînes amplificatrices les plus impressionnantes sont certainement celles élaborées pour la fusion thermonucléaire [24]. Pour ces applications, la puissance crête des impulsions produites joue un rôle primordial et l'oscillateur est configuré pour délivrer des impulsions relativement brèves [25]. Dans ce type de dispositif, l'impulsion ne fait généralement qu'un seul passage dans la chaîne amplificatrice et l'énergie extraite de chaque étage dépend simplement des densités d'énergies mises en jeu dans l'amplification. Pour des milieux possédant une forte énergie de saturation et par conséquent un faible gain, il est difficile d'atteindre des densités incidentes suffisamment fortes pour obtenir de bons rendements d'extraction. Le rendement de l'amplification, du moins pour les premiers étages, se trouve être relativement médiocre pour ce type d'amplificateur en simple passage. Comme nous l'avons vu dans la dernière partie du premier chapitre, plusieurs passages dans le milieu amplificateur peuvent améliorer nettement ce rendement.

Diverses méthodes d'amplification multipassage seront décrites au début de ce deuxième chapitre. Nous verrons plusieurs configurations d'amplificateurs multipassages passifs puis d'autres systèmes actifs plus complexes appelés amplificateurs régénératifs.

La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude d'amplificateurs régénératifs dans deux types de milieux laser : le YAG dopé néodyme et l'alexandrite. Le dispositif que nous présenterons n'a pas été conçu pour amplifier des impulsions brèves mais plutôt pour tester le principe de l'injection d'une impulsion dans une cavité résonnante. Nous avons par ailleurs utilisé ce système pour produire des impulsions monofréquences de forte énergie et c'est principalement ce dispositif que nous décrirons.

II.2 - Méthodes expérimentales d'amplification multipassage

Différentes méthodes peuvent être employées pour amplifier plusieurs fois une impulsion dans un seul milieu amplificateur. Parmi ces différentes méthodes, nous distinguerons trois types d'amplificateurs multipassages. La première solution est entièrement passive. L'impulsion est injectée à plusieurs reprises dans l'amplificateur par différents miroirs situés de part et d'autre du milieu à gain. Pour ce type de configuration, on parle d'amplificateur multipassage géométrique. Une deuxième méthode d'amplification multipassage passive est proposée. Son principe repose sur des changements de polarisation du faisceau. Ce type de dispositif permet de faire deux, trois ou quatre passages dans le même amplificateur. Enfin, une dernière méthode, basée également sur les polarisations, permet d'effectuer davantage de passages mais son fonctionnement repose sur un procédé actif. Il s'agit de l'amplification régénérative.

II.2.1 - Amplification multipassage géométrique

Ce type d'amplificateur multipassage est généralement utilisé pour l'amplification d'impulsions brèves. Le milieu amplificateur le plus couramment utilisé est un colorant [26-29]. Nous décrirons trois dispositifs géométriques différents permettant d'amplifier plusieurs fois une impulsion dans le même milieu à gain, mais de nombreuses variantes de ces systèmes sont également réalisables.

Le dispositif le plus immédiat est certainement celui imaginé par l'équipe de Y. H. Meyer à l'université d'Orsay [30]. Dans ce montage, l'impulsion est injectée plusieurs fois dans le milieu à gain par de nombreux miroirs situés de part et d'autre de celui-ci (Figure 31). Diverses lentilles placées entre les miroirs assurent la focalisation du faisceau dans le milieu à chaque passage. La longueur focale de chaque lentille correspond au quart de la longueur du trajet entre la sortie et le retour dans le milieu amplificateur (Figure 32). De cette manière, le faisceau est constamment réimagé à chaque passage dans l'amplificateur. Cette méthode entraîne l'utilisation de nombreux miroirs pour réinjecter le faisceau dans le milieu. Deux miroirs plans et une lentille sont nécessaires pour chaque passage supplémentaire. Il est évident que l'encombrement des miroirs limite rapidement le nombre d'allers et retours réalisables avec ce dispositif. Notons, par ailleurs, que le réglage d'un tel système s'avère très délicat.

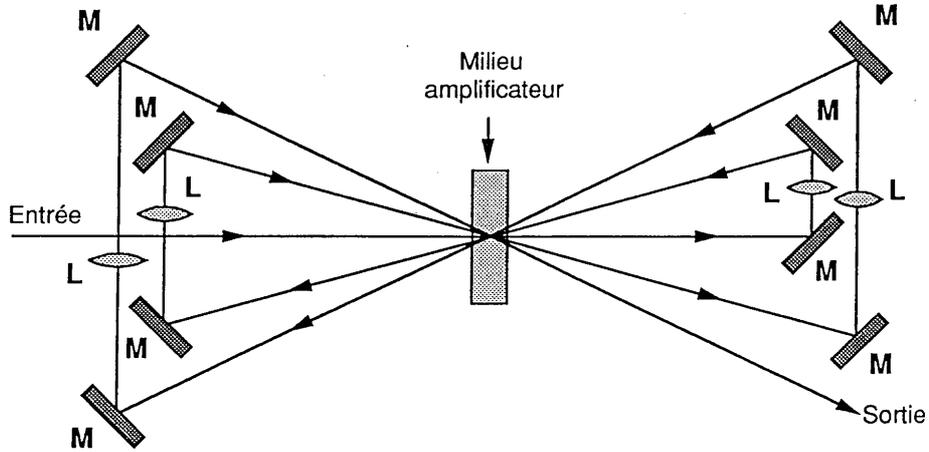


Figure 31 : amplificateur multipassage géométrique.
L'impulsion est réinjectée plusieurs fois dans le milieu à gain par les miroirs M situés de part et d'autre du milieu. Les lentilles L refocalisent le faisceau à chaque passage.

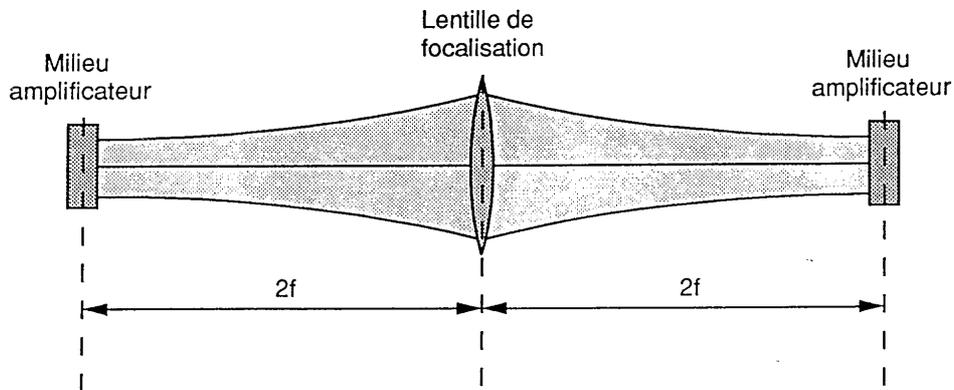


Figure 32: refocalisation du faisceau entre chaque passage dans le milieu amplificateur. La distance parcourue par l'impulsion entre deux passages correspond à quatre fois la longueur focale de la lentille.

Une équipe du laboratoire de physique du solide de l'université Pierre et Marie Curie [31] propose une autre configuration d'amplificateur multipassage géométrique (Figure 33). Trois miroirs sont suffisants pour effectuer de nombreux passages dans le milieu. La courbure de deux de ces miroirs permet, par ailleurs, de s'affranchir de l'utilisation des lentilles de focalisation. L'imagerie du faisceau dans le milieu est assurée par la concavité judicieusement choisie des deux miroirs M1 et M2. Enfin, le nombre de passages dans l'amplificateur est fixé par l'orientation relative de ces trois miroirs.

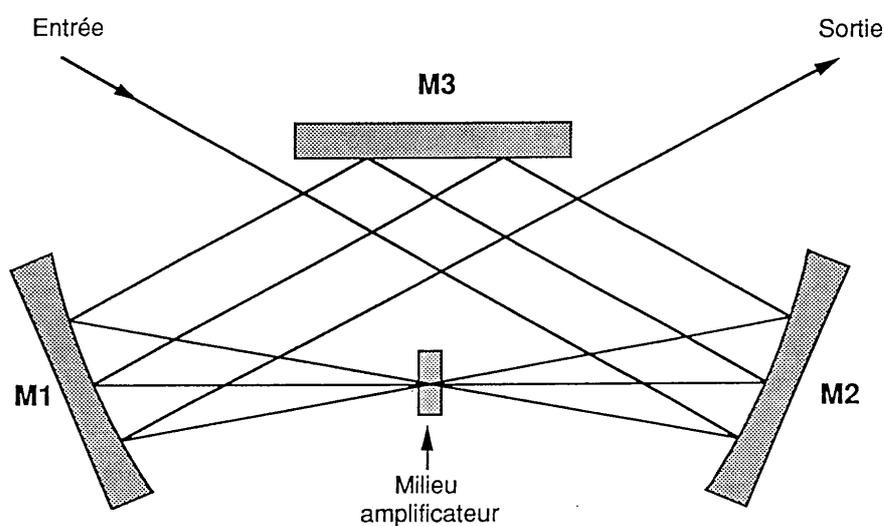


Figure 33 : amplificateur multipassage géométrique. L'impulsion est réinjectée plusieurs fois dans le milieu à gain par les miroirs M1, M2 et M3. La concavité des miroirs M1 et M2 permet de refocaliser le faisceau à chaque passage.

Une équipe soviétique a proposé une autre méthode [32] basée sur le même principe que la précédente mais avec seulement deux miroirs autour du milieu à gain (Figure 34). Ces deux miroirs constituent une cavité confocale asymétrique et le milieu amplificateur est placé en leur foyer commun. L'impulsion est injectée par une ouverture effectuée dans le miroir M1 et sort de la cavité après s'être écartée

progressivement de l'axe d'injection au cours des passages successifs. Le nombre de passages peut être ajusté en tradant le miroir M2. Le faisceau est refocalisé dans le milieu à chaque passage par la concavité des deux miroirs.

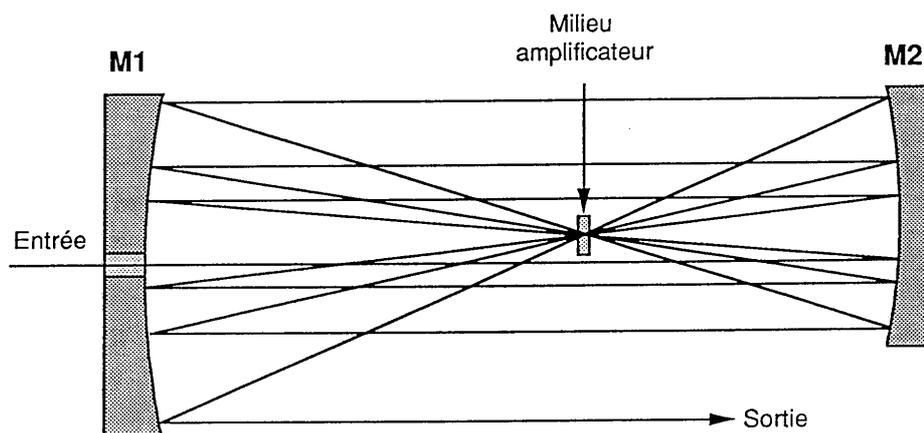


Figure 34 : amplificateur multipassage géométrique. L'impulsion est réinjectée plusieurs fois dans le milieu à gain par les miroirs M1 et M2. La concavité des miroirs M1 et M2 permet de refocaliser le faisceau à chaque passage.

Jusqu'à présent, ces différentes méthodes ont été utilisées avec des colorants comme milieu amplificateur. Il faut dans ce cas veiller à ce que le temps d'un aller-retour ne soit pas trop important comparé à la durée de fluorescence de ce type de milieux qui est généralement très brève (quelques nanosecondes). Les miroirs de renvoi doivent être, par conséquent, situés très près du milieu afin de limiter au maximum la durée des aller-retours. Cette contrainte a pour effet d'accroître l'encombrement créé par les miroirs et limite sérieusement le nombre d'aller-retours réalisables. Nous décrivons plus loin un dispositif similaire employé pour amplifier des impulsions dans un milieu solide. Les problèmes liés à l'encombrement seront moins critiques puisque dans ce milieu, la durée de fluorescence est nettement plus élevée.

Dans les configurations précédentes, le faisceau n'a jamais la même direction à chaque passage. Cela peut nuire particulièrement au

profil spatial du faisceau car les impulsions ne subissent pas la même distribution de gain à chaque passage. Cet effet est incontournable et constitue l'inconvénient majeur de l'amplification multipassage géométrique.

II.2.2- Amplification multipassage passive à jeu de polarisation

Dans ce type de dispositif, l'impulsion traverse plusieurs fois le milieu amplificateur avec la même direction contrairement à l'amplification multipassage géométrique. Elle est également entièrement passive et son principe repose sur les différentes directions de polarisation que l'onde peut avoir à chaque passage. L'inconvénient de ces montages est qu'il n'est pas possible d'effectuer plus de quatre passages dans le milieu.

Pour la description des amplificateurs à deux et trois passages, nous nous référons à une publication de J. Krasinski et coll. [33] qui présente l'avantage de répertorier la plupart des montages possibles. Ce papier présente également une méthode permettant de faire quatre passages colinéaires dans le même milieu.

Amplification à deux passages :

Plusieurs dispositifs permettent de faire deux passages dans le milieu amplificateur. Les figures 35, 36 et 37 représentent différents montages réalisables pour l'amplification double passage. Sur le premier dispositif représenté par la figure 35, l'impulsion traverse deux fois le milieu dans le même sens. La lumière, en entrée, doit être polarisée linéairement dans le plan d'incidence afin d'être intégralement transmise par le premier polariseur P1. Sa polarisation est ensuite tournée de 90° par une lame de phase demi-onde et passe une première fois dans le milieu amplificateur. La direction de polarisation étant perpendiculaire au plan d'incidence, l'impulsion est alors déviée par le deuxième polariseur P2. Deux miroirs de renvoi M1 et M2 dirigent le faisceau vers le premier polariseur P1 qui joue le rôle de miroir réfléchissant puisque la lumière est polarisée perpendiculairement au plan d'incidence. La lame de phase demi-onde tourne une seconde fois la polarisation de 90° et l'impulsion traverse le milieu amplificateur. La direction de polarisation étant parallèle au plan d'incidence, le second polariseur transmet intégralement le faisceau vers la sortie du dispositif.

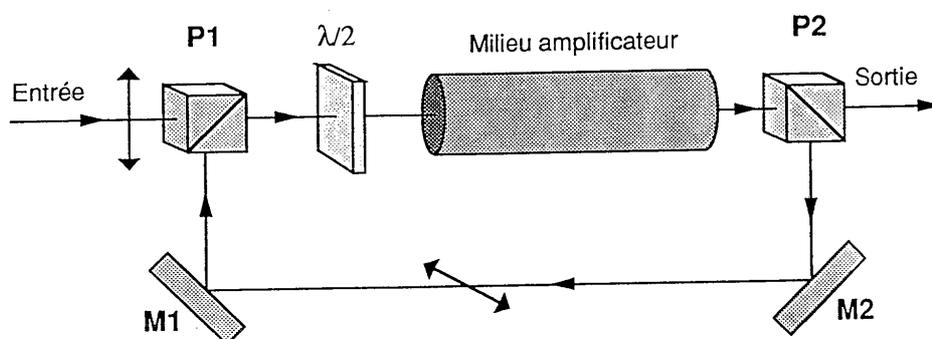


Figure 35 : amplification à deux passages. L'impulsion traverse plusieurs fois le milieu dans le même sens grâce à deux polariseurs $P_{1,2}$ et deux miroirs de renvoi $M1$ et $M2$. La lame demi-onde $\lambda/2$ sert à tourner la polarisation du faisceau.

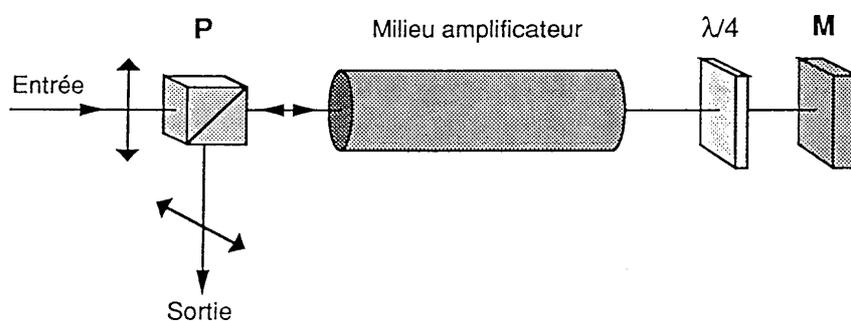


Figure 36 : l'impulsion traverse deux fois le milieu amplificateur grâce à un seul polariseur P et un miroir de renvoi M . La lame quart d'onde $\lambda/4$ sert à tourner la polarisation du faisceau entre l'aller et le retour.

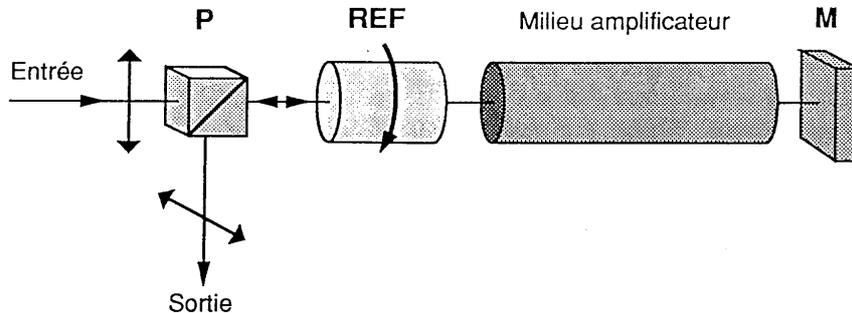


Figure 37 : les deux passages dans le milieu amplificateur sont effectués grâce à l'action du rotateur à effet Faraday REF qui tourne la polarisation sur un aller et retour et au polariseur P qui sépare les deux polarisations orthogonales.

Le second système, représenté sur la figure 36, nécessite moins de composants optiques que le premier. Un seul polariseur et un seul miroir sont suffisants pour effectuer deux passages en sens opposés dans le milieu. L'impulsion incidente est transmise par le polariseur P et traverse le milieu à gain. Avant qu'elle ne soit réfléchié par le miroir M, sa polarisation devient circulaire par l'effet de la lame quart d'onde $\lambda/4$ située entre le milieu et le miroir M. Lorsque la lumière traverse une seconde fois la lame de phase, sa polarisation redevient linéaire mais perpendiculaire au plan d'incidence. L'impulsion est alors réfléchié par le polariseur P après avoir traversé une seconde fois le milieu à gain.

Dans le troisième montage représenté par la figure 37, la lame de phase quart d'onde est remplacée par un rotateur à effet Faraday REF. Ce composant présente l'avantage de tourner la direction de polarisation dans le même sens quelque soit le sens de propagation de la lumière qui le traverse [34]. Son principe repose sur les propriétés optiques de certains matériaux lorsqu'ils subissent l'effet d'un champ magnétique intense. Le rotateur de polarisation à effet Faraday est généralement composé d'un aimant permanent entourant un matériau à forte constante de Verdet. Le rotateur utilisé dans le montage est conçu pour tourner la direction de polarisation de 45° à chaque passage. L'aller et le retour sont par conséquent entièrement séparés par le polariseur P.

Amplification à trois passages :

La figure 38 représente un dispositif permettant d'effectuer trois passages colinéaires dans le milieu amplificateur. L'impulsion incidente polarisée linéairement dans le plan d'incidence est transmise par le polariseur P1. Le rotateur à effet Faraday REF tourne la direction de polarisation de 45° . Après avoir traversé une première fois le milieu à gain, l'impulsion est réfléchiée par le polariseur P2 incliné à 45° du plan d'incidence. Le miroir M1 permet de réinjecter la lumière vers le milieu amplificateur. La direction de polarisation est une nouvelle fois tournée de 45° par le rotateur REF et se trouve désormais perpendiculaire au plan d'incidence. Le polariseur P1 dirige la lumière vers le miroir M2 qui renvoie l'impulsion vers le rotateur REF. La direction de polarisation subit encore une rotation de 45° et l'impulsion est amplifiée une troisième fois avant d'être transmise par le polariseur P2 vers la sortie du dispositif.

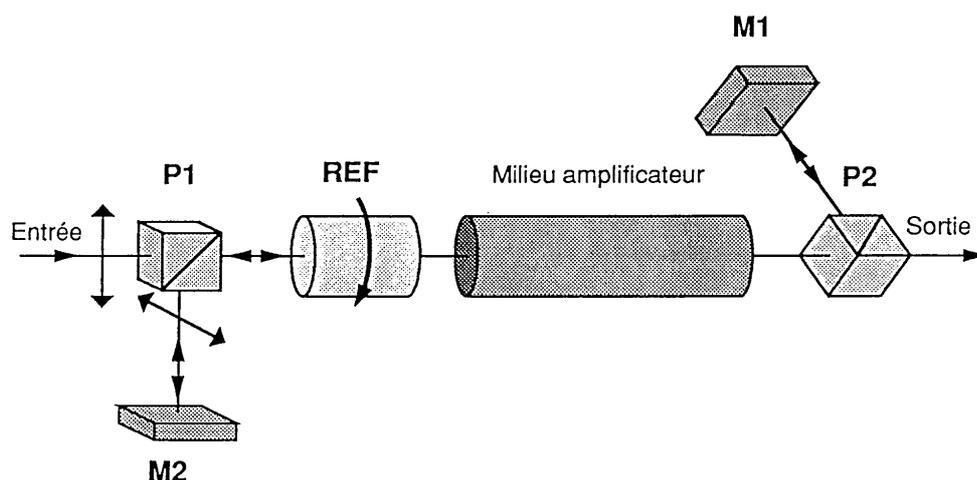


Figure 38 : dispositif optique pour l'amplification à trois passages.

Amplification à quatre passages :

L'équipe de J. Krasinski propose un montage avec lequel l'impulsion traverse quatre fois le milieu amplificateur (Figure 39). Ce

montage nécessite trois polariseurs, deux rotateurs à effet Faraday et trois miroirs de renvoi. Avant de traverser une première fois le milieu amplificateur, l'impulsion est transmise par les polariseurs P1 et P2. Les rotateurs REF1 et REF2 tournent la direction de polarisation de 45° lorsqu'ils sont traversés par l'onde. La lumière est ensuite réfléchiée par le troisième polariseur P3 et par le miroir M1. L'impulsion effectue donc un deuxième passage dans le milieu et subit une rotation de sa direction de polarisation par l'action du rotateur REF2. La troisième amplification est assurée par le polariseur P2 et le miroir M2 qui renvoient l'impulsion vers le miroir M3. Enfin, la lumière est réfléchiée vers la sortie et effectue ainsi un quatrième passage dans le milieu amplificateur.

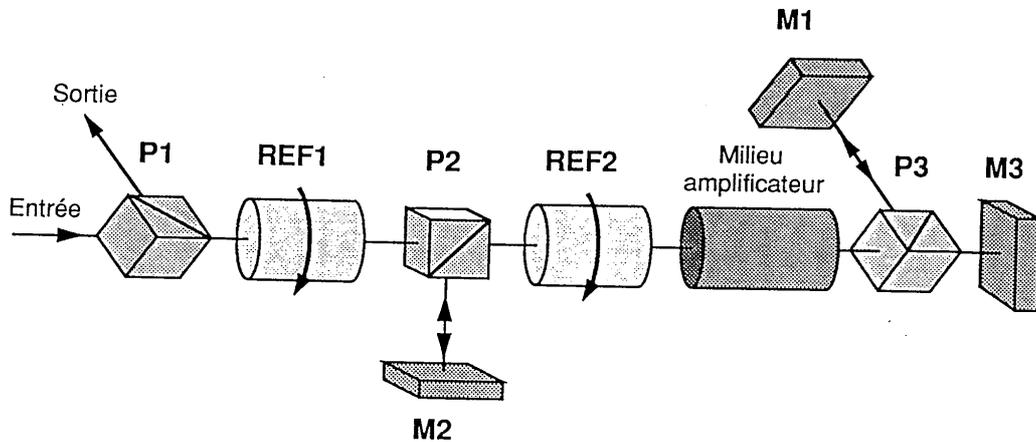


Figure 39 : dispositif optique pour l'amplification à quatre passages.

L'avantage de ces diverses méthodes d'amplification passive à effet de polarisation est que l'onde qui se propage est toujours amplifiée suivant le même axe. Cette méthode s'avère donc plus adaptée pour l'amplification dans les milieux de grande longueur. Ce type de dispositif est d'ailleurs couramment utilisé pour des milieux solides pompés par lampes flashes.

Certains milieux solides, comme le YAG dopé au néodyme, dépolarisent le faisceau de manière très sensible lorsqu'ils sont

fortement pompés. Or, le taux de polarisation de l'impulsion joue un rôle primordial dans l'efficacité de ce type de dispositif. Une éventuelle dépolarisation de la lumière au cours de sa propagation entraîne l'apparition d'impulsions parasites en sortie et le rendement global de l'amplification multipassage peut se trouver fortement réduit. Nous retrouverons les mêmes problèmes liés à la dépolarisation dans les amplificateurs régénératifs.

Dans certains milieux tels que l'alexandrite, l'amplification ne peut être réalisée que sur une seule direction de polarisation. Dans ce cas, deux passages seulement peuvent être effectués dans le milieu et le montage représenté en figure 37 est le seul pour lequel les deux amplifications sont réalisées avec la même polarisation.

II.2.3 - Amplificateurs régénératifs

Cette méthode permet de faire un très grand nombre de passages dans le milieu amplificateur. Elle est tout particulièrement adaptée à l'amplification d'impulsions de faible énergie ou alors utilisée pour des milieux dont le gain est très limité. Comme pour les amplificateurs multipassages passifs à effet de polarisation, ce procédé s'appuie sur les différents états de polarisation de la lumière.

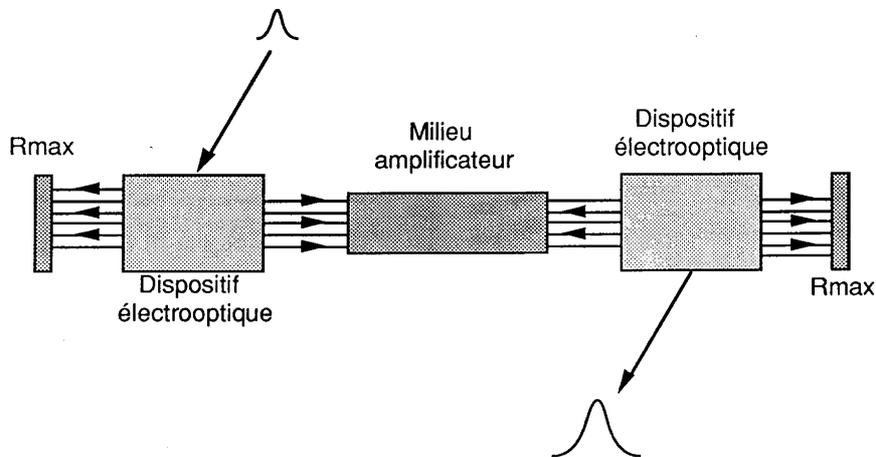


Figure 40 : amplificateur régénératif. L'impulsion est injectée dans une cavité résonnante à l'aide d'un dispositif électrooptique, fait un grand nombre d'allers et retours dans le milieu amplificateur et est éjectée par un second dispositif électrooptique.

Le principe de l'amplification régénérative est d'injecter l'impulsion dans une cavité résonnante contenant un milieu à gain (figure 40). Lorsque l'impulsion est piégée dans la cavité, elle peut effectuer un grand nombre de passages dans le milieu et son énergie augmente à chaque aller et retour. Un maximum est atteint quand le gain du milieu amplificateur devient inférieur aux pertes du résonateur. C'est à ce moment que l'impulsion doit être éjectée de la cavité.

Ce procédé est couramment utilisé pour l'amplification d'impulsions picosecondes dans le Nd:YAG [35],[22], dans le verre phosphate dopé au néodyme [36], dans le Nd:YLF [37] et dans l'alexandrite [38]. L'amplification régénérative permet en effet d'obtenir des puissances crêtes très importantes en élevant notablement le niveau d'énergie des impulsions courtes.

II.3 - Amplification régénérative dans le YAG dopé au néodyme et dans l'alexandrite.

La durée et la largeur spectrale d'une impulsion ne sont pas deux grandeurs indépendantes l'une de l'autre. L'inégalité suivante, dérivée de la relation d'incertitude de Heisenberg, permet de relier la durée Δt et la largeur spectrale $\Delta \nu$ d'une impulsion :

$$\Delta t \cdot \Delta \nu \geq \kappa \quad (\text{II.1})$$

où κ est une constante non nulle caractéristique du profil temporel de l'impulsion. Le tableau 1 donne les valeurs de κ pour différents profils d'impulsion en amplitude [39].

Ainsi, plus la durée d'une impulsion est courte et plus son spectre en fréquence doit être large. Pour pouvoir amplifier des impulsions brèves, il faut évidemment que la largeur spectrale de gain du milieu amplificateur permette de conserver l'ensemble des fréquences contenues dans l'impulsion. Pour cette raison, le YAG dopé au néodyme n'est certainement pas un bon candidat pour amplifier des impulsions subpicosecondes. Sa largeur spectrale d'émission à 1064 nm est de 0,45 nm (voir tableau 2) ce qui fixe la limite de production d'impulsions brèves dans ce milieu à quelques picosecondes. Néanmoins, le Nd:YAG est aujourd'hui un milieu laser solide bien connu dont la

commercialisation est très répandue et la technologie bien maîtrisée. C'est la raison pour laquelle nous avons utilisé ce milieu amplificateur

Profil de l'impulsion $E(t)$	Expression mathématique du profil	κ
Gaussienne	$\exp[-(t/t_0)^2/2]$	0,441
Exponentielle décroissante	$\exp[-(t/t_0)/2]$	0,142
Sécante hyperbolique	$1/\text{ch}(t/t_0)$	0,315
Rectangle	$\text{rect}(t/t_0)$	0,892
Sinus cardinal	$\sin^2(t/t_0)/(t/t_0)^2$	0,366
Lorentzienne	$[1 + (t/t_0)^2]^{-1}$	0,142

Tableau 1 : valeurs de κ calculées pour différents profils en amplitude $E(t)$.

afin de tester le principe de l'amplification régénérative sans pour autant amplifier des impulsions de courtes durées. Cette étude a par ailleurs donné lieu au développement d'une source produisant des impulsions monomodes de forte puissance. Nous allons donc faire la description de ce dispositif sachant qu'il fait appel au formalisme de l'amplification multipassage évoqué dans le chapitre I.

Nous avons également réalisé le même type d'amplificateur avec l'alexandrite comme milieu laser. La bande spectrale d'émission de l'alexandrite (voir tableau 3) est certainement beaucoup plus adaptée que celle du Nd:YAG pour la production d'impulsions ultra-brèves. C'est la raison pour laquelle nous avons voulu tester le même dispositif d'amplification dans ce matériau. L'alexandrite présente en revanche un très faible gain et son utilisation fait appel à une technologie beaucoup plus lourde que celle du Nd:YAG. Pour que l'effet laser soit possible dans l'alexandrite, il est indispensable de chauffer le milieu à gain alors que la structure de pompage doit être refroidie. Ces contraintes ne font pas de l'alexandrite un milieu simple à utiliser.

Dans les paragraphes qui suivent, les deux types d'amplificateurs réalisés (Nd:YAG et alexandrite) seront décrits simultanément.

Formule chimique	$\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$
Indice de réfraction (à 1 μm)	1,82
Longueur d'onde d'émission	1064 nm
Largeur spectrale d'émission	0,45 nm
Section efficace d'émission stimulée	$\sigma_{21} = 6,5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$
Durée de fluorescence	230 μs

Tableau 2 : propriétés physiques et optiques du Nd:YAG [40].

Formule chimique	$\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$
Indice de réfraction (à 750 nm)	1,73
Accordabilité	700-810 nm
Section efficace d'émission stimulée	$\sigma_{21} = 0,1-0,5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$
Durée de fluorescence (à 298 K)	260 μs

Tableau 3 : propriétés physiques et optiques de l'alexandrite [40].

II.3.1 - Description et principe du dispositif.

Les impulsions monomodes de forte puissance issues d'oscillateurs Nd:YAG se sont avérées très utiles, notamment pour des études spectroscopiques. La réduction de la largeur spectrale d'émission de ces lasers est généralement assurée par l'insertion de nombreux éléments dispersifs et sélectifs dans la cavité oscillante. Cependant les prismes, les réseaux, les étalons et autres composants produisant l'affinement spectral, augmentent sérieusement les pertes dans l'oscillateur. Le seuil d'oscillation est alors plus élevé et la puissance de sortie de ces lasers est généralement beaucoup plus faible que celle des lasers multimodes.

Le montage que nous avons réalisé permet de produire des impulsions monomodes à partir d'une cavité oscillante dont la puissance lumineuse en sortie est comparable à celle des lasers non contraints en largeur spectrale. Ce dispositif appelé RACDIM (Résonateur pour l'Amplification et le Contrôle de Durées d'Impulsions Monofréquences) [41] n'est autre qu'un amplificateur régénératif utilisé pour des impulsions nanosecondes et de largeur spectrale réduite. Son principe de fonctionnement permet par ailleurs d'accorder légèrement la durée des impulsions produites. Cette technique peut évidemment être utilisée pour délivrer des impulsions monomodes dans n'importe quel type de milieu amplificateur.

Le dispositif est en fait constitué de deux cavités oscillantes différentes. La première cavité que nous appellerons "maître" délivre un faisceau lumineux monomode à 1064 nm. Son rôle est d'assurer la forme spectrale des impulsions. L'énergie est fournie par la deuxième cavité appelée "esclave". La production des impulsions monomodes de forte puissance est donc séparée en deux parties : une cavité fournit l'énergie et l'autre assure la finesse spectrale.

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser plus particulièrement au principe de fonctionnement de la cavité "esclave". La mise en forme des impulsions injectées sera abordée plus loin et nous supposerons dans ce paragraphe, que nous disposons d'impulsions parfaitement polarisées en entrée de l'amplificateur régénératif.

Le schéma optique de l'amplificateur est représenté sur la figure 41. Ce montage est fortement inspiré des divers amplificateurs régénératifs décrits dans les références [22],[36] et [42] pour l'amplification d'impulsions picosecondes.

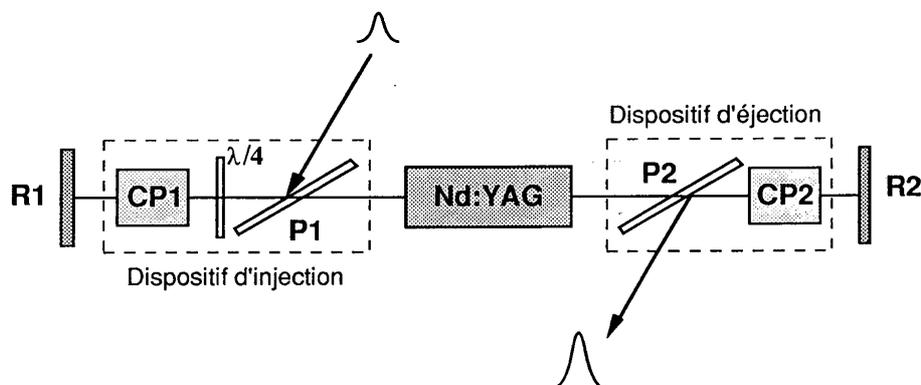


Figure 41 : configuration optique de la cavité "esclave".
 R1 et R2 : miroirs à coefficient de réflexion maximum ;
 CP1 et CP2 : cellules à effet Pockels ;
 P1 et P2 : polariseurs diélectriques ;
 $\lambda/4$: lame de phase quart d'onde.

Le dispositif d'injection de l'impulsion dans la cavité est composé d'un polariseur, d'une lame de phase quart d'onde et d'une cellule à effet Pockels. La cellule de Pockels est constituée d'un cristal non linéaire (KD*P) dont la biréfringence varie en fonction de la tension qu'on lui applique. Elle peut alors se comporter comme une lame quart d'onde pour une certaine tension $V_{\lambda/4}$ et comme une lame demi-onde pour une tension $V_{\lambda/2}$. Nous pouvons donc considérer que la cellule de Pockels est une lame de phase commandable par une tension extérieure.

Afin qu'un maximum d'énergie soit dévié suivant l'axe de la cavité par le polariseur **P1**, la polarisation de l'impulsion incidente doit être linéaire et orientée perpendiculairement au plan d'incidence (plan de la figure 41). La lumière traverse ensuite la lame quart d'onde et sa polarisation devient circulaire (figure 42a). Lorsque la cellule de Pockels est inactive, les composantes de polarisation de l'impulsion ne subissent aucun déphasage. Après une réflexion sur le miroir **M1** et un second passage dans la cellule de Pockels **CP1**, la polarisation de l'impulsion est toujours circulaire. Le fait de traverser une seconde fois la lame de phase $\lambda/4$ transforme la polarisation circulaire de la lumière en une polarisation linéaire orientée dans le plan d'incidence. Le polariseur **P1** devient alors transparent pour l'impulsion qui se propage donc vers le milieu amplificateur.

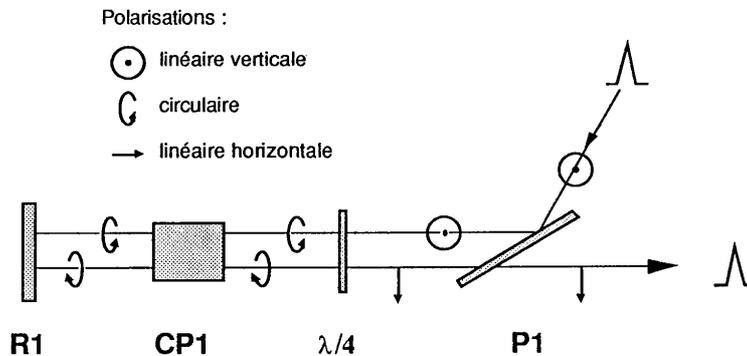


Figure 42a : première phase du principe du dispositif d'injection : la cellule de Pockels CP1 est inactive.

Le dispositif d'éjection de la cavité est inactif et l'impulsion dont la polarisation est linéaire horizontale ne subit aucune modification lorsqu'elle le traverse. Le miroir R2 à coefficient de réflexion maximal renvoie l'impulsion vers le milieu amplificateur et vers le dispositif d'injection. La cellule de Pockels CP1 est activée de telle façon qu'elle se comporte comme une lame quart d'onde après l'aller et retour de l'impulsion dans la cavité (figure 42b). La polarisation de l'impulsion reste donc linéaire dans le plan d'incidence lorsqu'elle traverse l'ensemble constitué de la lame quart d'onde, de la cellule de Pockels activée à la tension $V_{\lambda/4}$ et du miroir M1. Par conséquent, l'impulsion lumineuse peut ainsi osciller indéfiniment dans la cavité et être amplifiée à chaque passage dans le barreau de Nd:YAG.

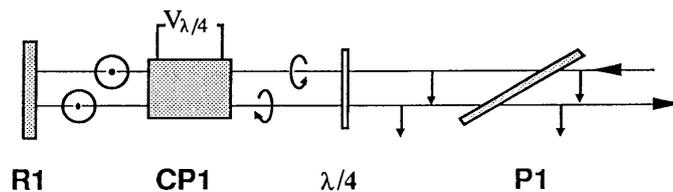


Figure 42b : deuxième phase du principe du dispositif d'injection : la cellule de Pockels CP1 est activée.

Lorsque l'énergie de l'impulsion atteint son maximum, il faut l'éjecter de la cavité. Cette opération est assurée par le dispositif d'éjection constitué du polariseur **P2** et de la seconde cellule de Pockels **CP2**, inactive jusqu'à présent. Le fait d'appliquer une tension $V_{\lambda/4}$ sur la cellule **CP2** la rend équivalente à une lame quart d'onde. L'impulsion est donc éjectée de la cavité par le polariseur **P2** après que sa polarisation soit tournée de 90° par l'ensemble constitué de la cellule de Pockels **CP2** et du miroir **M2** (figure 43).

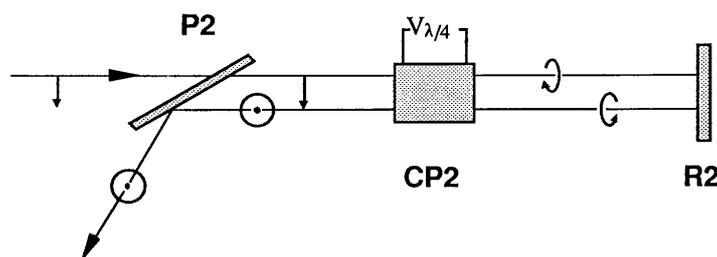


Figure 43 : principe du dispositif d'éjection

En résumé, la première cellule de Pockels est activée au temps T_1 pour injecter l'impulsion dans la cavité et la seconde est activée au temps T_2 pour éjecter l'impulsion de l'amplificateur régénératif. La durée $(T_2 - T_1)$ correspond alors au temps qu'il faut attendre pour que l'impulsion atteigne son maximum d'énergie.

De nombreuses variantes peuvent être utilisées pour parvenir au même résultat. Par exemple, l'équipe du *Laboratory for Laser Energetics* [38] emploie une seule cellule de Pockels dans la cavité pour changer la polarisation de l'impulsion. Cette cellule de Pockels [43] peut être activée successivement aux tensions $V_{\lambda/4}$ et $V_{\lambda/2}$ avec un intervalle de temps variable. L'inconvénient de cette technique est que l'impulsion est éjectée à l'endroit même où elle a été injectée.

II.3.2 - Les impulsions injectées dans l'amplificateur

L'injecteur utilisé comme cavité "maître" est généralement un laser délivrant un faisceau continu. Or, notre amplificateur régénératif est conçu pour l'amplification d'impulsions. Il nous faut par conséquent,

faire une mise en forme temporelle de la lumière injectée. Pour cela, nous avons utilisé plusieurs techniques.

La première consistait à découper des tranches de lumière dans un faisceau continu pour produire des impulsions de quelques nanosecondes. Nous nous sommes ensuite rendu compte que le procédé d'injection dans le milieu amplificateur joue également le rôle d'un découpeur d'impulsion. Dans ce cas, les impulsions injectées ont une durée égale au temps d'un aller et retour dans la cavité "esclave". Avant d'aborder plus en détail le fonctionnement de ces deux principes de découpage, nous allons poser les principes d'un formalisme bien utile pour traiter des effets de biréfringence.

II.3.2.1 - Le formalisme des matrices de Jones

Ce principe de calcul optique a été mis au point par R.C. Jones en 1941 [44]. Il permet d'étudier rapidement l'état de polarisation de la lumière dans des systèmes plus ou moins complexes constitués d'éléments biréfringents. Suivant ce formalisme, l'état de polarisation de la lumière est représenté par les deux composantes d'un vecteur et chaque élément biréfringent est associé à une matrice carrée d'ordre 2.

Le champ électrique E associé à l'onde peut être décomposé suivant deux axes perpendiculaires. Chacune de ces composantes, (E_x et E_y) correspond à la projection du champ sur ces deux axes :

$$\vec{E}(z,t) = \begin{pmatrix} E_x(z,t) \\ E_y(z,t) \end{pmatrix}. \quad (\text{II.2})$$

Un composant optique biréfringent possède deux axes particuliers appelés axe rapide (r) et axe lent (l). On se ramène facilement à la décomposition du champ sur ces deux axes E_l et E_r par une rotation de l'angle Ψ séparant les axes de ces deux systèmes (figure 44) :

$$\begin{pmatrix} E_l \\ E_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\Psi & \sin\Psi \\ -\sin\Psi & \cos\Psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \mathcal{R}(\Psi) \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}. \quad (\text{II.3})$$

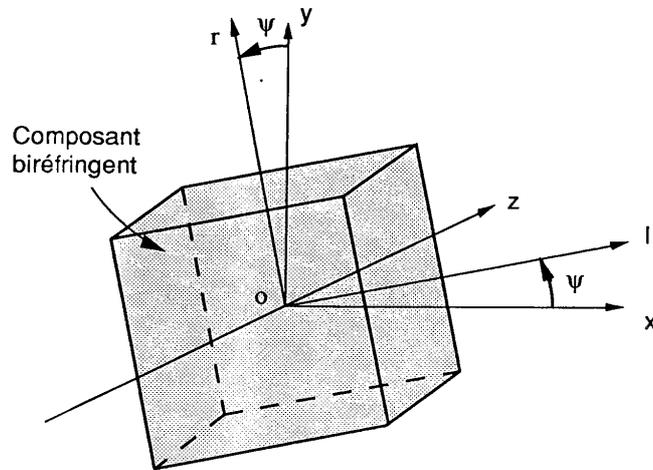


Figure 44 : passage du repère $Oxyz$ au repère lié aux axes neutres du cristal.

Les composantes E_l et E_r du champ ne subissent pas les mêmes variations de phase dans le matériau biréfringent. Les composantes E'_l et E'_r du champ à la sortie du composant peuvent s'exprimer sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} E'_l \\ E'_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-in_l \omega L/c} & 0 \\ 0 & e^{-in_r \omega L/c} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_l \\ E_r \end{pmatrix} \quad (\text{II.4})$$

où n_l et n_r désignent respectivement les indices sur l'axe lent et l'axe rapide, L est la longueur traversée, ω est la pulsation et c est la vitesse de la lumière dans le vide.

Les deux composantes sont alors retardées en phase de la quantité δ telle que :

$$\delta = (n_l - n_r) \frac{\omega L}{c}. \quad (\text{II.5})$$

La relation (II.4) peut alors être écrite de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E'_l \\ E'_r \end{pmatrix} &= e^{-i\phi} \begin{pmatrix} e^{-i\delta/2} & 0 \\ 0 & e^{+i\delta/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_l \\ E_r \end{pmatrix} \\ &= W_0 \begin{pmatrix} E_l \\ E_r \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{II.6})$$

avec :

$$\phi = \frac{1}{2} (n_l + n_r) \frac{\omega L}{c}. \quad (\text{II.7})$$

Les composantes E'_x et E'_y du champ dans le système Ox, Oy sont alors obtenues par une rotation de l'angle ψ .

Compte tenu des relations (II.3) et (II.6), la transformation des composantes du champ peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = W \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (\text{II.8})$$

où W est une matrice issue du produit de trois matrices définies dans les relations (II.3) et (II.6) telle que :

$$W = \mathcal{R}(-\psi) \cdot W_0 \cdot \mathcal{R}(\psi). \quad (\text{II.9})$$

Le composant biréfringent est donc caractérisé par le déphasage δ qu'il introduit et par l'angle ψ entre son système d'axe et les axes d'observation.

Le terme de phase en $e^{-i\phi}$ peut être négligé dans le cas où l'on s'intéresse essentiellement à l'intensité de l'onde. L'intensité est proportionnelle au module au carré du champ E . Elle correspond à une grandeur plus physique et plus mesurable que le champ E :

$$I \propto |E|^2 \quad (\text{II.10})$$

Les matrices de Jones de quelques composants classiques sont représentées dans le tableau 4 :

Élément biréfringent	Matrice de Jones associée
Polariseur dont la transmission est maximale pour la polarisation dans le plan d'incidence (plan xOz)	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
Polariseur dont la transmission est maximale pour la polarisation dans le plan sagittal (plan yOz)	$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
Lame demi-onde (le signe \pm dépend de l'orientation de la lame)	$\begin{pmatrix} 0 & \pm i \\ \pm i & 0 \end{pmatrix}$
Lame quart d'onde (le signe \pm dépend de l'orientation de la lame)	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & \pm i \\ \pm i & 1 \end{pmatrix}$

Tableau 4 : matrices de Jones associées à quelques composants biréfringents classiques.

II.3.2.2 - Matrice de Jones associée à une cellule de Pockels soumise à une tension V .

Nous serons amenés, dans ce qui suit, à étudier le comportement de la polarisation d'un faisceau lorsqu'il traverse une cellule de Pockels. Nous allons donc calculer la matrice de Jones associée à une cellule de Pockels soumise à une tension V .

Une cellule de Pockels est constituée d'un cristal dont la biréfringence varie en fonction du champ électrique appliqué à ses bornes.

La variation des indices sur les axes neutres (axe lent et axe rapide) en fonction du champ longitudinal appliqué E_z , est donnée par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} n_l &= n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{ij} E_z \\ n_r &= n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{ij} E_z \end{aligned} \quad (\text{II.11})$$

où n_l et n_r désignent respectivement les indices de réfraction sur l'axe lent et sur l'axe rapide. n_0 est l'indice de réfraction lorsqu'aucun champ n'est appliqué et r_{ij} est une constante électrooptique liée au cristal.

Les composantes du champ électromagnétique sur l'axe lent et sur l'axe rapide ne subissent donc pas le même déphasage en traversant le cristal. Nous avons :

$$\begin{aligned} E'_l &= E_l e^{-i\phi_l} \\ E'_r &= E_r e^{-i\phi_r} \end{aligned} \quad (\text{II.12})$$

avec :

$$\begin{aligned} \phi_l &= \frac{2\pi}{\lambda} n_l L \\ \phi_r &= \frac{2\pi}{\lambda} n_r L \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

La matrice associée à la transformation prend donc l'aspect suivant :

$$\begin{aligned} M &= \begin{pmatrix} e^{-i\phi_1} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_r} \end{pmatrix} \\ &= e^{-i\phi} \begin{pmatrix} e^{-i\Delta\phi/2} & 0 \\ 0 & e^{+i\Delta\phi/2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{II.14})$$

avec :

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{1}{2} (\phi_1 + \phi_r) \\ \Delta\phi &= \phi_1 - \phi_r \end{aligned} \quad (\text{II.15})$$

$\Delta\phi$ est le déphasage entre les deux composantes de polarisations E_r' et E_l' après la traversée du cristal soumise à la tension $V = E_z.L$. Nous avons :

$$\Delta\phi = \pi V/V_\pi \quad (\text{II.16})$$

avec :

$$V_\pi = \frac{\lambda}{2 n_0^3 r_{63}} \quad (\text{II.17})$$

Les axes neutres du cristal sont généralement orientés à 45° du plan d'incidence. La matrice de Jones associée à la cellule de Pockels sera donc donnée par le produit de trois matrices suivant :

$$\begin{aligned} M_{CP} &= \mathcal{R}(-45^\circ).M.\mathcal{R}(45^\circ) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} e^{-i\phi} \begin{pmatrix} e^{-i\pi V/V_\pi} & 0 \\ 0 & e^{+i\pi V/V_\pi} \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{II.18})$$

soit :

$$M_{CP} = e^{-i\phi} \begin{pmatrix} \cos(\pi V/V_\pi) & -i\sin(\pi V/V_\pi) \\ -i\sin(\pi V/V_\pi) & \cos(\pi V/V_\pi) \end{pmatrix} \quad (\text{II.19})$$

Il apparaît clairement que lorsque l'on applique la tension $V_{\lambda/4} = V_{\pi}/4$ aux bornes de la cellule de Pockels, celle-ci se comporte comme une lame quart d'onde. De la même manière, la tension $V_{\lambda/2} = V_{\pi}/2$ transforme la cellule de Pockels en lame demi-onde.

II.3.2.3 - Impulsions découpées avant l'injection

Les premiers essais d'injection dans la cavité "esclave" ont été réalisés dans l'amplificateur régénératif à Nd:YAG. L'injecteur utilisé était un laser Nd:YAG pompé par diodes (modèle ADLAS DPY.101). Les caractéristiques de cet appareil sont résumées dans le tableau 5

Pour l'injection dans l'alexandrite, la source monomode était produite par un laser à colorant (modèle 380 Spectra Physics) pompé par laser à krypton. Le tableau 6 résume les caractéristiques principales de ce laser.

Afin de disposer d'une source lumineuse impulsionnelle, le faisceau continu issu de l'injecteur a dû être découpé. Pour cela, nous avons utilisé un système électrooptique constitué d'une cellule de Pockels et de deux polariseurs (figure 45)

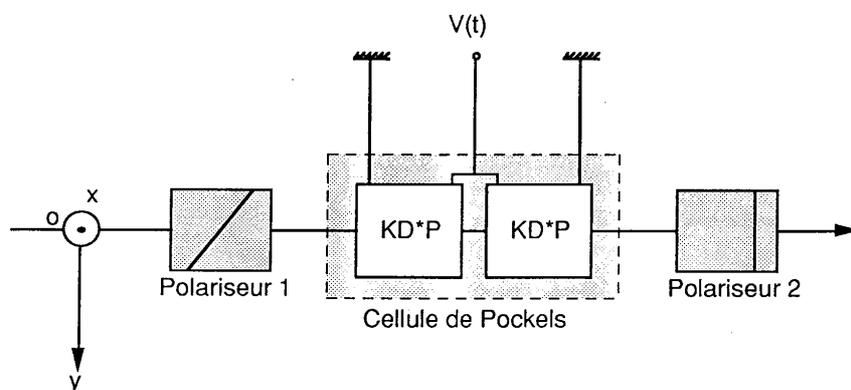


Figure 45 : dispositif électrooptique de découpe à base de polariseurs et d'une cellule de Pockels.

Longueur d'onde d'émission	1064 nm
Polarisation du faisceau	linéaire dans le plan d'incidence
Diamètre du faisceau en sortie	0,9 mm
Mode transverse	TEM ₀₀
Divergence	< 2 mrd
Puissance de sortie	ajustable de 0 à 40 mW

Tableau 5 : caractéristiques constructeur du laser Nd=YAG pompé par diodes : modèle ADLAS DPY.101.

Longueurs d'onde d'émission	720 à 800 nm
Polarisation du faisceau	linéaire dans le plan d'incidence
Diamètre du faisceau en sortie	1,5 mm
Mode transverse	TEM ₀₀
Puissance de sortie	400 mW à 780 nm

Tableau 6 : caractéristiques constructeur du laser à colorant pompé par laser krypton : modèle 380 Spectra Physics.

Le premier polariseur est orienté de façon à ce que seule la lumière polarisée dans le plan d'incidence soit transmise. Le second polariseur, placé à la sortie du dispositif, ne laisse passer que la lumière dont la polarisation est orientée perpendiculairement au plan d'incidence. Dans cette configuration (polariseurs croisés), aucune lumière ne peut être transmise par l'ensemble du dispositif si la polarisation n'est pas modifiée entre les deux polariseurs.

Une cellule de Pockels contenant deux cristaux de KD*P est située entre les deux polariseurs. Si aucune tension n'est appliquée aux bornes des cristaux, l'ensemble du système ne laisse pas passer la lumière. Si la tension $V_{\lambda/4}$ est appliquée sur la cellule de Pockels, chaque cristal se comporte alors comme une lame quart d'onde. L'ensemble des deux cristaux est équivalent à une lame demi-onde s'ils sont orientés correctement l'un par rapport à l'autre. La direction de polarisation de la lumière subit alors une rotation de 90° en traversant la cellule et l'ensemble du dispositif devient transparent. Nous pouvons utiliser le formalisme des matrices de Jones pour calculer la transmission du système en fonction de la tension appliquée aux bornes de la cellule de Pockels.

Le champ incident est polarisé dans le plan d'incidence. Sa décomposition suivant les axes Ox et Oy s'exprime alors de la manière suivante :

$$\vec{E}(z,t) = A_0 e^{i(\omega t - kz)} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{II.20})$$

La matrice de Jones M_D de l'ensemble du dispositif est obtenue par la multiplication des matrices associées à chaque élément traversé. Ainsi, nous avons :

$$M_D = \begin{pmatrix} \text{Polariseur} \\ P2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Cellule} \\ \text{de Pockels} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Polariseur} \\ P1 \end{pmatrix}. \quad (\text{II.21})$$

Ces différentes matrices ont été calculées dans le paragraphe précédent. Nous avons :

$$M_D = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} e^{-i\phi} \begin{pmatrix} \cos(\pi V/V_p) & -i \sin(\pi V/V_p) \\ -i \sin(\pi V/V_p) & \cos(\pi V/V_p) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \\ = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ -i \sin(\pi V/V_p) & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{II.22})$$

Les composantes du champ transmis E_t s'obtiennent aisément à partir des composantes du champ incident et de la matrice M_D :

$$\vec{E}_t = \begin{pmatrix} E_{tx} \\ E_{ty} \end{pmatrix} = M_D \begin{pmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{pmatrix} = e^{-i\phi} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ -i \sin(\pi V/V_p) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{II.23})$$

Nous obtenons :

$$\vec{E}_t(z,t) = -i A_0 e^{i(\omega t - kz)} e^{-i\phi} \sin(\pi V/V_p) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{II.24})$$

Définissons l'intensité comme la somme des modules au carré de chaque composante :

$$I = |E_x|^2 + |E_y|^2. \quad (\text{II.25})$$

La transmission en intensité \mathcal{T} du système sera obtenue par le rapport entre l'intensité transmise I_t et l'intensité incidente I_i :

$$\mathcal{T} = \frac{I_t}{I_i} \quad (\text{II.26})$$

soit :

$$\mathcal{T} = \frac{|E_{tx}|^2 + |E_{ty}|^2}{|E_{ix}|^2 + |E_{iy}|^2}. \quad (\text{II.27})$$

Des équations (II.20), (II.26) et (II.27), nous déduisons la transmission $T(t)$ du découpeur en fonction de la tension $V(t)$:

$$T(t) = \sin^2(\pi V(t)/V_{\pi}). \quad (\text{II.28})$$

L'application d'un créneau de tension $V_{\lambda/4}$ aux bornes de chaque cristal nous permet donc de découper une impulsion lumineuse dans le faisceau continu issu de l'injecteur (figure 46) :

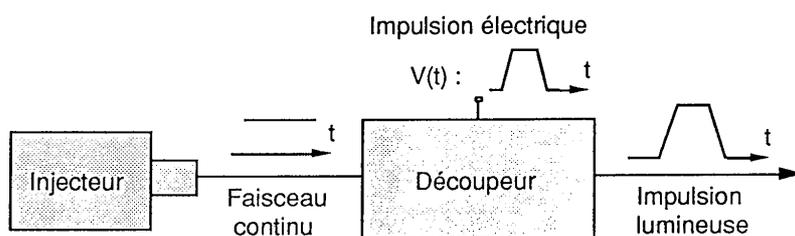


Figure 46 : découpage d'un faisceau continu.

Les figures 47 et 48 montrent les impulsions obtenues après le système de découpe. L'énergie de ces impulsions est très faible (env. 100 pJ à 1064 nm et 1 nJ à 750 nm) puisque la puissance crête est fixée par la puissance de l'injecteur .

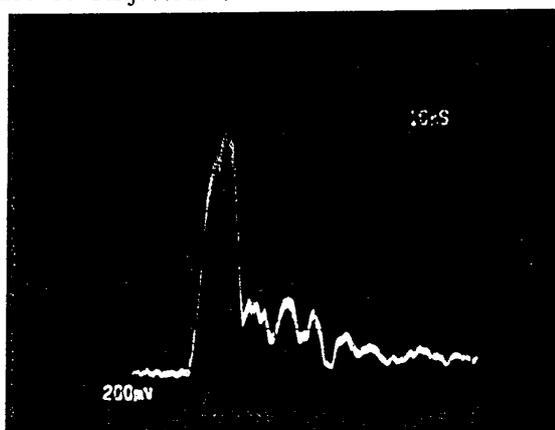


Figure 47 : impulsion en sortie de découpeur lorsque l'injecteur Nd:YAG est utilisé. La largeur temporelle à mi-hauteur est de 9 ns. Le signal mesuré est très faible et le détecteur est fortement parasité par la haute tension appliquée sur la cellule de Pockels.

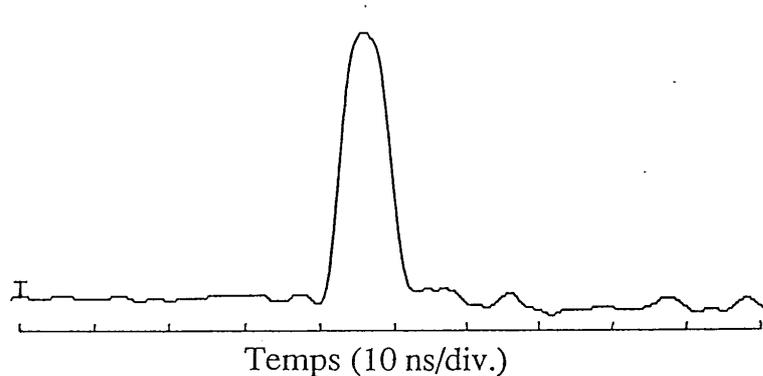


Figure 48 : impulsion en sortie de découpeur lorsque l'injecteur à colorant est utilisé pour l'amplification dans l'alexandrite. La largeur temporelle à mi-hauteur est de 7 ns.

II.3.2.4 - Synchronisation du système.

La synchronisation du système doit répondre à trois contraintes. D'une part, il faut que la cellule de Pockels du dispositif d'injection soit commutée quand l'impulsion se propage dans la cavité. Cela nécessite la synchronisation entre le système de découpage de l'impulsion et le système d'injection dans l'amplificateur. D'autre part, le maximum de gain dans le milieu amplificateur doit être obtenu lorsque l'impulsion est piégée dans la cavité "esclave". Enfin, la cellule de Pockels permettant d'évacuer l'impulsion de l'oscillateur doit être actionnée quand l'énergie de l'impulsion est maximale.

Dans l'amplificateur régénératif à Nd:YAG que nous avons réalisé, la complexité de la synchronisation a été augmentée par le fait que l'injecteur était utilisé en régime impulsionnel. La largeur spectrale d'émission du laser ADLAS-DPY-101 est en effet plus faible (moins de modes longitudinaux) lorsque celui-ci délivre des impulsions. La figure 49 représente l'émission lumineuse de l'injecteur pour un profil de pompage rectangulaire. Nous obtenons le début d'un régime transitoire composé d'impulsions d'amplitudes décroissantes en fonction du temps. En ajustant la durée du créneau de pompage, il est possible d'obtenir une impulsion unique dont la durée est de 500 ns environ (figure 50).

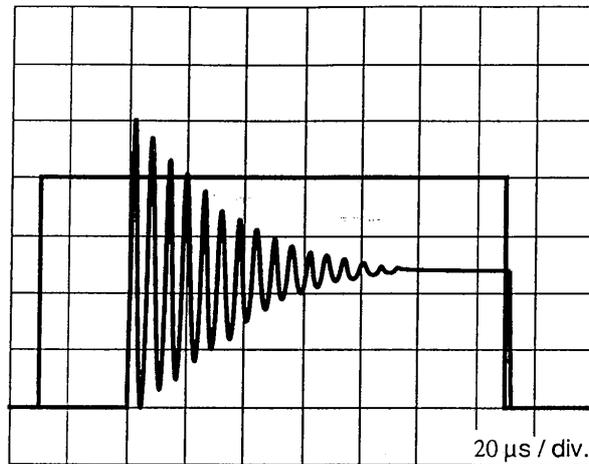


Figure 49 : profil rectangulaire de courant appliqué sur les diodes de pompage et impulsions lumineuses en sortie du laser.

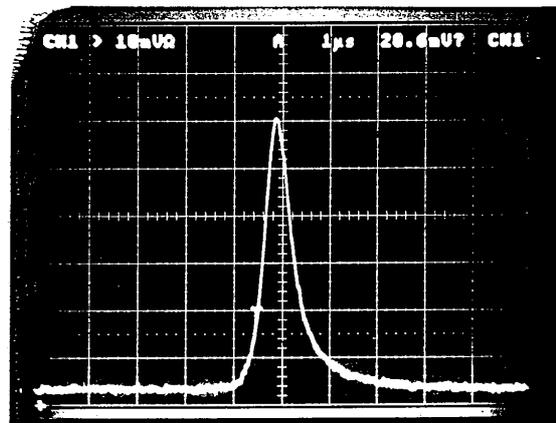


Figure 50 : impulsion unique en sortie de l'injecteur sélectionnée en ajustant la durée du créneau de courant appliqué sur les diodes de pompage.

Le montage réalisé et la chronologie de la synchronisation de l'ensemble du système sont représentés respectivement sur les figures 51 et 52. Tout le dispositif est synchronisé par rapport à la fluorescence des lampes à éclairs entourant le barreau de Nd:YAG de la cavité "esclave". L'alimentation principale fournit un signal électrique de synchronisation (synchro. flash.) lorsque la décharge des bancs de condensateurs dans les lampes à éclairs est amorcée. Ce signal précède le maximum de fluorescence des lampes d'environ 170 μ s. Le signal de synchronisation permet par ailleurs de déclencher un générateur d'impulsions électriques produisant un créneau de tension dont la durée est ajustable. C'est précisément ce créneau de tension qui permet de piloter l'alimentation de l'injecteur et en particulier d'extraire une impulsion unique d'environ 500 ns. L'émission de cette impulsion est détectée par une photodiode située après une lame de prélèvement. Le signal issu de la photodiode permet alors de déclencher - par l'intermédiaire d'un générateur de signaux retardés (modèle STANFORD, DG535) - le système de découpe, la cellule de Pockels d'injection et la cellule de Pockels d'éjection. Dans notre expérience, ces trois événements étaient retardés respectivement de 50, 120 et 230 ns par rapport au déclenchement du générateur de signaux retardés. La coïncidence entre le déclenchement de la cellule de Pockels d'injection et le maximum de fluorescence des lampes (maximum de gain) est obtenue en ajustant le retard entre la tension appliquée sur l'alimentation de l'injecteur et le signal de synchronisation.

La synchronisation de l'ensemble du système nécessite un appareillage électronique relativement lourd. Celui-ci peut néanmoins être sensiblement allégé lorsque l'injecteur est utilisé en mode continu. Dans ce cas, il n'est plus nécessaire de déclencher le laser "maître" et le signal de synchronisation des lampes à éclair sert directement de référence au générateur de signaux retardés (Figure 53). Le générateur d'impulsions et la photodiode deviennent alors inutiles. Nous avons pu utiliser cette configuration avec un injecteur délivrant un faisceau monomode continu (Lighthwave modèle S100).

II.3.2.5 - Impulsions découpées par le dispositif d'injection

Dans les paragraphes précédents, nous nous sommes efforcés de découper l'impulsion avant de l'injecter dans l'amplificateur régénératif. La durée Δt de l'impulsion lumineuse doit être inférieure au

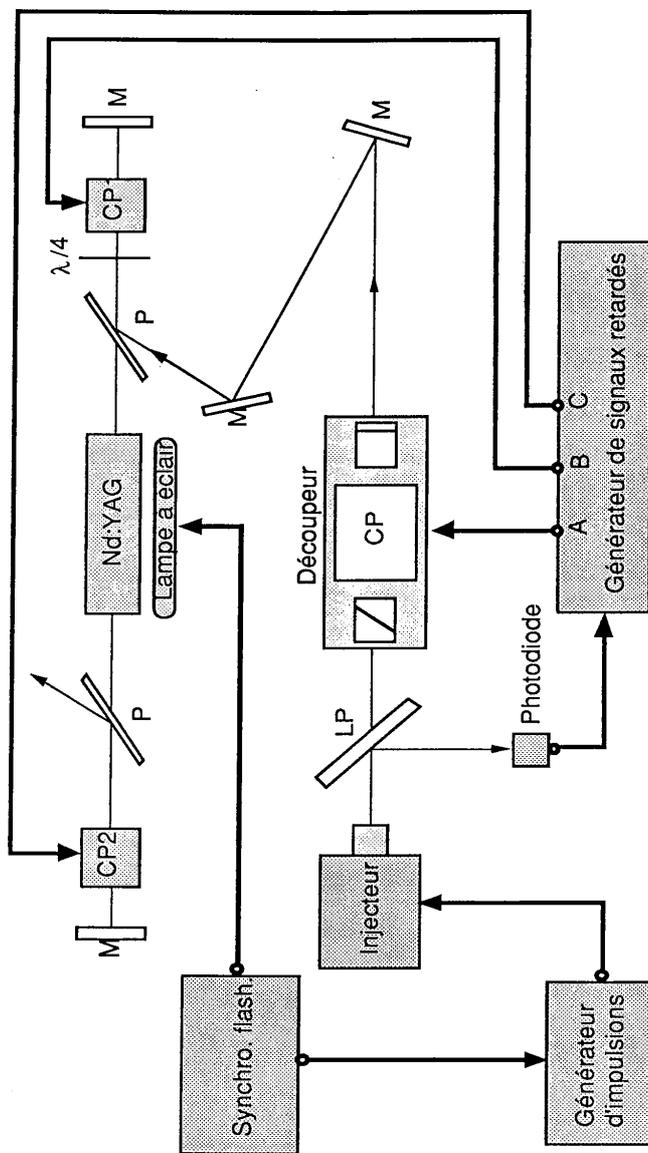


Figure 51 : montage avec l'injecteur en mode impulsionnel.

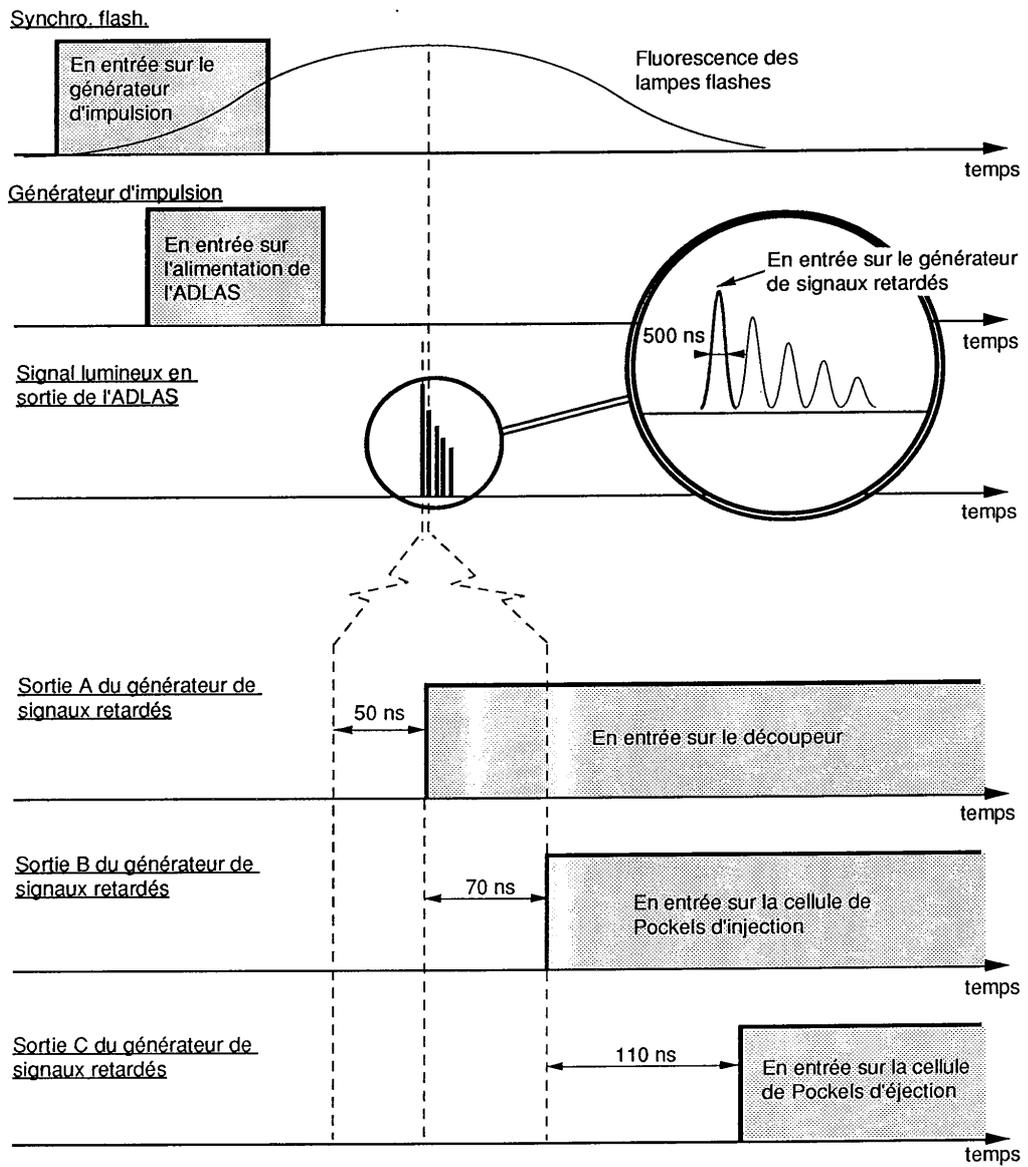


Figure 52 : synchronisation de l'ensemble du système.

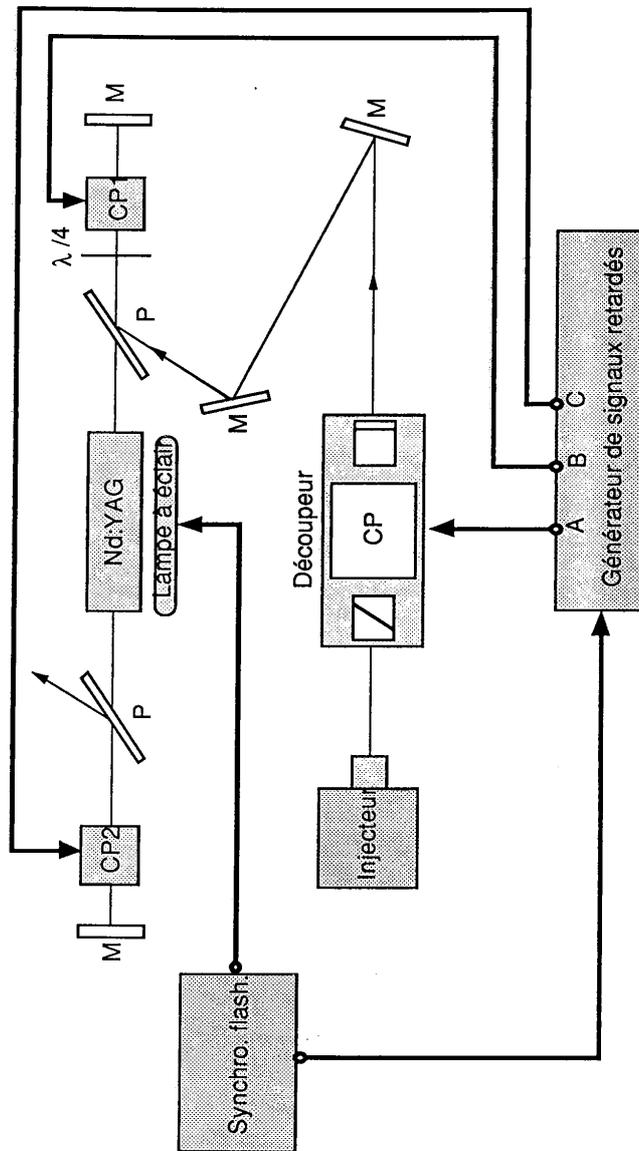


Figure 53 : montage avec l'injecteur en mode continu.

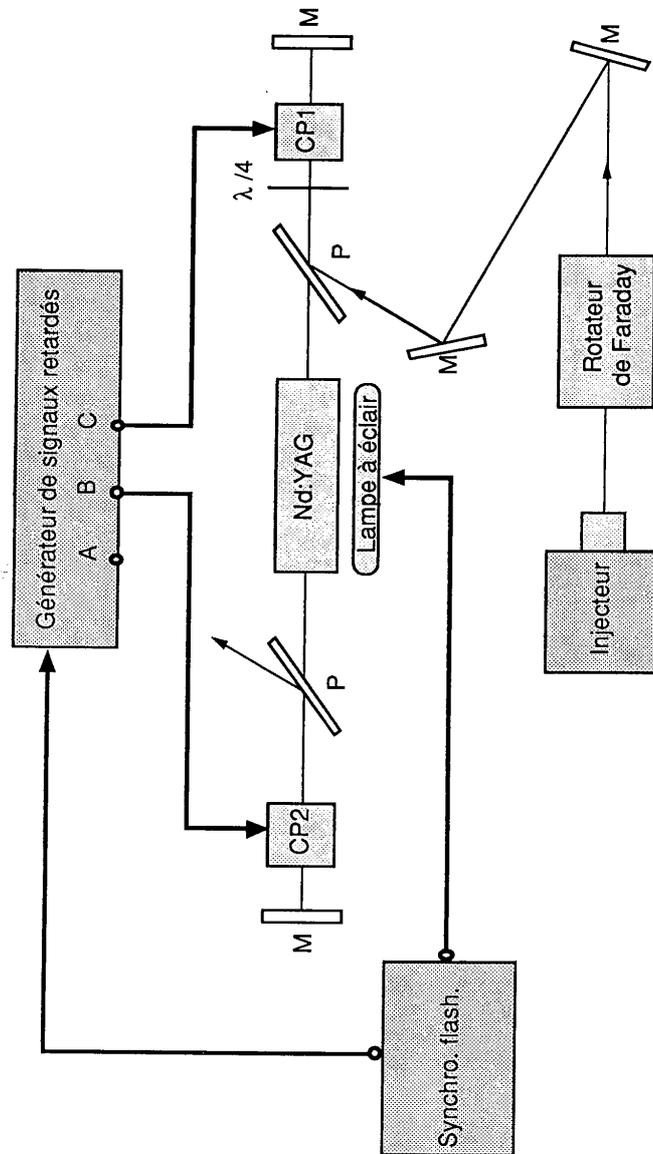


Figure 54 : montage réalisé quand la cellule CP1 joue le rôle de découpeur.

temps qu'il faut pour faire un aller et retour dans la cavité "esclave" pour que l'injection soit possible. Nous avons :

$$\Delta t \leq \frac{2L}{c} \quad (\text{II.29})$$

où L est la longueur totale de la cavité et c la vitesse de la lumière.

Nous allons montrer dans ce qui suit, que le dispositif d'injection dans la cavité de l'amplificateur joue implicitement le rôle d'un découpeur. Le dispositif de découpage utilisé dans les expérimentations précédentes, peut donc être supprimé ce qui permet d'alléger davantage l'appareillage électronique (Figure 54). Le découpeur est cependant remplacé par un rotateur à effet Faraday permettant d'isoler l'injecteur de la lumière éventuellement issue de la cavité "esclave". Nous verrons plus loin que cette précaution est indispensable

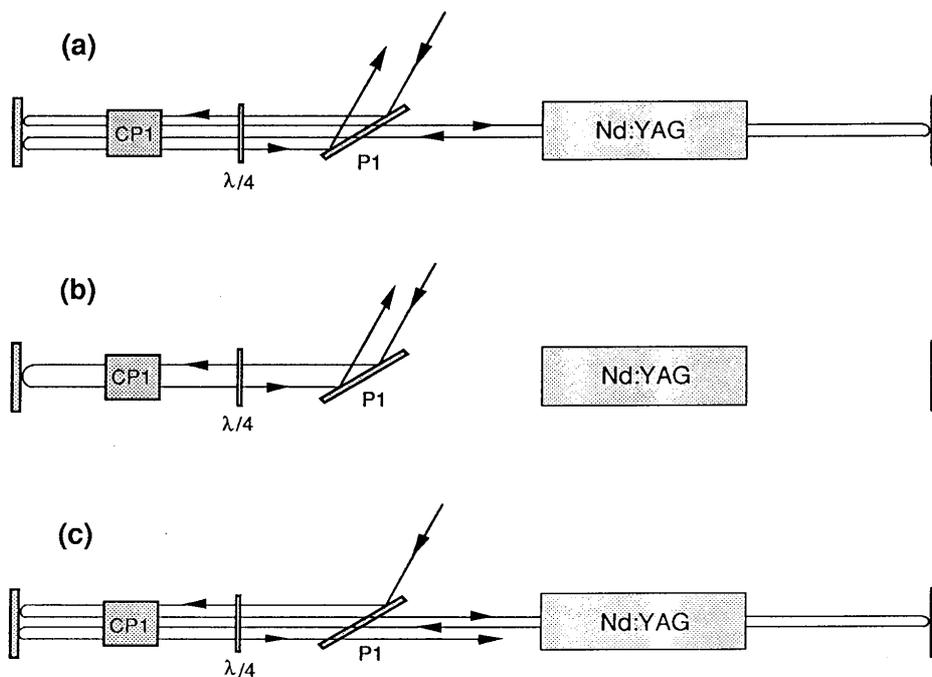


Figure 55 : découpage de l'impulsion par le dispositif d'injection dans l'amplificateur régénératif.

lorsque l'amplificateur régénératif est fortement pompé. Il n'est néanmoins pas nécessaire d'utiliser un rotateur à effet Faraday avec le découpeur d'impulsions puisque la transmission de celui-ci est pratiquement nulle après que l'impulsion ait été découpée.

Supposons que la lumière soit injectée continûment dans l'amplificateur régénératif sans que la cellule de Pockels d'injection CP1 ne soit activée. Dans ce cas, la lumière parcourt entièrement la cavité puis elle est éjectée par le polariseur P1 après un aller et retour (Figure 55a).

Si la lumière est injectée dans l'amplificateur alors que CP1 est déjà activée, l'onde lumineuse est immédiatement éjectée par le polariseur P1 sans parcourir la cavité (Figure 55b).

Par contre, au moment où la cellule de Pockels d'injection est activée, toute la lumière contenue entre les deux miroirs de l'amplificateur régénératif reste piégée dans la cavité (Figure 55c). Une "tranche de lumière" dont la durée est égale au temps qu'il faut pour faire un aller et retour dans la cavité, est donc injectée dans l'amplificateur. Le système d'injection joue par conséquent le rôle d'un découpeur intégré à l'amplificateur régénératif.

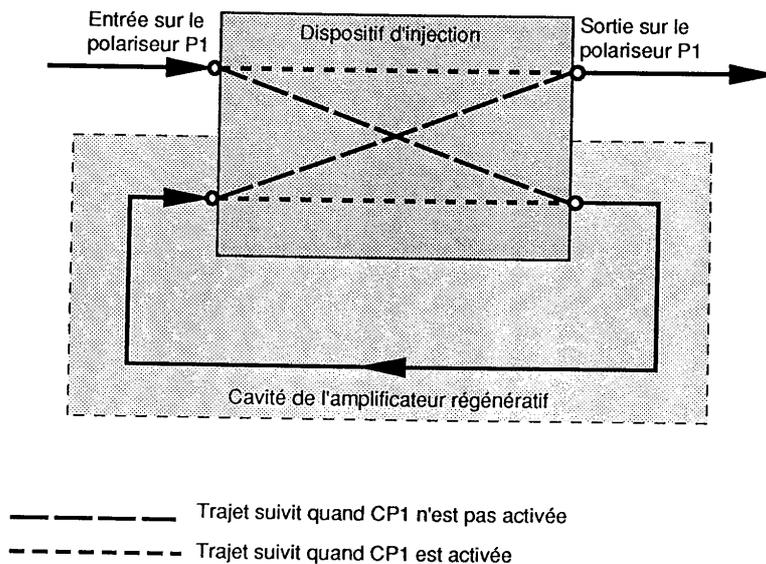


Figure 56 : découpage et injection de l'impulsion dans la cavité "esclave" par la cellule de Pockels CP1.

La figure 56 illustre le fonctionnement du découpage et de l'injection simultanés de l'impulsion dans la cavité "esclave" par la cellule de Pockels CP1.

Le formalisme des matrices de Jones peut être utilisé pour le calcul du profil de l'impulsion découpée par le dispositif d'injection. La lumière injectée dans la cavité "esclave" est celle qui est transmise trois fois par le polariseur P1 (Figure 55c). Nous pouvons écrire la matrice de Jones associée à la succession de composants traversés par la lumière au cours de l'injection. La figure 57 donne l'ordre des éléments traversés par l'onde injectée.

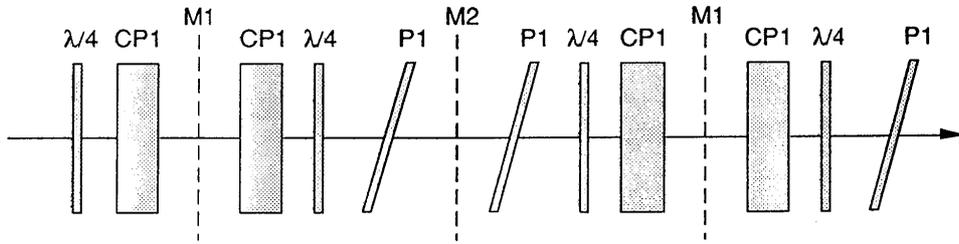


Figure 57 : ordre des composants traversés par l'onde injectée.

La cellule de Pockels CP1 est parcourue quatre fois par l'onde injectée, mais à chaque passage, la tension appliquée aux bornes du cristal n'est pas forcément la même. Pour cette raison, il faut différencier les matrices de Jones associées à la cellule CP1 à chaque passage avec des tensions appliquées différentes. Compte tenu de la figure 57, nous pouvons écrire la matrice associée au système d'injection dans la cavité :

$$\begin{aligned}
 M_{inj} = & \begin{pmatrix} \text{Polariseur} \\ P1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Lame} \\ \lambda/4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{4ème passage} \\ \text{dans CP1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{3ème passage} \\ \text{dans CP1} \end{pmatrix} \\
 & \begin{pmatrix} \text{Lame} \\ \lambda/4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Polariseur} \\ P1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Polariseur} \\ P1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Lame} \\ \lambda/4 \end{pmatrix} \\
 & \begin{pmatrix} \text{2ème passage} \\ \text{dans CP1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{1er passage} \\ \text{dans CP1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Lame} \\ \lambda/4 \end{pmatrix} .
 \end{aligned} \tag{II.30}$$

Soit :

$$\begin{aligned}
M_{inj} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{pmatrix} e^{-i\phi} \begin{pmatrix} \cos(\pi V_4/V_\pi) & i \sin(\pi V_4/V_\pi) \\ i \sin(\pi V_4/V_\pi) & \cos(\pi V_4/V_\pi) \end{pmatrix} \\
&\times e^{-i\phi} \begin{pmatrix} \cos(\pi V_3/V_\pi) & i \sin(\pi V_3/V_\pi) \\ i \sin(\pi V_3/V_\pi) & \cos(\pi V_3/V_\pi) \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \\
&\times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{pmatrix} e^{-i\phi} \begin{pmatrix} \cos(\pi V_2/V_\pi) & i \sin(\pi V_2/V_\pi) \\ i \sin(\pi V_2/V_\pi) & \cos(\pi V_2/V_\pi) \end{pmatrix} \\
&\times e^{-i\phi} \begin{pmatrix} \cos(\pi V_1/V_\pi) & i \sin(\pi V_1/V_\pi) \\ i \sin(\pi V_1/V_\pi) & \cos(\pi V_1/V_\pi) \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{II.31}$$

où V_1 , V_2 , V_3 et V_4 désignent les valeurs de tensions appliquées sur la cellule de Pockels à chaque passage. Nous obtenons finalement :

$$M_{inj} = e^{-4i\phi} \begin{pmatrix} a & ib \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{II.32}$$

avec :

$$a = \sin\left(\pi \frac{(V_1+V_2)}{V_\pi}\right) \sin\left(\pi \frac{(V_3+V_4)}{V_\pi}\right) \tag{II.33}$$

et

$$b = \cos\left(\pi \frac{(V_1+V_2)}{V_\pi}\right) \sin\left(\pi \frac{(V_3+V_4)}{V_\pi}\right) \tag{II.34}$$

Le champ incident E_i étant polarisé perpendiculairement au plan d'incidence, les composantes du champ transmis E_{tx} et E_{ty} sont données par la relation suivante :

$$\begin{pmatrix} E_{tx} \\ E_{ty} \end{pmatrix} = M_{inj} \begin{pmatrix} 0 \\ E_{iy} \end{pmatrix} \quad (\text{II.35})$$

Nous obtenons :

$$E_{tx} = i e^{-4i\phi} \cos\left(\pi \frac{(V_1+V_2)}{V_\pi}\right) \sin\left(\pi \frac{(V_3+V_4)}{V_\pi}\right) E_{iy}$$

et

$$E_{ty} = 0 \quad (\text{II.36})$$

La transmission du système d'injection est alors obtenue par le rapport des intensités transmises et initiales (II.27). Cela nous mène à :

$$T_{inj}(t) = \cos^2\left(\pi \frac{V_1(t)+V_2(t)}{V_\pi}\right) \sin^2\left(\pi \frac{V_3(t)+V_4(t)}{V_\pi}\right) \quad (\text{II.37})$$

Supposons que la cellule de Pockels CP1 soit située à la distance d du miroir M1. Nous pouvons écrire les différentes tensions auxquelles la cellule de Pockels est soumise au cours de chaque passage. Nous avons :

$$\begin{aligned} V_1(t) &= V(t) \\ V_2(t) &= V(t + 2d/c) \\ V_3(t) &= V(t + 2L/c) \\ V_4(t) &= V(t + 2L/c + 2d/c) \end{aligned} \quad (\text{II.38})$$

Prenons l'exemple d'un créneau de tension appliqué sur la cellule de Pockels tel que :

$$\begin{aligned} V(t) &= 0 && \text{si } t < 0 \\ &= V_\pi / 4 && \text{si } t \geq 0 \end{aligned} \quad (\text{II.39})$$

Supposons par ailleurs que l'emplacement de la cellule de Pockels soit confondu avec celui du miroir M1. Nous avons $d = 0$, ce qui implique :

$$\begin{aligned} V_1(t) &= V_2(t) = V(t) \\ V_3(t) &= V_4(t) = V(t + 2L/c) \end{aligned} \quad (\text{II.40})$$

La transmission prend alors la forme suivante :

$$\begin{aligned} T_{\text{inj}}(t) &= 0 && \text{si } t < -2L/c \\ &= 1 && \text{si } -2L/c < t < 0 \\ &= 0 && \text{si } t > 0 \end{aligned} \quad (\text{II.41})$$

L'impulsion injectée dans l'amplificateur régénératif est donc un créneau de lumière de durée $2L/c$ (Figure 58).

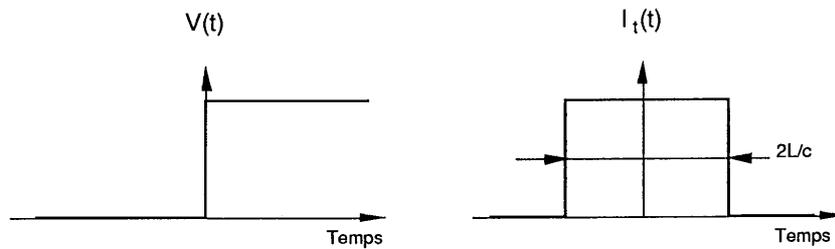


Figure 58 : tension appliquée sur la cellule de Pockels du dispositif d'injection et impulsion transmise dans la cavité de l'amplificateur régénératif.

La réalité est évidemment plus complexe puisque la haute-tension appliquée sur CP1 ne peut pas être commutée instantanément. Par ailleurs, l'emplacement de la cellule de Pockels n'est pas confondu avec celui du miroir M1 et nous ne pouvons pas négliger la distance d qui sépare ces deux composants.

Connaissant le circuit électronique associé au déclenchement de la cellule de Pockels CP1, nous pouvons reproduire assez fidèlement l'expression mathématique de la tension $V(t)$. Celle-ci résulte de l'équation différentielle classique d'un circuit oscillant (type RLC). Suivant les valeurs des paramètres du circuit, le régime de fonctionnement du circuit peut être oscillant (pseudopériodique), amorti (apériodique) ou critique. Une résistance R_A d'adaptation entre le circuit

de déclenchement et la cellule de Pockels permet de choisir l'un ou l'autre de ces trois régimes. En modifiant la valeur de R_A , nous pouvons ajuster le temps de montée de la tension $V(t)$ et par conséquent, la vitesse d'ouverture de la cellule de Pockels CP1.

Le profil de l'impulsion transmise par le dispositif d'injection est obtenu en appliquant la relation (II.37). La figure 59 donne la transmission du dispositif en fonction du temps pour les trois régimes. Lorsque la valeur de la résistance R_A est faible, la tension $V(t)$ oscille avant d'atteindre la valeur $V_{\pi/4}$ (régime oscillant). Dans ce cas, la largeur temporelle de l'impulsion transmise correspond vaguement à la durée d'un aller et retour dans la cavité. Cette impulsion présente néanmoins des modulations d'amplitude relatives aux oscillations de la tension $V(t)$ autour de la valeur d'équilibre $V_{\pi/4}$ (figure 59a).

Lorsque la résistance R_A est plus importante, la tension $V(t)$ atteint lentement sa valeur d'équilibre (régime amorti). La transmission du système d'injection est alors fortement affectée et la durée de l'impulsion est beaucoup plus importante que dans le cas précédent (figure 59c).

La frontière entre les deux cas de figure précédents correspond au régime d'amortissement critique. Dans cette situation, la tension $V(t)$ monte assez rapidement et sans oscillation. L'impulsion injectée n'est donc pas modulée et sa largeur temporelle est égale au temps nécessaire pour faire un aller et retour dans la cavité (figure 59b).

Les diverses simulations effectuées avec des longueurs de cavité différentes montrent que la durée de l'impulsion injectée est équivalente à la durée d'un aller et retour tant que le temps de montée de la cellule de Pockels reste inférieur à $2L/c$.

Sur les trois exemples représentés sur la figure 59, la distance d séparant CP1 et le miroir M1 est supposée nulle. L'emplacement de la cellule de Pockels d'injection dans la cavité joue également un rôle important vis à vis des modulations sur l'impulsion transmise. Le profil temporel de l'impulsion est plus lisse quand CP1 est placée au centre de la cavité (figure 60).

L'encombrement géométrique dans notre cavité ne nous a pas permis de placer CP1 au centre de la cavité. La résistance d'adaptation R_A a été cependant choisie de sorte à minimiser les modulations d'amplitude sur l'impulsion injectée.

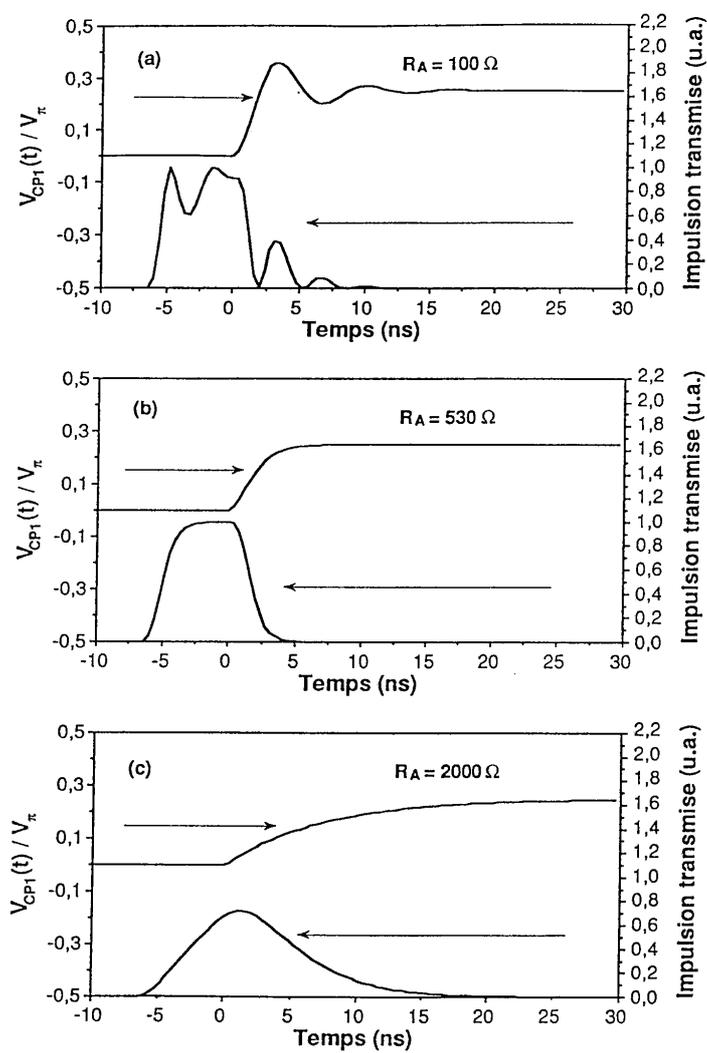


Figure 59 : courbes théoriques du profil de l'impulsion transmise dans la cavité "esclave" en fonction du profil de tension appliquée sur la cellule de Pockels CPI.

- (a) : régime oscillant (pseudopériodique)
- (b) : régime critique (apériodique)
- (c) : régime amorti.

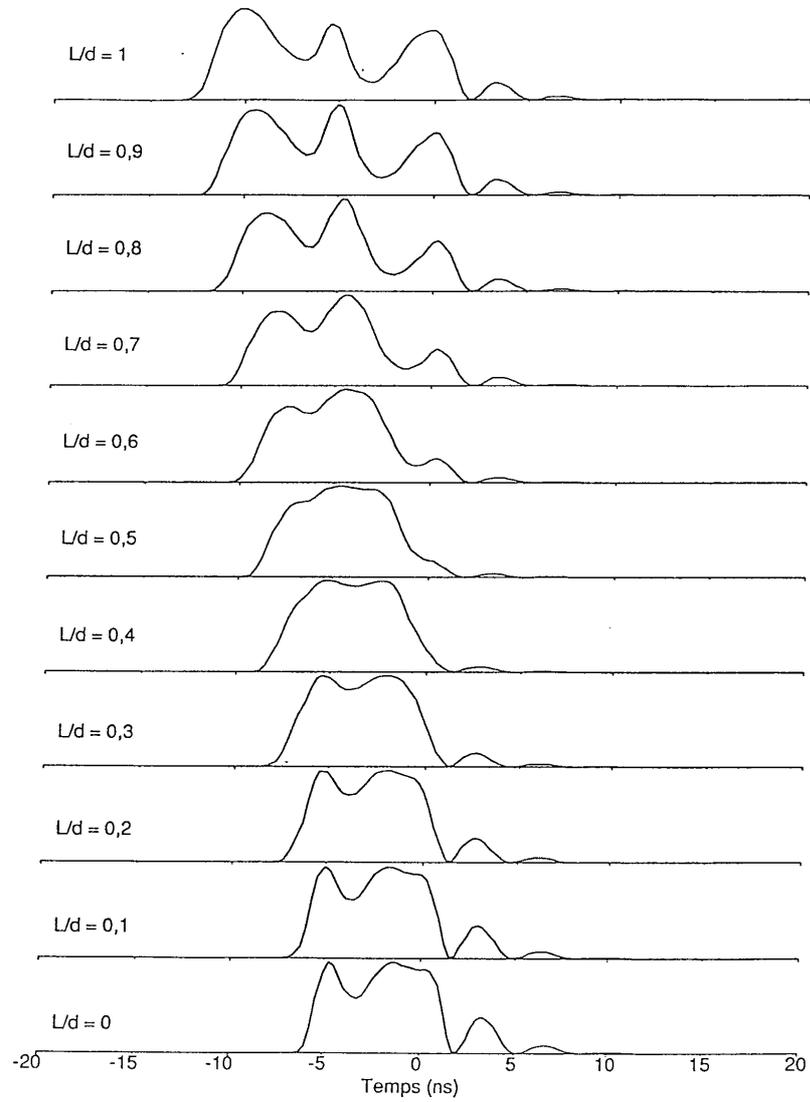


Figure 60 : évolution théorique du profil temporel de l'impulsion injectée en fonction du rapport entre la longueur de la cavité L et la distance d .

II.3.2.6 - Impulsions injectées de durée ajustable

Avec les deux dispositifs de découpage présentés dans les paragraphes précédents (découpeur et cellule de Pockels d'injection), la durée des impulsions injectées est fixée soit par la transmission du découpeur soit par la durée d'un aller et retour dans la cavité "esclave". Une autre configuration, présentée sur la figure 61, permet d'ajuster continûment la durée des impulsions injectées dans l'amplificateur régénératif. Les composants optiques du découpeur d'impulsion sont conservés mais leur rôle est sensiblement différent. La tension appliquée aux bornes des cristaux de KD*P ne présente qu'un front montant allant de 0 à $V_{\lambda/2}$. Le dispositif se comporte alors comme un "interrupteur" optique : la lumière n'est transmise qu'après l'activation des cellules de Pockels. L'isolateur optique à effet Faraday est conservé.

La synchronisation entre le front de montée de la tension appliquée aux bornes de l'interrupteur et le déclenchement de la cellule de Pockels d'injection permet d'ajuster la durée de l'impulsion transmise. La figure 62 montre les trois possibilités d'injection de lumière dans la cavité en fonction des synchronisations. Si CP1 est déclenchée avant que l'interrupteur ne soit actionné, aucune lumière n'est injectée. En revanche, si CP1 est activée bien après que la lumière ne soit transmise par l'interrupteur, l'impulsion injectée aura une durée égale à $2L/c$. Hormis ces deux cas de figure, il est possible d'ajuster continûment la durée de l'impulsion transmise en jouant sur la synchronisation de CP1 avec l'interrupteur (figure 63)

Cette configuration d'amplificateur régénératif d'impulsion de durée ajustable a été adoptée pour l'alexandrite. La figure 64 montre simultanément la transmission du découpeur, celle du dispositif d'injection et l'impulsion effectivement injectée dans la cavité. Diverses durées d'impulsions sont obtenues en ajustant les retards entre le découpeur et PC1 (figure 65).

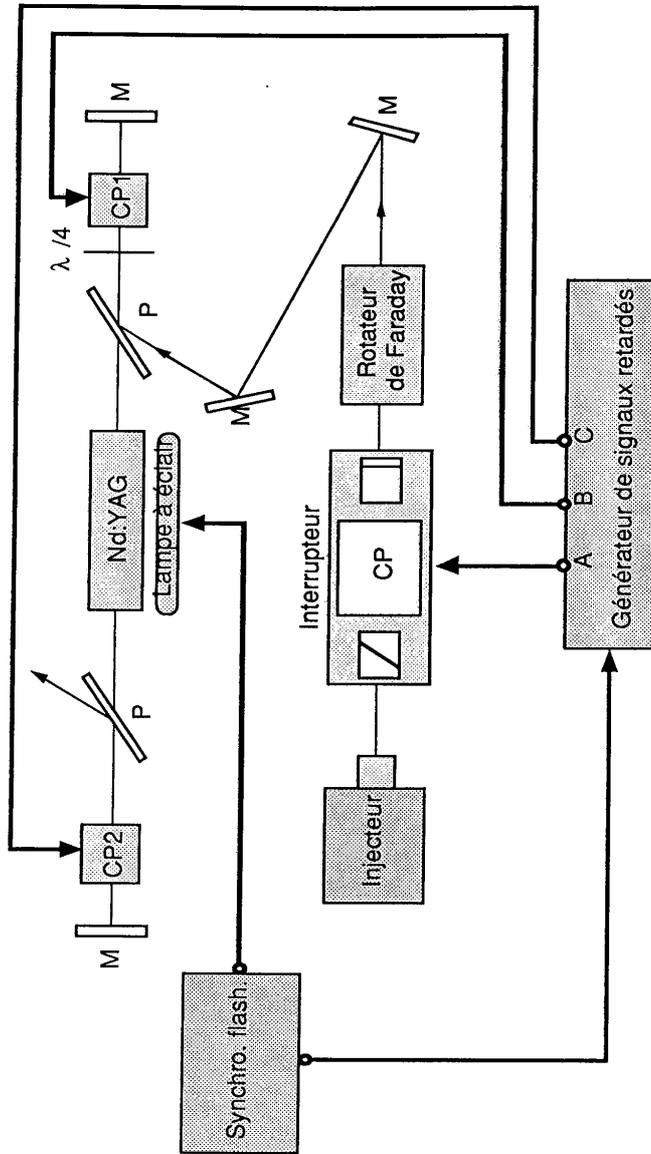


Figure 61 : montage réalisé pour ajuster continûment la durée des impulsions injectées.

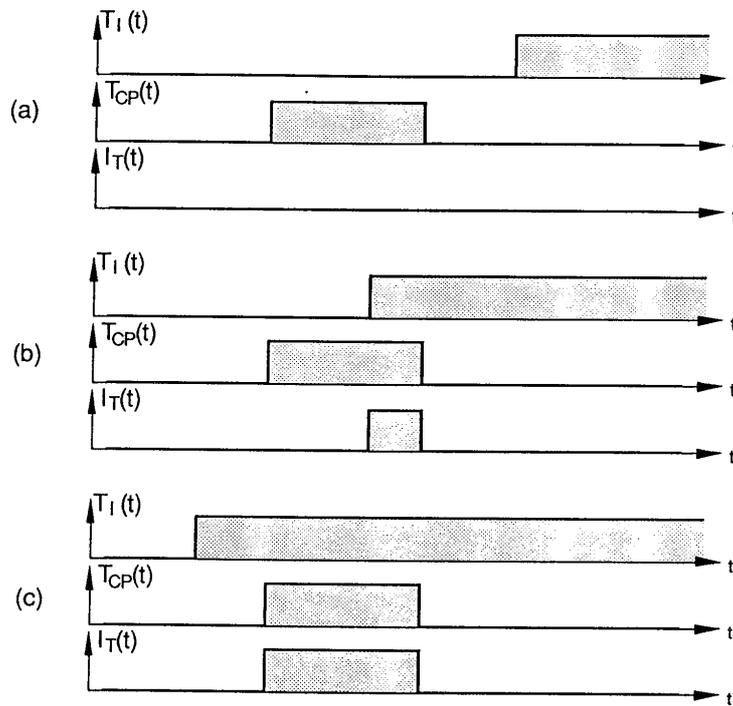


Figure 62 : intensité transmise $I_T(t)$ en fonction de la transmission de l'interrupteur $T_I(t)$ et de la transmission du système d'injection $T_{CP1}(t)$ dans trois cas de figure différents.

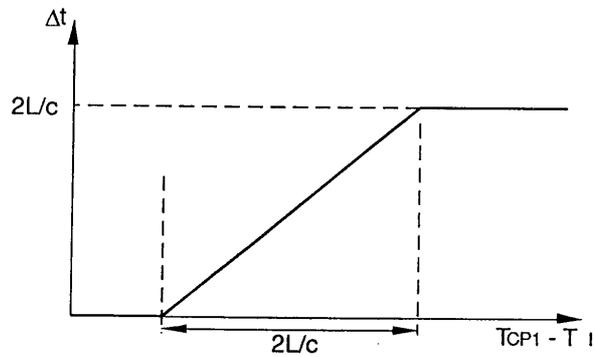


Figure 63 : durée Δt de l'impulsion transmise en fonction du retard $(T_{CP1} - T_I)$ entre l'interrupteur et le dispositif d'injection.

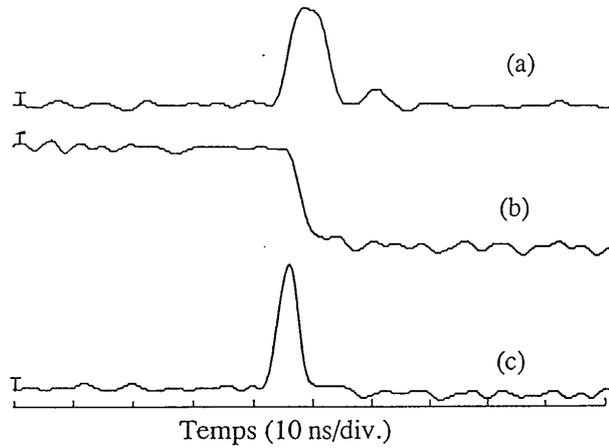


Figure 64 : découpage de l'impulsion injectée dans l'amplificateur régénératif alexandrite.
 (a) : transmission dans le temps du découpeur ;
 (b) : transmission dans le temps du dispositif d'injection ;
 (c) : profil temporel de l'impulsion lumineuse injectée.

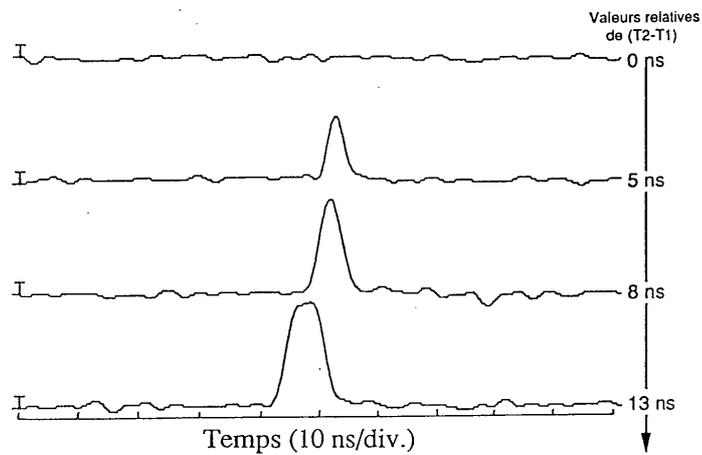


Figure 65 : impulsion injectée dans l'amplificateur régénératif alexandrite. Les différentes durées d'impulsions sont obtenues en ajustant le retard ($T_2 - T_1$) entre le découpeur et PCI.

II.3.3 - Propagation et amplification de l'impulsion dans la cavité

II.3.3.1 - Propagation de l'onde injectée

L'onde lumineuse injectée dans l'amplificateur régénératif est réfléchié successivement par les deux miroirs M1 et M2 de la cavité. Cela donne lieu à une multitude de faisceaux interférant entre eux (figure 66). Suivant la valeur de la longueur d'onde de la lumière considérée, ces interférences peuvent être constructives ou destructives. Nous nous retrouvons devant le problème classique de l'interféromètre de Fabry-Pérot. Dans ce qui suit, nous allons rappeler succinctement la théorie associée à l'étude du Fabry-Pérot sans pour autant entrer dans le détail des calculs. Pour une analyse plus complète, nous nous référerons à une publication d'A. Kastler [45] concernant la réponse impulsionnelle d'un interféromètre de Fabry-Pérot.

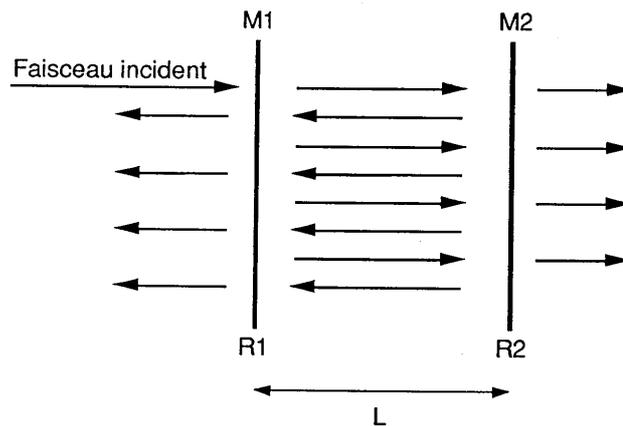


Figure 66 : faisceaux transmis et réfléchis dans une cavité constituée de deux miroirs M1 et M2 de coefficients de réflexion respectifs R1 et R2.

Dans une cavité constituée de deux miroirs M1 et M2 séparés d'une distance L, les seules ondes donnant lieu à des interférences

constructives sont celles qui engendrent une onde stationnaire. Les longueurs d'onde λ associées aux vibrations lumineuses vérifiant cette condition sont telles que :

$$\lambda_p = 2L/p \quad (\text{II.42})$$

où p est un entier positif. L'ensemble des fréquences permises dans le résonateur de type Fabry-Pérot est donc constitué de valeurs discrètes ν_p telles que :

$$\nu_p = p \frac{c}{2L} = p \Delta\nu \quad (\text{II.43})$$

où $\Delta\nu$ correspond à l'intervalle spectral libre de l'interféromètre de Fabry-Pérot.

Ces résultats sont obtenus lorsque l'onde considérée est continue et cohérente, et quand la lumière fait une infinité d'allers et de retours dans la cavité. Cette dernière condition n'est réalisée que dans le cas où les deux miroirs M1 et M2 réfléchissent la totalité de la lumière. Si les deux miroirs ne sont pas parfaitement réfléchissants, la lumière fait un nombre limité d'allers et de retours dans le résonateur. On montre en particulier que si M1 et M2 ont des coefficients de réflexion respectifs R1 et R2, le temps moyen de présence de l'onde dans la cavité est τ_c tel que :

$$\tau_c = - \frac{2L}{c \text{Log}R_1R_2} \quad (\text{II.44})$$

Sachant que le temps nécessaire pour faire un aller et retour dans la cavité est $2L/c$, nous pouvons définir le nombre moyen N d'allers et retours effectués par l'onde dans le résonateur. La relation (II.44) nous permet d'exprimer N en fonction de R1 et R2 :

$$N = \frac{\tau_c}{(2L/c)} = - \frac{1}{\text{Log}R_1R_2} \quad (\text{II.45})$$

La quantité d'ondes interférant entre elles est moins importante si les miroirs sont moins réfléchissants. De ce fait, la condition sur la fréquence de l'onde initiale est moins sélective.

L'ensemble des fréquences permises est donné par la fonction d'Airy, et la transmission du résonateur s'écrit de la manière suivante :

$$T(\nu) = \left(1 + m \sin^2 \frac{\Delta\phi}{2} \right)^{-1} \quad (\text{II.46})$$

avec :

$$m = \frac{4R_1R_2}{(1 - R_1R_2)^2} \quad (\text{II.47})$$

m est appelé "coefficient de finesse" et $\Delta\phi = 2\pi\nu \cdot 2L/c$ est le déphasage entre deux faisceaux successivement réfléchis par les deux miroirs. La transmission $T(\nu)$ du résonateur en fonction de la fréquence est représentée sur la figure 67 pour différents coefficients de finesse. Il apparaît clairement sur cette figure que les pics de transmission sont élargis d'une quantité $\delta\nu$ quand M1 et M2 ne sont plus parfaitement réfléchissants. Cet élargissement est d'autant plus marqué que le coefficient de finesse est faible. La finesse \mathcal{F} du Fabry-Pérot est définie comme étant le rapport entre l'intervalle spectral libre et la largeur des modes permis. \mathcal{F} est reliée au coefficient de finesse m par la formule suivante :

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\nu}{\delta\nu} = \frac{\pi}{2} \sqrt{m} . \quad (\text{II.48})$$

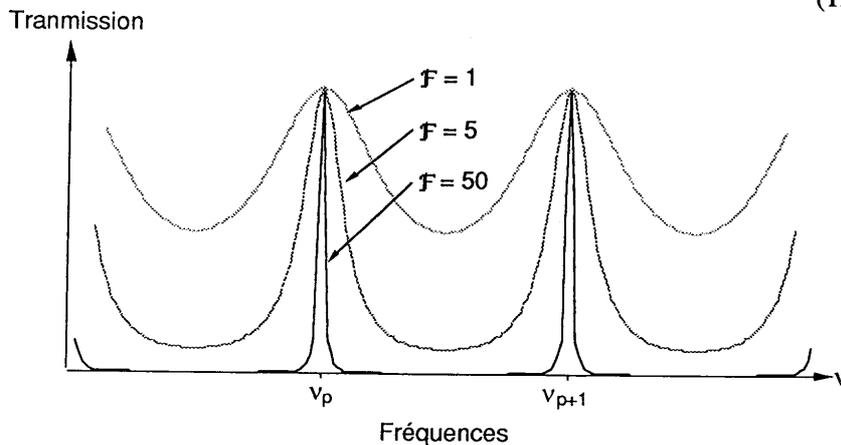


Figure 67 : transmission du Fabry-Pérot en fonction de la fréquence de l'onde incidente pour différentes valeurs du coefficient de finesse.

En vertu des relations (II.45), (II.47) et (II.48), nous pouvons relier la finesse \mathcal{F} au nombre d'allers et retours N effectués dans la cavité :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi}{2} \left[\operatorname{sh}^2 \left(\frac{1}{4N} \right) \right]^{-1/2} \approx 2\pi N \quad \text{pour } N \gg 1. \quad (\text{II.49})$$

Ce dernier résultat signifie que le filtrage spectral imposé par la cavité est d'autant plus sélectif que le nombre d'allers et retours est important.

Toute cette étude est basée sur les interférences créées par l'ensemble des ondes successivement réfléchies. Elle n'a donc de sens que si l'onde injectée est continue et cohérente. Cette condition n'est pas remplie lorsque le Fabry-Pérot est soumis à une impulsion lumineuse. Or, l'impulsion injectée dans notre amplificateur régénératif est telle que sa durée est inférieure au temps nécessaire pour faire un aller et retour dans la cavité. Par conséquent, l'onde n'interfère pas avec elle-même au cours des différents va-et-vient dans la cavité et elle se propage sans altération entre les deux miroirs $M1$ et $M2$ indépendamment de sa fréquence.

De nombreux lasers monomodes de forte puissance ont été réalisés par injection de lumière dans un résonateur [46,47]. Dans toutes les expériences décrites, une onde continue est injectée. Comme nous l'avons vu précédemment, l'injection continue n'est possible que si la fréquence de l'onde injectée coïncide avec un mode du résonateur. Cette condition est généralement réalisée en asservissant la longueur de la cavité "esclave". Cet asservissement devient inutile dans notre dispositif car la durée de l'impulsion injectée est inférieure au temps qu'il faut pour faire un aller et retour dans la cavité. De ce fait, l'onde peut se propager librement sans que sa fréquence corresponde nécessairement à un mode propre du résonateur. L'étude de l'interféromètre de Fabry-Pérot en régime impulsif conduit au même résultat dans la publication de A. Kastler [45]. Il apparaît effectivement qu'un Fabry-Pérot transmet parfaitement des impulsions brèves pourvu que leur durée soit inférieure à $2L/c$.

II.3.3.2 - Amplification de l'impulsion injectée

Un détecteur placé derrière l'un des deux miroirs de la cavité permet de visualiser l'évolution de l'impulsion à chaque aller et retour dans le résonateur (figures 68 et 69). Le signal que nous obtenons est composé d'une suite d'impulsions séparées de $2L/c$ dans une enveloppe dont le profil varie avec l'intensité de pompage du milieu amplificateur (figures 70). Le train d'impulsions est en fait provoqué par l'impulsion unique qui se propage dans la cavité et qui est réfléchi par le miroir à chaque passage (tous les $2L/c$). L'enveloppe du train est reliée à l'amplification régénérative de l'impulsion. Le front montant est dû au fait que le gain est supérieur aux pertes à chaque aller et retour. L'énergie de l'impulsion augmente à chaque passage dans le milieu amplificateur. En revanche, l'énergie stockée dans le barreau diminue au cours de chaque amplification. Ceci entraîne une diminution du gain alors que les pertes restent constantes. L'amplification de l'impulsion a donc lieu jusqu'au moment où le gain du milieu laser ne peut plus compenser les pertes de la cavité. L'énergie de l'impulsion atteint donc un maximum. Ensuite si l'impulsion n'est pas éjectée de la cavité, son énergie diminue puisque le gain devient inférieur aux pertes subies pendant un aller et retour. Nous retrouvons bien sur les figures 68, 69 et 70, l'évolution en énergie au cours de l'amplification multipassage, prédite dans le chapitre I.

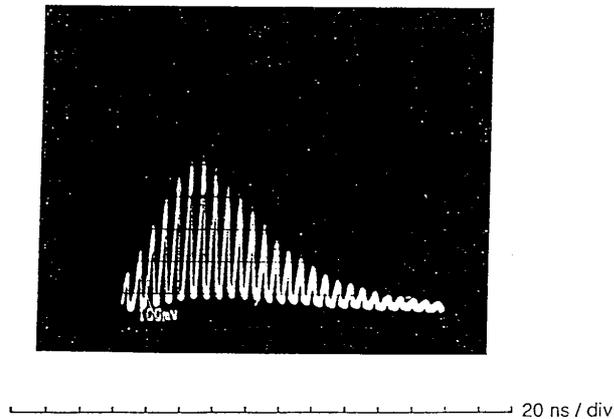


Figure 68 : train d'impulsions détecté derrière un des deux miroirs de l'amplificateur à Nd:YAG.

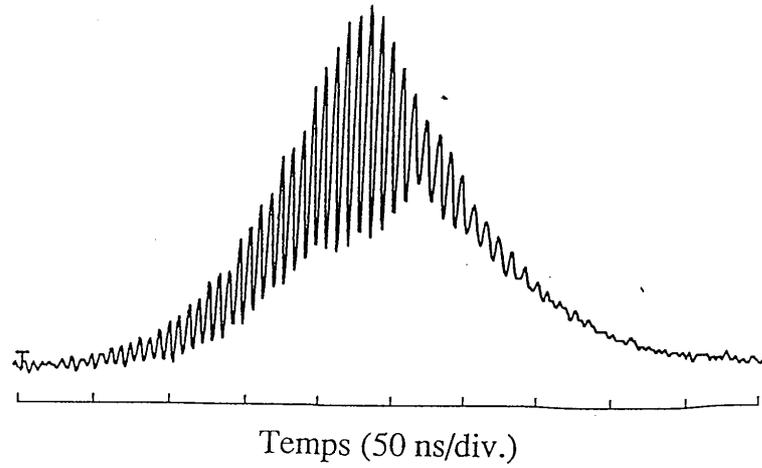


Figure 69 : train d'impulsions détecté derrière un des deux miroirs de l'amplificateur à alexandrite.

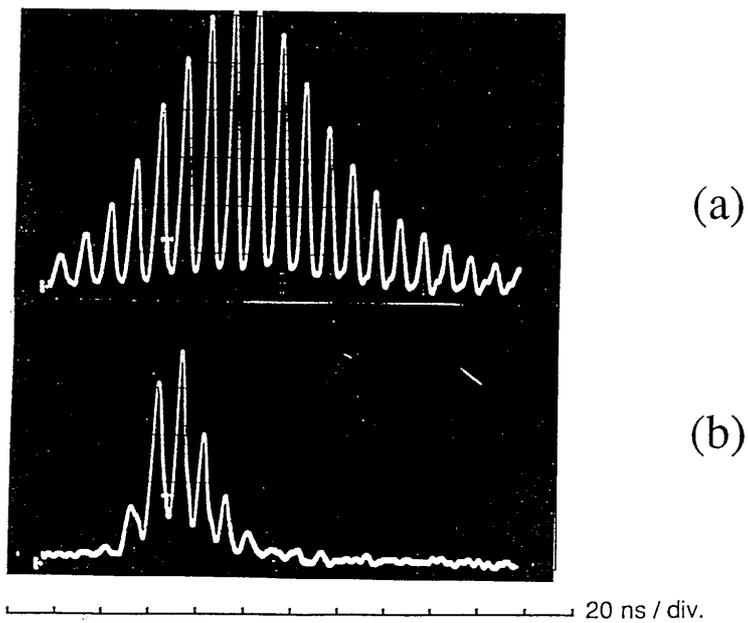


Figure 70 : trains d'impulsions dans la cavité Nd:YAG pour deux énergies (électriques) de pompe différentes : (a) : 25 J ; (b) : 50 J.

Une grande partie de la puissance de pompage est dissipée dans le milieu laser sous forme de chaleur. C'est la raison pour laquelle il est indispensable de refroidir en permanence le barreau. Un gradient de température dans le milieu amplificateur est cependant inévitable. On montre que la température $\theta(r)$ à la distance r du centre du cristal suit une loi parabolique [48,49] :

$$\theta(r) = \theta(r_0) + \frac{Q}{4K} (r_0^2 - r^2) \quad (\text{II.50})$$

où r_0 est le rayon du barreau et K la conductivité thermique du milieu. Q représente la quantité de chaleur déposée par unité de volume. Cette grandeur est directement proportionnelle à la puissance de pompage du milieu laser.

Le gradient thermique est responsable de deux effets : la lentille thermique et la biréfringence induite. Nous pouvons mettre en évidence trois phénomènes essentiels provoquant l'effet de lentille thermique. D'une part, le gradient thermique entraîne l'apparition d'un gradient d'indice dans le barreau. D'autre part, les contraintes thermiques déforment le milieu et créent, via l'effet photoélastique, une modification de l'indice de réfraction. Enfin, la dilatation du milieu provoque une courbure des faces du barreau. Les variations de la focale de la lentille thermique dans le barreau de Nd:YAG en fonction de l'énergie de pompage sont représentées sur la figure 71. Cet effet de lentille est à prendre en considération pour l'étude de la stabilité de la cavité "esclave".

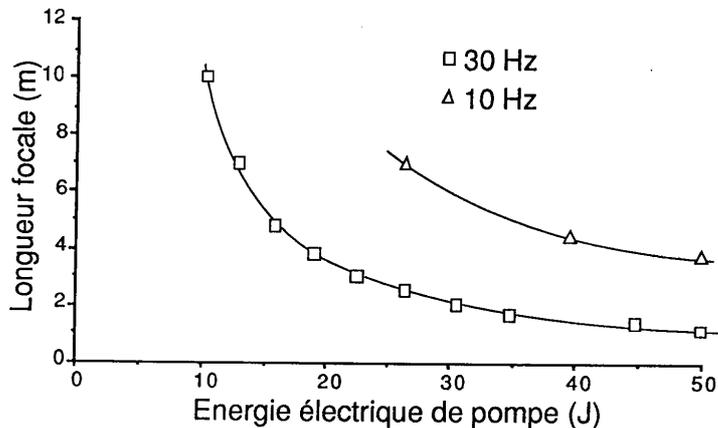


Figure 71 : lentille thermique du barreau Nd:YAG en fonction de l'énergie de pompage pour deux cadences de tir différentes.

Les contraintes thermoélastiques évoquées plus haut entraînent également une modification de l'ellipsoïde des indices du milieu amplificateur (figure 72). En coordonnées cylindriques, les variations Δn_r et Δn_ϕ des indices radial et tangential peuvent s'exprimer de la manière suivante [50] :

$$\begin{aligned}\Delta n_r &= -\frac{1}{2} n_0^3 \Delta B_r \\ \Delta n_\phi &= -\frac{1}{2} n_0^3 \Delta B_\phi\end{aligned}\tag{II.51}$$

où n_0 est l'indice du milieu lorsqu'il n'est pas pompé. ΔB_r et ΔB_ϕ sont des coefficients liés aux tenseurs de déformation et de l'effet photoélastique.

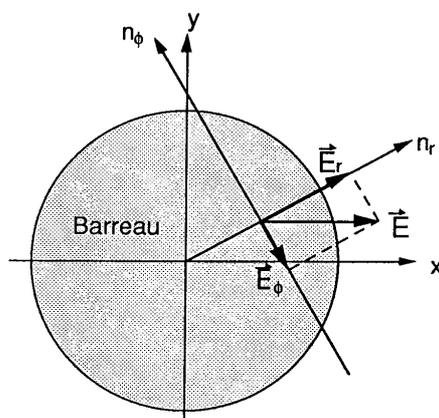


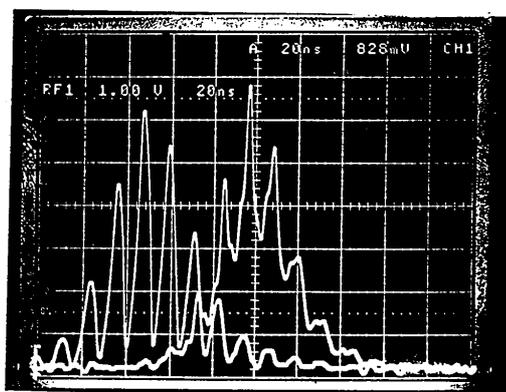
Figure 72 : biréfringence induite dans le barreau.

Cet effet de biréfringence induite par le pompage provoque une dépolarisation du faisceau à chaque passage dans le milieu amplificateur. Cette dépolarisation est d'autant plus marquée que la puissance de pompe est élevée. Or, dans notre système, la polarisation joue un rôle primordial. Toutes les composantes de polarisation suivant l'axe perpendiculaire au plan d'incidence sont éjectées par les polariseurs P1 et P2. En particulier, c'est pour cette raison qu'il faut isoler optiquement l'injecteur de l'amplificateur régénératif (cf paragraphe II.3.2.5). Les pertes dans le résonateur augmentent donc lorsque l'énergie de pompage est plus importante. Cela explique le fait que l'énergie des impulsions décroît plus rapidement quand le barreau est fortement pompé.

Les effets thermiques ont moins d'incidence dans l'alexandrite. D'une part, la lentille thermique est environ dix fois moins importante que dans le cas du Nd:YAG, et d'autre part, l'alexandrite possède une biréfringence naturelle qui masque largement les effets de biréfringence induite.

II.3.3.3 - Compétition entre les modes de fonctionnement déclenché et injecté

Lorsque seule la cellule de Pockels CP1 fonctionne, c'est à dire quand le dispositif d'éjection de l'impulsion n'est pas activé, l'amplificateur régénératif n'est autre qu'un laser déclenché dans lequel nous injectons une onde lumineuse. La configuration géométrique du résonateur est en effet identique à celle d'un oscillateur classique dont les pertes sont contrôlées par la cellule de Pockels. Supposons qu'aucune lumière ne soit injectée dans la cavité, mais que la cellule de Pockels CP1 soit tout de même activée au moment où le gain est maximum dans le barreau laser. Dans ce cas, les pertes du résonateur deviennent subitement très inférieures au gain produit par le milieu amplificateur. Le bruit lumineux émis par la fluorescence du barreau peut alors être amplifié. Des oscillations laser prennent naissance entre les deux miroirs M1 et M2 de la cavité. C'est le principe classique du fonctionnement d'un laser déclenché.



↑(a) ↑(b)

Figure 73 : signal lumineux dans la cavité "esclave" Nd:YAG :
 (a) : en mode injecté ;
 (b) : en mode déclenché.

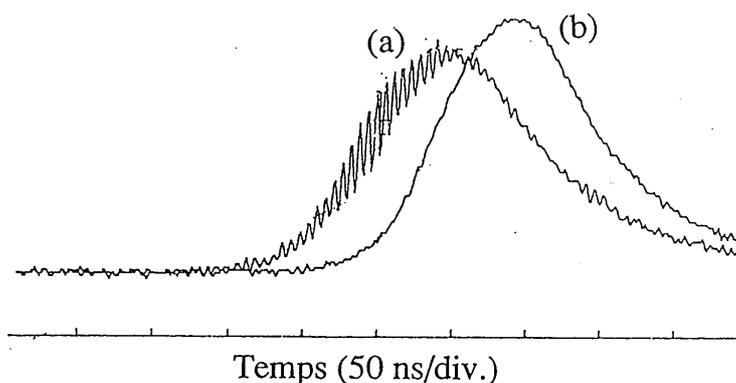


Figure 74 : signal lumineux dans la cavité "esclave" alexandrite :
 (a) : en mode injecté ;
 (b) : en mode déclenché.

Sur les figures 73 et 74, nous avons superposé les signaux lumineux émis par la cavité lorsque celle-ci est injectée et lorsqu'elle fonctionne en mode déclenché. Pour ces deux mesures, le balayage de l'oscilloscope est synchronisé avec l'ouverture de la cellule de Pockels CP1. Dans le cas où la cavité est injectée, nous observons le signal fortement modulé dont nous avons fait l'analyse dans le paragraphe précédent. Les modulations du signal provenant du mode de fonctionnement déclenché sont beaucoup moins marquées, et l'impulsion produite apparaît plus tardivement. Ce décalage est dû au fait que les oscillations lumineuses sont produites à partir d'un bruit de photons très faible dans le cas du laser déclenché. Lorsque le laser est injecté, le nombre de photons dans la cavité est beaucoup plus important au moment où PC1 est activée. Le nombre d'allers et retours nécessaires pour épuiser le gain du milieu amplificateur est donc plus important dans le cas du mode déclenché que dans le cas de l'injection. Cette différence de temps de création est un bon critère pour apprécier l'alignement du faisceau injecté sur l'axe de la cavité "esclave". L'alignement optimum correspond au temps de création minimum du train d'impulsions.

Lorsque le résonateur fonctionne en mode déclenché, l'émission lumineuse se fait sur une multitude de fréquences correspondant aux modes propres de la cavité (cf. paragraphe II.3.3.1) (voir figure 75). Il n'existe aucune relation de phase entre tous ces modes. L'émission temporelle se présente sous la forme d'un signal périodique (de période $2L/c$). Plus le nombre de modes est élevé, et plus les variations temporelles de l'amplitude sont importantes. Ces modulations rapides ne sont pas visibles avec notre détecteur. C'est la raison pour laquelle nous observons peu de modulations sur l'impulsion déclenchée.

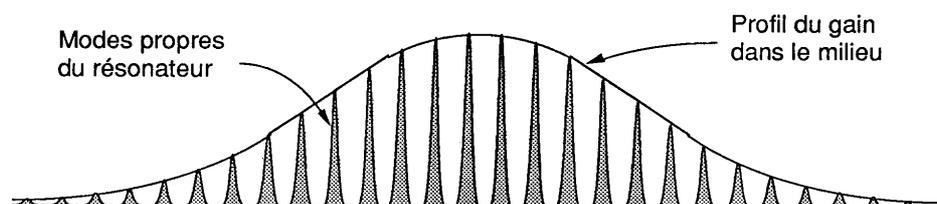


Figure 75 : spectre associé à l'émission du laser en mode déclenché.

II.3.4 - Impulsion éjectée de l'amplificateur régénératif

II.3.4.1 - Synchronisation du système d'éjection.

L'impulsion que nous avons injectée à l'aide de la cellule de Pockels est extraite de la cavité en actionnant la deuxième cellule CP2. L'intervalle de temps ($T_2 - T_1$) séparant les déclenchements respectifs des cellules CP1 et CP2 correspond au temps qu'il faut pour que l'énergie de l'impulsion atteigne son maximum. La durée ($T_2 - T_1$) est d'autant plus courte que l'énergie stockée dans le barreau est importante (figure 76).

La commutation de la cellule de Pockels CP2 doit s'effectuer rapidement entre deux passages de l'impulsion. Si le déclenchement de CP2 se fait trop lentement ou si la synchronisation est mal réalisée, l'énergie lumineuse en sortie de la cavité est répartie en deux impulsions (figure 77). Une première photodiode placée derrière l'un des deux miroirs nous permet de visualiser l'évolution énergétique de l'impulsion. L'énergie lumineuse éjectée par le polariseur P2 est détectée par une deuxième photodiode située en sortie de l'amplificateur régénératif (figure 78). Ces deux observations simultanées permettent d'optimiser le réglage du délai entre les deux cellules de Pockels.

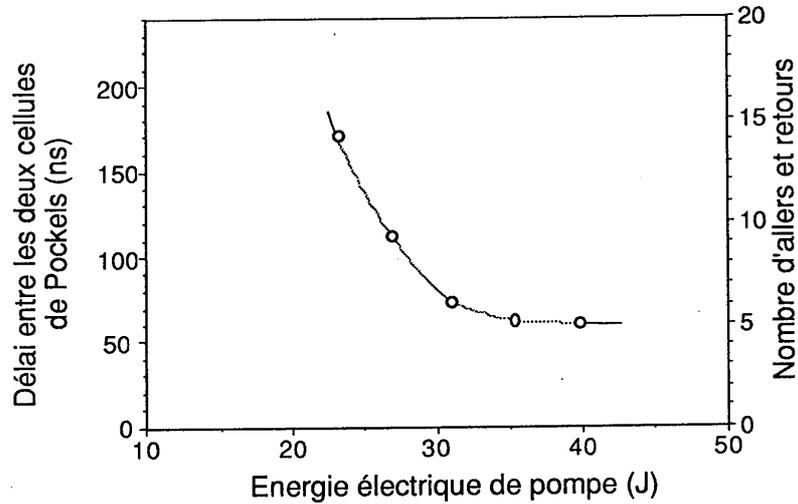


Figure 76 : délai ($T_2 - T_1$) séparant le déclenchement des deux cellules de Pockels en fonction de l'énergie de pompe du barreau Nd:YAG.

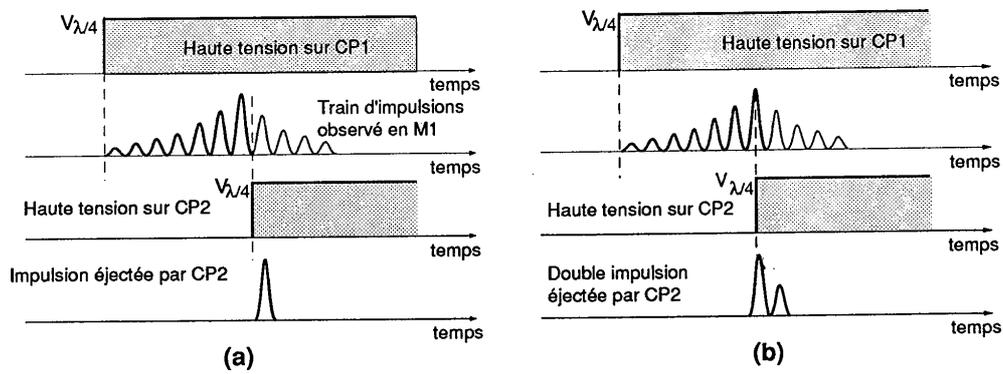


Figure 77 : synchronisation de la seconde cellule de Pockels CP2.
 (a) : lorsque PC2 est correctement synchronisée ;
 (b) : lorsque PC2 est déclenchée pendant le passage de l'impulsion.

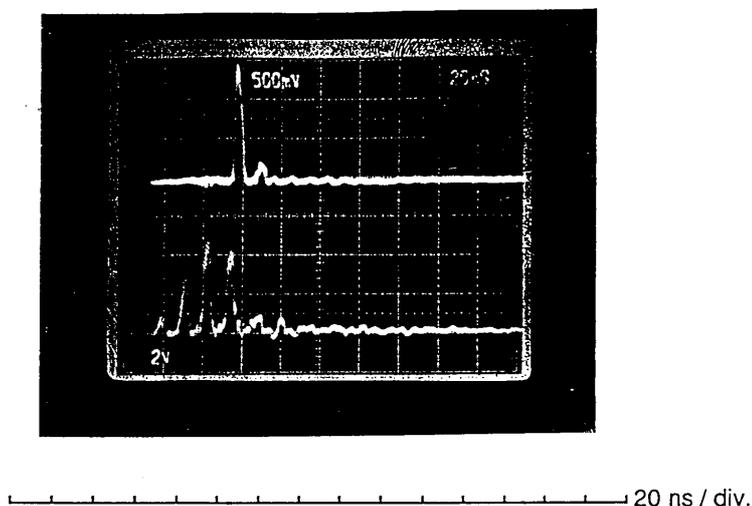


Figure 78 : train d'impulsion correspondant aux allers et retours de l'impulsion dans la cavité (en bas), et impulsion éjectée par le polariseur P2 (en haut).

Un signal lumineux résiduel subsiste néanmoins après l'émission de l'impulsion principale. La totalité de l'énergie lumineuse n'est donc pas extraite en une seule fois de la cavité. Cet effet a plusieurs origines. D'une part, le déclenchement de la cellule de Pockels CP2 n'est pas instantané. Le temps de montée de la haute tension appliquée aux bornes du cristal est d'environ 4 ns. Pendant cette durée, une partie de l'impulsion est éjectée de la cavité, alors que l'autre partie fait un aller et retour supplémentaire. D'autre part, la dépolarisation du faisceau par le barreau diminue sensiblement l'efficacité du dispositif d'éjection basé sur les polarisations. C'est la raison pour laquelle une partie de l'énergie n'est pas extraite après le déclenchement de CP2. On observe d'ailleurs une impulsion résiduelle plus importante lorsque l'énergie de pompage du barreau augmente.

II.3.4.2 - Durées des impulsions.

Si l'injecteur est utilisé en mode continu, la largeur temporelle de l'impulsion piégée dans la cavité est fixée par la rapidité du dispositif d'injection et la longueur du résonateur (cf. paragraphe II.3.2.5). Nous avons vu que si le temps de montée de la tension appliquée sur CP1 est

suffisamment court, la durée de l'impulsion injectée est égale au temps d'un aller et retour dans la cavité. Le profil temporel de l'impulsion va être cependant modifié au cours des amplifications successives en raison des effets de saturation du gain. Par conséquent, la durée de l'impulsion éjectée est toujours inférieure à celle de l'impulsion initiale et nous observons une impulsion d'autant plus courte que le gain dans le barreau est important. La figure 79 représente le profil temporel de l'impulsion issue d'une cavité de 2,5 m ($2L/c = 16,4$ ns) lorsque le barreau de YAG est fortement pompé. La largeur à mi-hauteur est très inférieure à la durée d'un aller et retour dans le résonateur. La dissymétrie entre le front de montée et le front de descente du profil temporel est caractéristique de la saturation du gain.

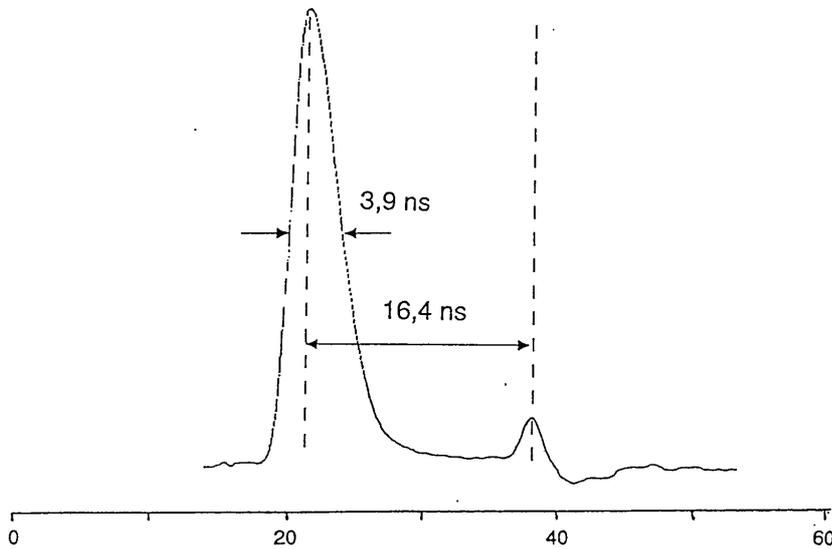


Figure 79 : impulsion en sortie de l'amplificateur régénératif Nd:YAG pour une longueur de cavité $L = 2,5$ m.

Des impulsions plus courtes ont été obtenues en utilisant le dispositif décrit dans le paragraphe II.3.2.6 qui permet d'ajuster la durée des impulsions injectées. La figure 80 représente une impulsion de 2 ns obtenue à partir d'une cavité Nd:YAG de 1,5 m. La durée de l'impulsion injectée était fixée par le temps de montée (environ 5 ns) des tensions appliquées sur le découpeur et sur la cellule CP1. Le gain

dans le milieu amplificateur provoque ensuite une diminution de la durée de l'impulsion. Des simulations numériques présentées sur les figures 81, 82 et 83 confirment cet effet qui limite sérieusement la durée des impulsions. La durée des impulsions peut être néanmoins continûment ajustée de 4 à 8 ns lorsque le gain n'est pas trop important (figure 84).

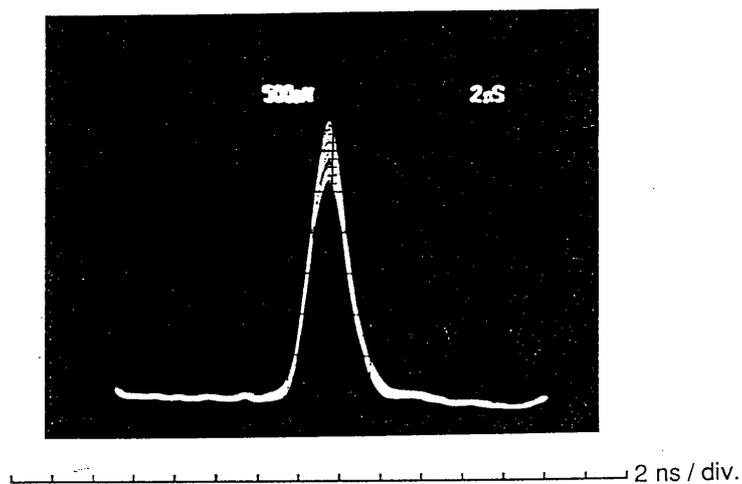


Figure 80 : impulsion de durée minimum $\Delta t = 2$ ns en sortie de l'amplificateur régénératif Nd:YAG pour une longueur de cavité $L = 1,5$ m.

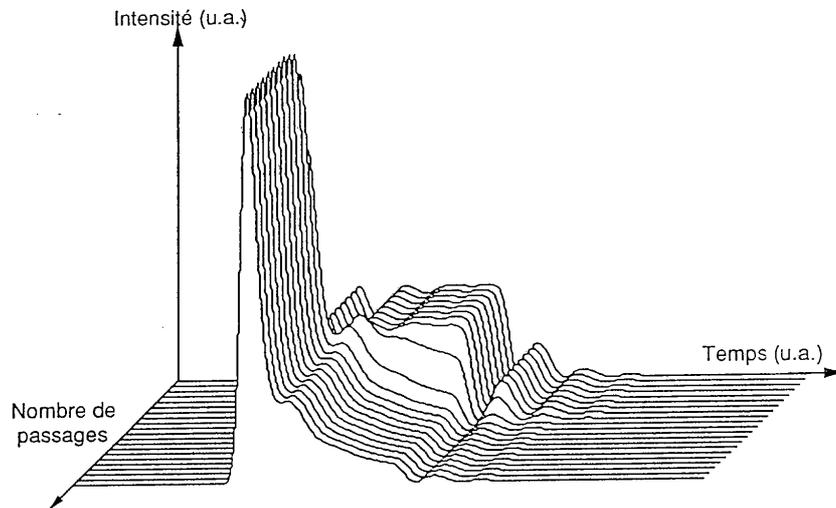


Figure 81 : évolution du profil temporel de l'impulsion dans l'amplificateur régénératif Nd:YAG quand la valeur de la résistance sur la cellule de Pockels CP1 est de 100 Ohms et lorsque la distance CP1-miroir est un dixième de la longueur de la cavité.

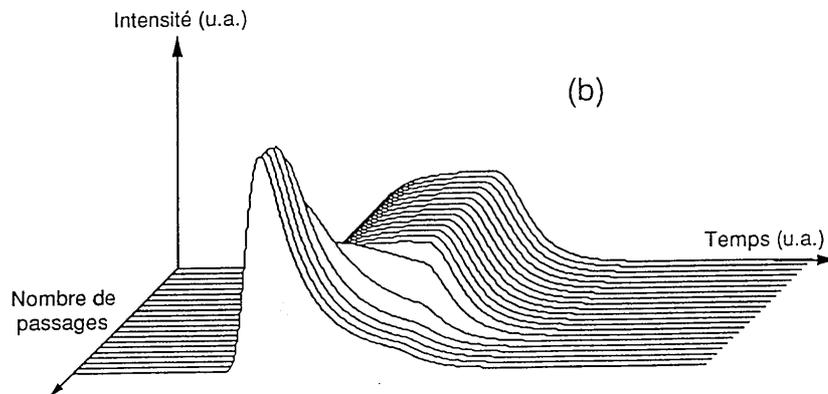


Figure 82 : évolution du profil temporel de l'impulsion dans l'amplificateur régénératif Nd:YAG quand la valeur de la résistance sur la cellule de Pockels CP1 est de 1000 Ohms et lorsque la distance CP1-miroir est un dixième de la longueur de la cavité.

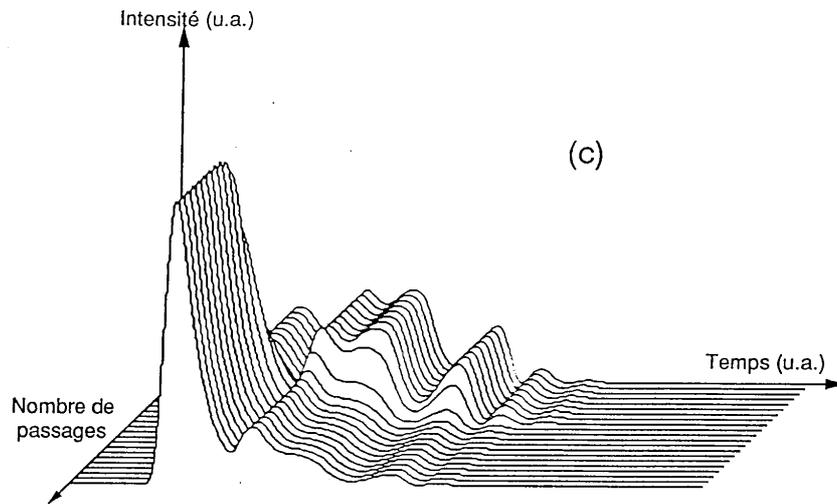


Figure 83 : évolution du profil temporel de l'impulsion dans l'amplificateur régénératif Nd:YAG quand la valeur de la résistance sur la cellule de Pockels CPI est de 100 Ohms et lorsque la distance CPI-miroir est de neuf dixièmes de la longueur de la cavité.

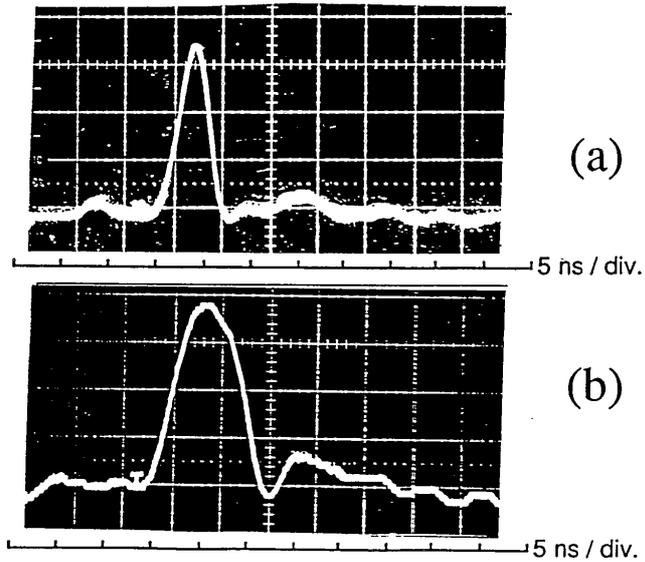


Figure 84 : impulsions en sortie de l'amplificateur régénératif Nd:YAG avec durée ajustable.
(a) : 4 ns ; (b) : 8 ns.

II.3.5 - Mécanisme spectral.

L'obtention d'impulsions lumineuses nanosecondes dont le profil temporel n'est pas modulé présente un intérêt incontestable pour certaines applications. L'objectif premier de notre dispositif reste cependant la production d'impulsions de largeur spectrale réduite. Par principe, la durée de l'impulsion injectée ne peut pas être supérieure au temps d'un aller et retour dans la cavité. L'onde peut, par conséquent, être amplifiée quelle que soit sa fréquence puisqu'elle ne donne lieu à aucune interférence dans le résonateur. Le spectre de l'impulsion éjectée de l'amplificateur régénératif est donc a priori identique à celui de l'impulsion initiale injectée par la première cellule de Pockels.

Etudions de manière plus détaillée l'évolution du spectre associé à l'impulsion au cours des différentes étapes successives de l'amplification.

La largeur spectrale du faisceau issu de l'injecteur monomode est de quelques kilohertz. Le fait de découper une impulsion nanoseconde dans ce faisceau va inévitablement provoquer un élargissement spectral de l'ordre de plusieurs mégahertz. Mais, le faisceau en sortie de l'injecteur peut encore être assimilé à une onde monochromatique. Le champ $E_i(t)$ associé à cette onde s'écrit de la manière suivante :

$$E_i(t) = A_0 e^{i\omega_0 t} \quad (\text{II.52})$$

où A_0 désigne l'amplitude de la vibration et ω_0 sa pulsation.

Le découpage du faisceau par le dispositif d'injection ou par le découpeur entraîne un élargissement du spectre associé à l'onde. Si $\tau_{inj}(t)$ représente la transmission en amplitude du système de découpage, le champ de l'onde injectée dans la cavité est donné par la relation suivante :

$$E_{inj}(t) = E_i(t) \cdot \tau_{inj}(t) \quad (\text{II.53})$$

Cette impulsion lumineuse peut être représentée par un ensemble d'ondes monochromatiques dont la distribution en fréquences $E_{inj}(\omega)$ s'obtient par la transformée de Fourier de $E_{inj}(t)$:

$$\begin{aligned} E_{inj}(\omega) &= \text{TF}[E_{inj}(t)] \\ &= \text{TF}[E_i(t) \cdot \tau_{inj}(t)] \end{aligned} \quad (\text{II.54})$$

Les propriétés relatives aux transformations de Fourier nous permettent d'écrire :

$$\begin{aligned} E_{inj}(\omega) &= \text{TF}[E_i(t)] \otimes \text{TF}[\tau_{inj}(t)] \\ &= A_0 \delta(\omega - \omega_0) \otimes \text{TF}[\tau_{inj}(t)] \\ &= A_0 \text{TF}[\tau_{inj}(t)](\omega - \omega_0) \end{aligned} \quad (\text{II.55})$$

où \otimes symbolise le produit de convolution entre deux distributions et $\delta(x)$ représente la distribution de Dirac.

Il ressort de l'analyse de la relation (II.54) que la largeur spectrale en amplitude de l'impulsion découpée est entièrement déterminée par la fenêtre de transmission $\tau_{inj}(t)$ du dispositif de découpage. La durée Δt de l'onde découpée et la largeur spectrale associée $\Delta \nu$ sont alors reliées par la relation d'incertitude (II.1) mentionnée dans le paragraphe II.3 :

$$\Delta t \cdot \Delta \nu \geq \kappa. \quad (\text{II.56})$$

Si les temps de montée des tensions appliquées aux cellules de Pockels sont suffisamment courts, la durée de l'impulsion piégée dans la cavité est forcément inférieure au temps qu'il faut pour faire un aller et retour. Nous avons :

$$\Delta t \leq \frac{2L}{c}. \quad (\text{II.57})$$

Nous en déduisons une limite inférieure pour la largeur spectrale $\Delta \nu$ de l'onde injectée dans le résonateur :

$$\Delta \nu \geq \kappa \frac{c}{2L}. \quad (\text{II.58})$$

Notons que $c/2L$ correspond à l'intervalle spectral libre de la cavité "esclave". Nous avons donc une relation directe entre la largeur du spectre associé à l'impulsion et la longueur du résonateur. Cela n'est pas surprenant puisque la durée de l'impulsion injectée est elle-même liée à la distance séparant les deux miroirs de l'amplificateur régénératif.

Le spectre de l'impulsion est, par définition, la décomposition de l'onde injectée en ondes monochromatiques. Par transformée de Fourier inverse, nous avons :

$$E_{inj}(t) = \text{TF}^{-1} [E_{inj}(\omega)] = \int_{-\infty}^{+\infty} E_{inj}(\omega) e^{i\omega t} d\omega . \quad (\text{II.59})$$

L'onde lumineuse se propageant dans le résonateur est donc équivalente à une multitude d'ondes monochromatiques élémentaires. Chacune de ces ondes est filtrée par le Fabry-Pérot que représente la cavité "esclave". La distribution spectrale de la lumière contenue dans la cavité est donc le produit du spectre injecté par la transmission en fréquences du Fabry-Pérot $\tau_{FP}(t)$:

$$E_{cav}(\omega) = E_{inj}(\omega) \cdot \tau_{FP}(\omega) . \quad (\text{II.60})$$

Lorsque les deux miroirs M1 et M2 sont parfaitement réfléchissants, le Fabry-Pérot présente des pics de transmission infiniment fins séparés de l'intervalle spectral libre $c/2L$. Nous avons :

$$\tau_{FP}(\omega) = \sum_{p=-\infty}^{p=+\infty} \delta\left(\omega - 2p\pi \frac{c}{2L}\right) . \quad (\text{II.61})$$

Le profil temporel de l'onde se propageant dans la cavité est obtenu par transformée de Fourier inverse de $E_{cav}(\omega)$:

$$\begin{aligned}
 E_{cav}(t) &= \text{TF}^{-1} [E_{cav}(\omega)] \\
 &= \text{TF}^{-1} [E_{inj}(\omega) \cdot \tau_{FP}(\omega)] \\
 &= \text{TF}^{-1} [E_{inj}(\omega)] \otimes \text{TF}^{-1} [\tau_{FP}(\omega)] \\
 &= E_{inj}(t) \otimes \text{TF}^{-1} \left[\sum_{p=-\infty}^{p=\infty} \delta(\omega - 2p\pi \frac{c}{2L}) \right] \\
 &= E_{inj}(t) \otimes \sum_{p=-\infty}^{p=\infty} \delta(t - p \frac{2L}{c}) .
 \end{aligned} \tag{II.62}$$

Nous obtenons un produit de convolution entre le profil temporel de l'onde injectée $E_{inj}(t)$ et un peigne de Dirac de période $2L/c$. L'évolution temporelle de l'onde est alors composée du profil de l'impulsion injectée $E_{inj}(t)$ se répétant périodiquement dans le temps (avec une période $2L/c$). Il s'agit du signal optique que nous observons sur l'un des deux miroirs de la cavité lorsque l'impulsion fait de multiples allers et retours (cf paragraphe II.3.3.2).

Le spectre associé à l'onde présente dans la cavité est composé d'un ensemble de fréquences discrètes correspondant aux modes de la cavité. Le nombre de modes sollicités par l'impulsion injectée est directement lié à la largeur $\Delta\nu$ de son spectre. Il existe par ailleurs une relation de phase entre ces modes puisqu'ils sont produits à partir de la même onde. Par contre, lorsque le résonateur est déclenché sans injection, le nombre de modes présents dans la cavité est beaucoup plus important et il n'existe, a priori, aucune relation de phase entre ces modes car ils sont issus d'un bruit de fluorescence. C'est la raison pour laquelle nous observons des modulations beaucoup plus marquées quand le laser est injecté.

Le dispositif d'éjection de l'impulsion à l'extérieur de la cavité consiste à ne garder qu'une seule période du signal lumineux existant dans le résonateur. Soit $\tau_{eject}(t)$ la fonction de transmission du système d'éjection. Le profil temporel de l'impulsion finale est donné par le produit du champ de la cavité par la transmission $\tau_{eject}(t)$:

$$E_{eject}(t) = E_{cav}(t) \cdot \tau_{eject}(t) . \tag{II.63}$$

La transformée de Fourier de $E_{\text{éject}}(t)$ nous donne la répartition spectrale du champ en sortie de l'amplificateur :

$$\begin{aligned} E_{\text{éject}}(\omega) &= \text{TF} [E_{\text{éject}}(t)] \\ &= \text{TF} [E_{\text{cav}}(t)] \otimes \text{TF} [\tau_{\text{éject}}(t)] \\ &= E_{\text{cav}}(\omega) \otimes \text{TF} [\tau_{\text{éject}}(t)] \end{aligned} \quad (\text{II.64})$$

La fonction de transmission $\tau_{\text{éject}}(t)$ est une fenêtre temporelle de durée $\Delta t' \approx 2L/c$. Les fréquences discrètes composant le spectre $E_{\text{cav}}(\omega)$ du signal lumineux présent dans la cavité vont donc être élargies d'une quantité $\Delta \nu'$ telle que :

$$\Delta t' \cdot \Delta \nu' \geq \kappa' \quad (\text{II.65})$$

soit :

$$\Delta \nu' \geq \kappa' \frac{c}{2L} \quad (\text{II.66})$$

où κ' est le coefficient lié au profil de la fonction de transmission $\tau_{\text{éject}}(t)$.

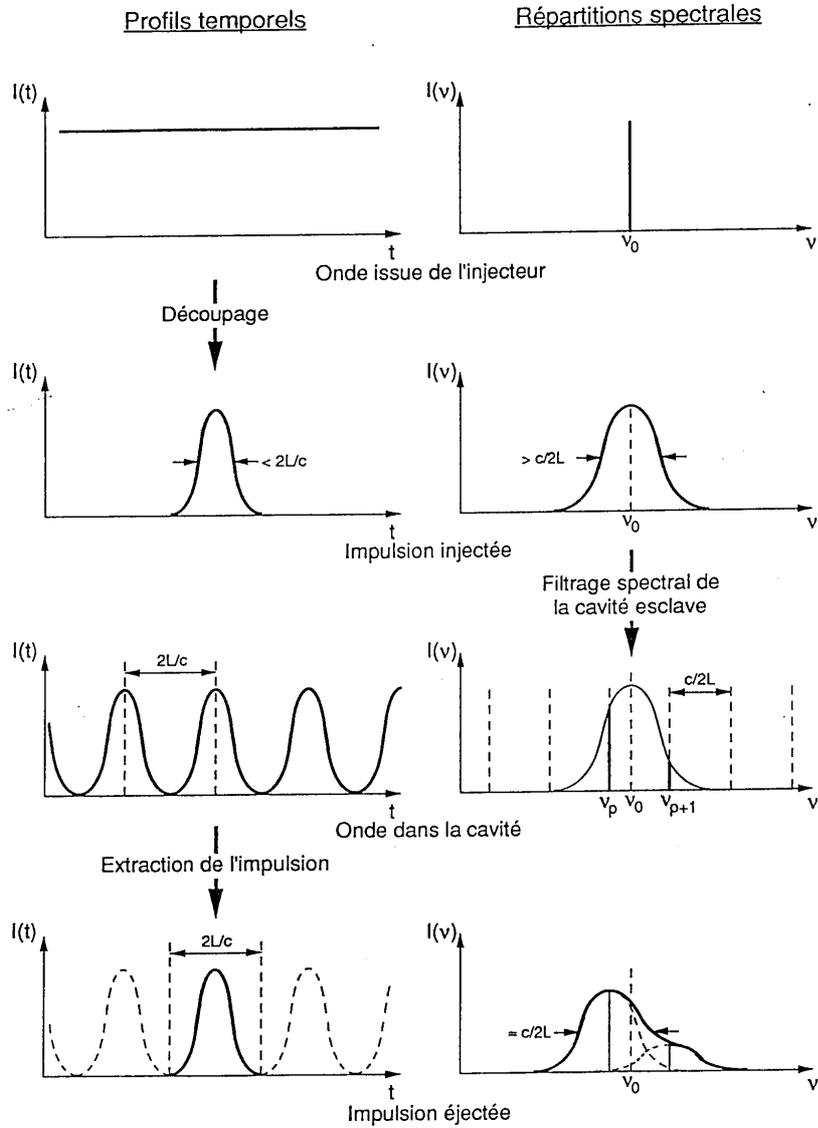


Figure 85 : récapitulatif des modifications spectro-temporelles de l'onde au cours des différentes étapes de l'amplification régénérative.

En résumé (figure 85), le spectre de l'onde injectée dans le résonateur subit trois transformations avant que l'impulsion ne soit éjectée par le polariseur P2. Le premier effet est un élargissement de la largeur spectrale de l'onde créé par le dispositif d'injection. Puisque la durée de l'impulsion découpée est $2L/c$, l'élargissement du spectre associé $\Delta\nu$ est de l'ordre de $c/2L$. Les conditions de propagation dans le résonateur créent une deuxième modification du spectre. Seuls les modes propres du résonateur peuvent se propager. La largeur spectrale de l'onde injectée étant de $c/2L$, la lumière contenue dans la cavité est donc composée de seulement un ou deux modes longitudinaux. Enfin, le dernier effet sur le spectre est causé par le dispositif d'éjection de l'impulsion dont la durée est inférieure à $2L/c$. L'onde issue de l'amplificateur est donc composée de un ou deux modes spectraux de largeur $\Delta\nu' = c/2L$ correspondant à l'intervalle spectral libre. Nous obtenons donc, en sortie de l'amplificateur régénératif, une impulsion non modulée dans le temps et dont la largeur spectrale est de l'ordre de $c/2L$.

Une analyse spectrale du train d'impulsion observé derrière un des deux miroirs a été effectuée à l'aide d'un interféromètre de Fabry-Pérot. Les résultats de cette analyse sont représentés sur la figure 86. Il apparaît effectivement que un ou deux modes seulement se propagent dans le résonateur "esclave" après l'injection.

II.3. 6 - Répartition spatiale de l'énergie.

Nous pouvons facilement limiter la section de l'amplification en plaçant un diaphragme dans la cavité. Il est évident que l'énergie de l'impulsion éjectée est plus importante quand la section du milieu à gain augmente. Nous avons obtenu 160 mJ en sortie de l'amplificateur régénératif à Nd:YAG lorsqu'aucune ouverture ne limitait spatialement le gain (Figure 87). Ce dernier était donc seulement limité par le diamètre du barreau ($\phi = 7\text{mm}$), mais la répartition spatiale de l'énergie était malheureusement très modulée, provoquant des surintensités locales dans le faisceau. Ce type de profil n'est pas observé quand le laser fonctionne en mode déclenché.

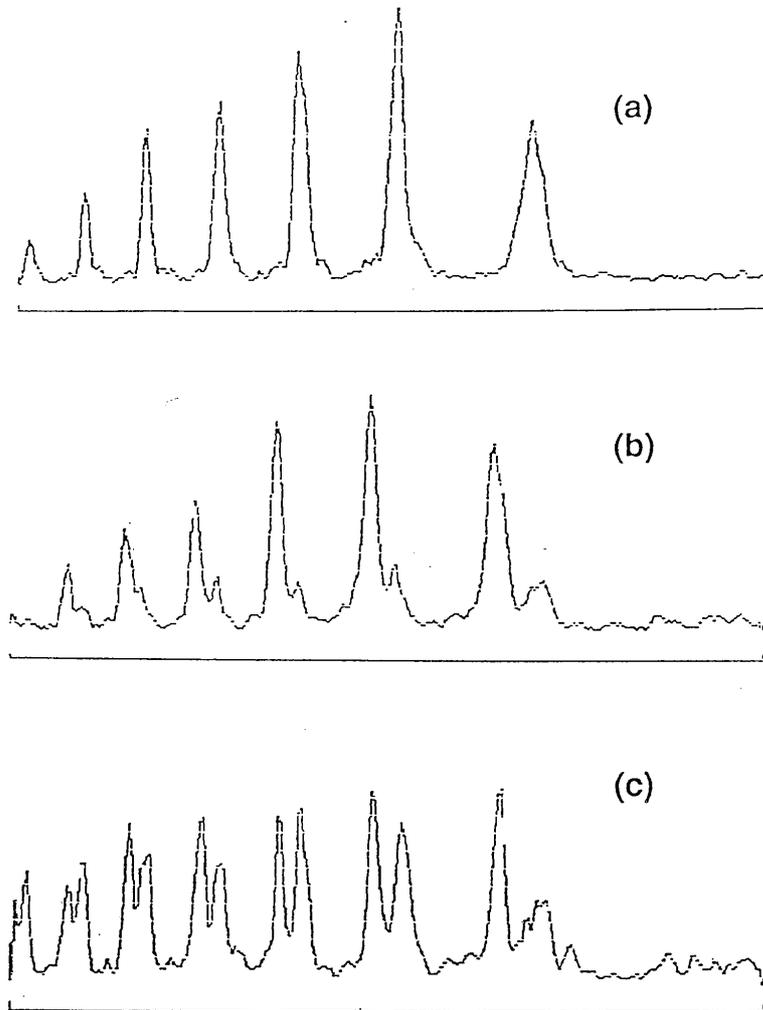


Figure 86 : coupe transversale du réseau d'anneaux observé derrière un interféromètre de Fabry-Perot. Trois spectres différents peuvent être observés :
(a) : un seul mode longitudinal ;
(b) : deux modes d'intensités inégales ;
(c) : deux modes d'intensités égales.

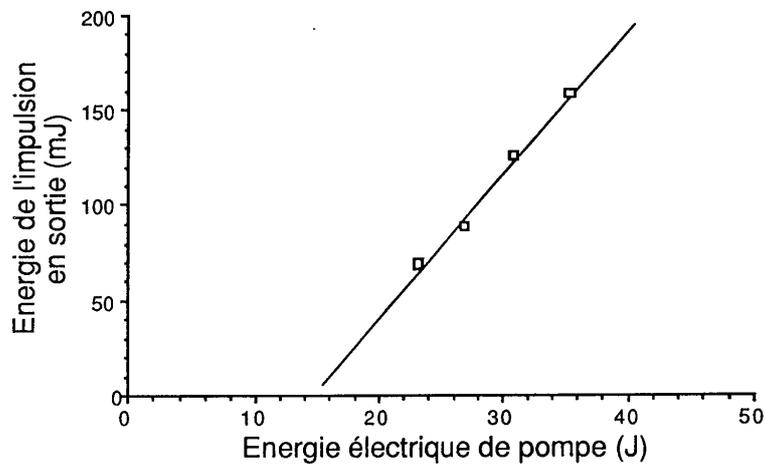


Figure 87 : énergie de l'impulsion en sortie de l'amplificateur régénératif Nd:YAG lorsque l'amplification a lieu sur toute la section du barreau ($\phi = 7 \text{ mm}$).

Il est difficile d'interpréter le profil spatial des impulsions que nous obtenons sans aborder succinctement la notion de modes transverses d'un résonateur optique. Toute onde limitée dans l'espace est soumise à la diffraction qui a pour effet de modifier son profil spatial au cours de la propagation. Un mode transverse associé à un résonateur peut être défini comme une onde dont la répartition spatiale de l'amplitude reste inchangée après un aller et retour dans la cavité. On montre [51] que les profils spatiaux de ces différents modes peuvent être décrits mathématiquement par des familles de polynômes particuliers : les polynômes d'Hermite en symétrie rectangulaire et les polynômes de Laguerre en symétrie circulaire.

L'ensemble des modes transverses de la cavité constitue une base vis à vis de n'importe quel profil spatial. En particulier, l'onde injectée peut être représentée comme une combinaison linéaire de modes transverses de la cavité "esclave".

On montre par ailleurs, que les fréquences des modes longitudinaux associés à chacun des modes transverses, sont donnés par la relation suivante [51] :

$$v_{q,m,n} = \frac{c}{2L} \left[(q+1) + \frac{1}{\pi} (m+n+1) \arccos \sqrt{(1-L/R_1)(1-L/R_2)} \right] \quad (\text{II.67})$$

où q est un entier relatif au mode longitudinal et où m et n sont deux entiers désignant l'ordre du mode transverse considéré. L , R_1 et R_2 représentent respectivement la longueur de la cavité et les rayons de courbure des miroirs M_1 et M_2 .

Les ensembles de fréquences des modes longitudinaux sont donc différents d'un mode transverse à l'autre (figure 88).

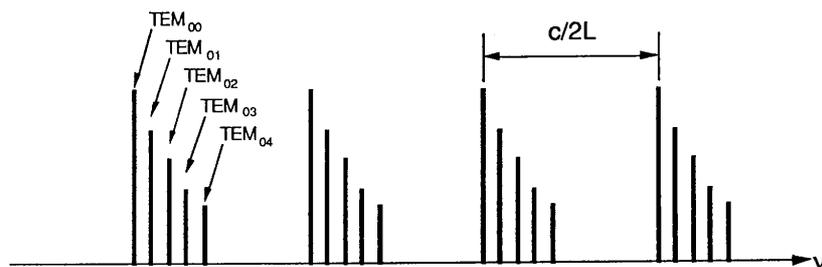


Figure 88 : répartition en fréquence des modes longitudinaux associés aux différents modes transverse.

Nous avons vu, dans le paragraphe précédent, que les phases des différents modes longitudinaux sollicités par l'onde injectée, ne sont pas indépendantes entre elles. De la même manière, les phases des divers modes transverse mis en jeu ne sont pas quelconques. Nous pouvons parler de "blocage de modes transverse". Ce phénomène explique les fortes modulations que nous obtenons dans le profil spatial de l'impulsion éjectée. Si le laser est déclenché sans injection, les modulations spatiales disparaissent car les différences de phases entre les modes transverse sont dans ce cas aléatoires.

Le profil spatial de l'onde extraite est grandement amélioré lorsque le diamètre du gain est limité par un diaphragme d'environ 1 mm de diamètre. Dans cette configuration, seul le mode fondamental TEM_{00} peut se propager dans la cavité. Les effets d'interférences entre modes spatiaux disparaissent puisqu'il n'y a plus qu'un seul mode transverse dans le résonateur. L'énergie des impulsions extraites se limite cependant à une dizaine de millijoules dans cette configuration.

La situation idéale pour obtenir davantage d'énergie avec un profil spatial correct, est d'avoir un mode TEM_{00} dont la section est équivalente à celle du barreau. Le diamètre du mode fondamental de la cavité peut être augmenté en optimisant les rayons de courbure des miroirs M_1 et M_2 . Le fait de fonctionner en régime impulsionnel permet par ailleurs d'utiliser des cavités instables [52]. La dimension du mode

obtenu par ces méthodes reste cependant modeste et nous sommes loin d'extraire l'énergie correspondant au fonctionnement multimode.

Nous avons obtenu des impulsions de 50 mJ, avec un profil spatial non modulé, en adoptant une cavité de type SFUR (Self Filtering Unstable Resonator) [53]. Cette configuration est un résonateur confocal avec un diaphragme situé au foyer commun des deux miroirs (figure 89). Avec cette méthode, il est possible d'obtenir un volume du mode important dans le barreau mais une grande partie de l'énergie extraite du milieu amplificateur est perdue par filtrage sur le diaphragme.

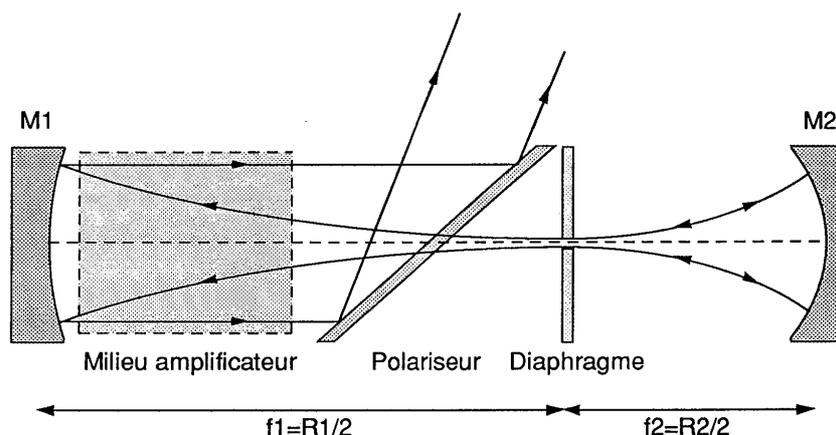


Figure 89 : principe de la cavité instable auto-filtrante (SFUR)

L'utilisation de miroirs dont la réflectivité est à profil gaussien [54] ou supergaussien [55] permet également d'augmenter considérablement la dimension du mode fondamental de la cavité (figure 90). Aujourd'hui, ce type de miroirs équipe couramment un bon nombre de laser Nd:YAG déclenchés [56,57]. Pour ces applications, les coefficients de réflexion au centre des miroirs gaussiens ou supergaussiens sont généralement assez faibles (quelques dizaines de %). Or, notre dispositif nécessite des miroirs dont le coefficient de réflexion au centre soit de 100%. Ces spécifications ne sont pas réalisables actuellement mais les progrès dans le domaine des dépôts de couches minces nous permettent d'espérer utiliser cette méthode dans le futur.

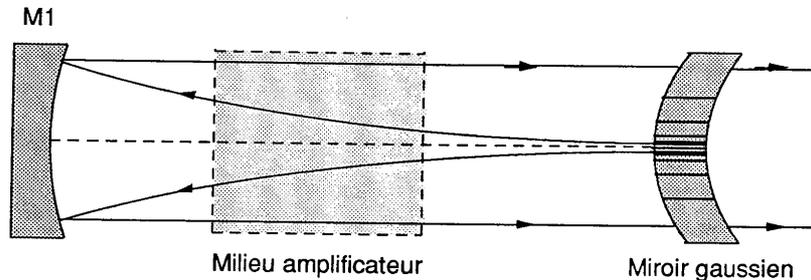


Figure 90 : principe du résonateur à miroir gaussien.

II.4 - Conclusion.

Nous avons consacré l'essentiel de ce chapitre à l'étude d'un système permettant de produire des impulsions nanosecondes de forte énergie et de largeur spectrale réduite. Le principe de ce dispositif - que nous avons appelé RACDIM - se situe à la frontière de l'amplification régénérative d'impulsions brèves [22,36] et de l'injection classique [46,58]. Nous avons par ailleurs démontré qu'un asservissement de la longueur de la cavité "esclave" n'était pas nécessaire comme dans le cas des résonateurs continûment injectés [46,58].

Nos premières expérimentations ont été réalisées avec un oscillateur Nd:YAG. Des impulsions de 160 mJ ont été produites avec des durées variant de 2 à 8 ns. Par principe, la largeur spectrale associée à ces impulsions est de l'ordre de l'intervalle spectral libre ($c/2L$) de la cavité "esclave", soit environ 100 MHz.

Nous avons ensuite testé le principe d'affinement spectral par injection d'un faisceau quasi-monochromatique dans un oscillateur alexandrite sans pour autant utiliser le dispositif d'éjection propre au système RACDIM. 200 mJ de lumière accordable entre 745 et 766 nm ont été extraits par cette méthode lorsque l'énergie de pompage du barreau était de 100 J (figure 91).

La large bande spectrale d'émission de l'alexandrite fait de ce matériau un bon candidat pour l'amplification d'impulsions ultra-brèves. C'est la raison pour laquelle nous nous sommes intéressés à l'injection d'impulsions dans un oscillateur alexandrite. La section efficace de ce matériau est malheureusement très faible et son utilisation est rendue très contraignante par le fait que le barreau doit être chauffé pour obtenir l'effet laser. L'utilisation de l'alexandrite pour l'amplification

d'impulsions ultra-brèves semble donc moins intéressante, d'autant plus qu'un autre matériau à très large bande spectrale d'émission a fait son apparition au cours des années 80 : le saphir dopé au titane. Nous décrirons, dans le chapitre III, les résultats obtenus avec un amplificateur régénératif (de type RACDIM) dans le saphir dopé au titane.

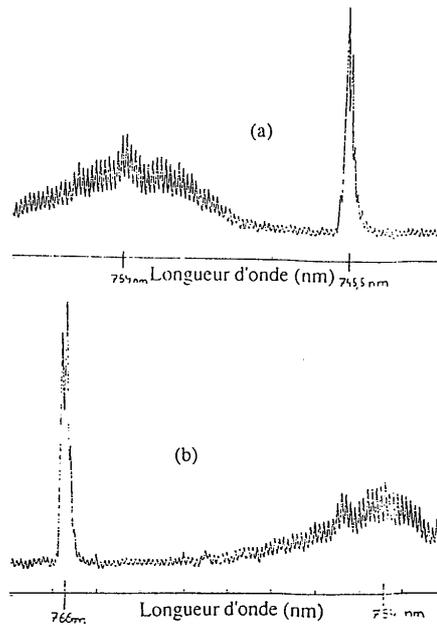


Figure 91 : spectre du train d'impulsions issu de l'amplificateur à alexandrite :

(a) : injection à 745 nm ;

(b) : injection à 766 nm.

Dans les deux cas, nous sommes au seuil de l'injection car le spectre large de l'émission en mode déclenché fait son apparition.

Chapitre III :

AMPLIFICATION DANS
LE SAPHIR DOPE AU TITANE

Chapitre III :

AMPLIFICATION DANS LE SAPHIR DOPÉ AU TITANE

III.1- Introduction

Le monde des lasers à solides a récemment vu naître un matériau aux propriétés étonnantes : le saphir dopé au titane. Depuis ces dix dernières années, ce nouveau-né motive un grand nombre de domaines de recherche, en particulier la production d'impulsions brèves, la spectroscopie à haute résolution ou encore divers types de transmissions.

Le laboratoire d'optique non linéaire de l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée ainsi que l'entreprise B.M.Industries spécialisée dans les lasers à solides, ont groupé leurs efforts pour étudier ce matériau très prometteur. Il semble que le saphir dopé titane soit le candidat idéal pour réaliser l'amplification, voire même la production, d'impulsions ultrabrèves. Les propriétés laser ainsi que les caractéristiques physiques de ce milieu solide en font par ailleurs un matériau très attirant pour de nombreuses applications susceptibles de stimuler le développement de laser à saphir dopé titane.

Dans ce dernier chapitre, une mesure de l'énergie de saturation du saphir dopé titane viendra compléter la présentation des différentes caractéristiques de ce matériau. Puis nous présenterons les performances de deux types d'oscillateurs réalisés avec ce milieu laser. Enfin, cette étude s'achèvera par l'analyse de plusieurs amplificateurs qui nous ont permis d'une part d'obtenir des faisceaux lumineux accordables et très fins spectralement et d'autre part d'amplifier des impulsions ultrabrèves.

III.2 - Présentation du saphir dopé titane

L'étude du saphir dopé titane a commencé dans les années soixante mais ce n'est qu'en 1982 que P. F. Moulton annonce la réalisation du premier laser utilisant ce matériau [59]. Les propriétés optiques de ce cristal en font alors un milieu laser très prometteur. Sa bande spectrale d'émission s'étend de 670 à 1100 nm ce qui correspond à une accordabilité environ huit fois supérieure à celle des colorants. D'autres plages de longueurs d'ondes, correspondant également à l'émission des lasers à colorants, peuvent être atteintes par génération d'harmoniques. Le laser à saphir dopé titane, dont la maintenance est pratiquement inexistante, semble donc être un bon candidat pour remplacer un bon nombre de lasers à colorants.

La large bande d'absorption de ce cristal permet d'effectuer un pompage optique avec des sources lumineuses très variées (continues ou impulsives). De ce fait, plusieurs modes de fonctionnement ont été envisagés pour les oscillateurs à saphir dopé titane.

Suivant le mode de pompage utilisé, le saphir dopé titane peut fonctionner en mode continu ou impulsif. Nous reviendrons plus loin sur les différentes méthodes de pompage et les applications éventuelles de ces sources.

III.2.1- Composition et cristallinité

Le saphir dopé titane est composé d'une matrice d'alumine (Al_2O_3) appelée également saphir, dans laquelle quelques ions Al^{3+} ont été remplacés par des ions titane Ti^{3+} . La structure cristallographique de Al_2O_3 est hexagonale rhomboédrique de type corindon (Figure 92). Notons que le saphir dopé titane possède la même structure que le rubis. Dans ce dernier, ce sont des ions chrome Cr^{3+} qui remplacent quelques ions Al^{3+} dans l'alumine.

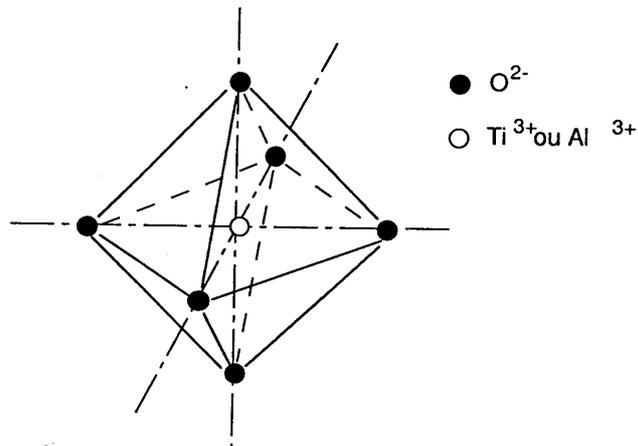


Figure 92 : structure du saphir dopé titane.

Le saphir présente des propriétés physiques remarquables (voir tableau 6). C'est un matériau très dur, chimiquement stable et sa conductivité thermique est excellente. Il possède un axe de symétrie d'ordre 3 appelé axe c. Il est biréfringent uniaxe : le rayon ordinaire est polarisé perpendiculairement à l'axe c (polarisation σ), le rayon extraordinaire est polarisé parallèlement à l'axe c (polarisation π).

Il existe plusieurs méthodes de fabrication pour le saphir dopé au titane. Voici les trois modes d'obtention les plus fréquents :

La méthode de l'échangeur thermique (méthode HEM) : elle est basée sur la solidification dirigée d'un mélange, obtenue en contrôlant le gradient de température dans le four par un échangeur de chaleur.

La méthode Czochralski [60] : ce procédé consiste à tremper un germe monocristallin dans le matériau en fusion, puis à le retirer lentement au fur et à mesure de la cristallisation sur le germe. Il s'agit certainement de la méthode de fabrication la plus courante mais aussi la plus coûteuse.

La méthode du chalumeau Verneuil [61] : le mélange de poudre (alumine et oxyde de titane) est entraîné par un courant d'oxygène dans la flamme du chalumeau et vient se déposer à l'état monocristallin sur une tige porte-germe. La croissance se déroule en abaissant la tige par

superposition des grains de fusion. Cette méthode permet de produire rapidement et à faible coût, des cristaux de bonne qualité.

D'autres méthodes de fabrication sont également employées mais elles restent marginales comparées aux précédentes [62,63].

Nom usuel	Néodyme : YAG	Alexandrite	Titane : saphir
Formule chimique	$\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	$\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$	$\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$
Indice de réfraction	1,82 (1,06 μm)	1,73 (750 nm)	1,76 (800 nm)
Densité (g/cm ³)	4,56	3,69	3,99
Point de fusion (C°)	1970	1870	2045
Conductibilité thermique (W/m.K)	13	23	33-35
Expansion thermique (K ⁻¹)	$7,5 \cdot 10^{-6}$	$6-7 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$
dn/dT	$7,3 \cdot 10^{-6}$	$8-9 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$
Longueur d'onde d'émission (nm)	1064	700-820	660-1100
Section efficace d'émission stimulée (cm ²)	$6,5 \cdot 10^{-19}$	$1-5 \cdot 10^{-20}$	$2,1 \cdot 10^{-19}$
Durée de fluorescence (μs)	230	260	3,1

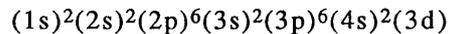
Tableau 6 : propriétés physiques, thermiques et optiques du Nd:YAG, de l'alexandrite et du saphir dopé titane.

L'oxyde de titane Ti_2O_3 est peu miscible dans l'alumine Al_2O_3 ce qui explique les faibles concentrations obtenues en ions Ti^{3+} dans le saphir dopé titane (entre 0,05% et 0,15% en poids de titane). Par ailleurs, les cristaux fortement dopés (environ 0,2% en poids de titane) présentent davantage d'anomalies du point de vue optique. Il semble donc préférable de se limiter à des cristaux peu concentrés.

III.2.2- Spectroscopie

Répartition des niveaux électroniques

L'atome de titane fait partie des éléments de transition et l'ion Ti^{3+} possède 19 électrons répartis en couches de la manière suivante :



La structure électronique présente donc des couches complètes et un électron 3d célibataire. C'est cet électron unique qui va déterminer les propriétés optiques et spectroscopiques de Ti^{3+} dans la matrice Al_2O_3 .

L'ion Ti^{3+} libre possède donc un niveau d'énergie 2D dix fois dégénéré (Figure 93). Lorsque cet ion remplace un ion Al^{3+} dans la matrice d'alumine, il se trouve dans un site octaédrique et subit alors l'effet du champ cristallin. Ce champ peut être considéré comme étant la superposition d'un champ à symétrie cubique et d'un champ à symétrie trigonale. La composante du champ à symétrie cubique est plus influente et lève partiellement la dégénérescence du niveau 2D . On obtient alors un niveau fondamental ${}^2T_{2g}$ six fois dégénéré et un niveau excité 2E_g quatre fois dégénéré. Le champ à symétrie trigonale clive le niveau fondamental ${}^2T_{2g}$ en deux niveaux 2A_1 et 2E . Le niveau 2E est ensuite dédoublé par l'effet du couplage spin-orbite. De la même manière, le niveau excité 2E_g se dédouble par effet Jahn-Teller. On obtient donc cinq niveaux d'énergie distincts doublement dégénérés.

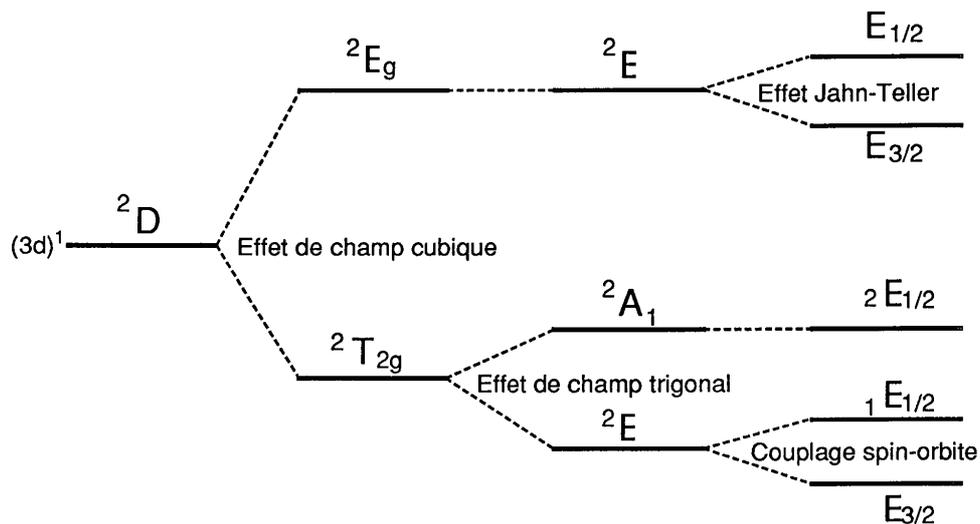


Figure 93 : répartition des niveaux d'énergie électroniques de Ti^{3+} dans Al_2O_3 .

Notons que l'ion Ti^{3+} ne comprend qu'un seul niveau excité 2E_g . Par conséquent, il est impossible que la lumière de pompe ou bien celle engendrée par le saphir dopé titane lui-même, soit absorbée à partir du niveau excité 2E_g . Ceci est un point très positif pour ce matériau laser qui permet de s'affranchir des effets parasites créés généralement par des absorptions à partir de l'état excité.

Spectre d'absorption

La première mesure de l'énergie de la transition entre les états ${}^2T_{2g}$ et 2E_g a été effectuée par McClure en 1962 [64]. Le saphir dopé titane présente une bande d'absorption importante autour de 19000 cm^{-1} (526 nm) se décomposant en fait en une double bande dont les maxima sont à 17987 cm^{-1} (555,9 nm) et 20476 cm^{-1} (488,4 nm) avec des largeurs respectives de 921 cm^{-1} (28,5 nm) et 1295 cm^{-1} (30,9 nm) à 77 K. Ces deux bandes d'absorption s'expliquent par le clivage du niveau supérieur de la transition par effet Jahn-Teller. A 300 K, le spectre d'absorption du saphir dopé titane s'étend de 450 à 600 nm [61] (Figure 94). Le saphir dopé titane étant anisotrope, l'intensité de l'absorption n'est pas la même selon que la composante du champ électromagnétique est parallèle (polarisation π) ou perpendiculaire (polarisation σ) à l'axe optique du cristal.

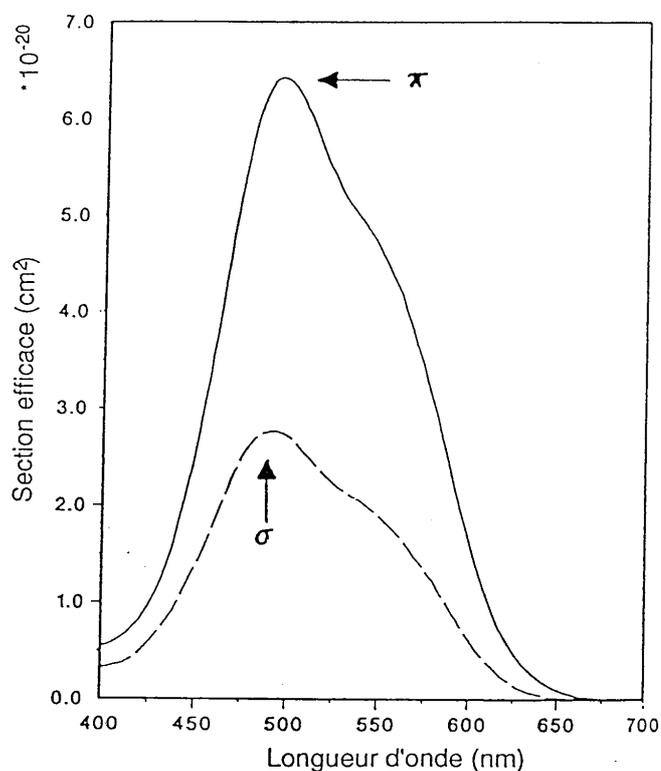


Figure 94 : Spectre d'absorption de $Ti^{3+}:Al_2O_3$ pour la transition ${}^2T_{2g} \rightarrow {}^2E_g$ (d'après [4])

Spectre de fluorescence

Le spectre de fluorescence de la transition ${}^2E_g \rightarrow {}^2T_{2g}$ s'étend de 650 à 1100 nm [4] (Figure 95). De même que pour l'absorption, l'intensité de l'émission dépend de la polarisation du champ électromagnétique. La valeur précise de la section efficace d'émission stimulée est très délicate à mesurer. C'est pour cette raison que de nombreuses valeurs très différentes sont annoncées dans la littérature. Une mesure de l'énergie de saturation de $Ti^{3+}:Al_2O_3$ nous a permis de fixer la section efficace de l'émission stimulée à $2,1 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ à 770 nm [7]. Nous reviendrons plus loin sur les conditions expérimentales de cette mesure.

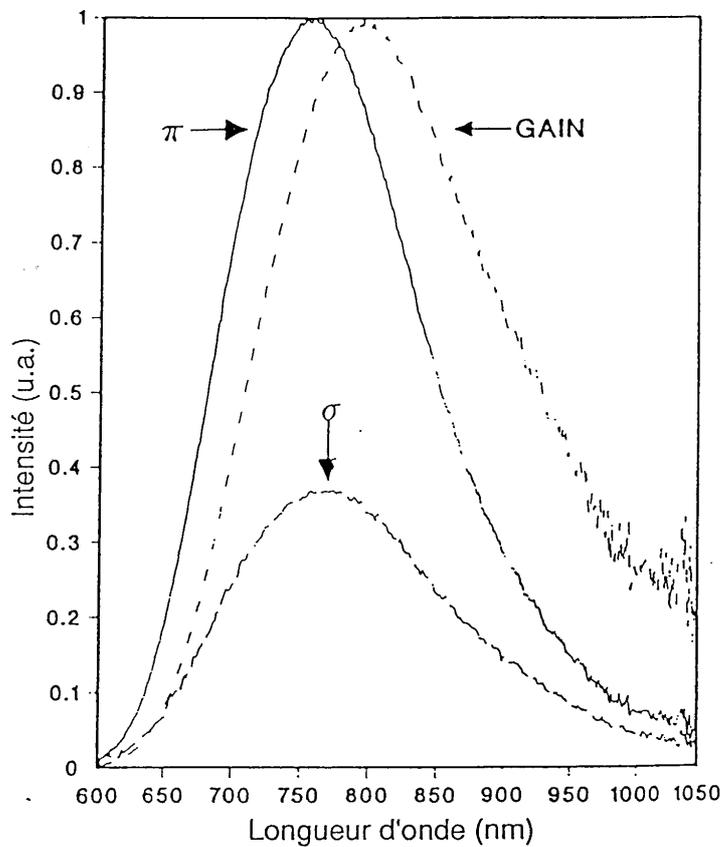


Figure 95 : Spectres de fluorescence et de gain de $Ti^{3+}:Al_2O_3$ pour la transition ${}^2E_g \rightarrow {}^2T_{2g}$ (d'après [4])

Spectre d'absorption résiduelle

Une mesure plus fine du spectre d'absorption du saphir dopé titane révèle une faible absorption résiduelle autour de 800 nm (figure 96). Cette absorption dont la longueur d'onde correspond à celle du spectre de fluorescence est très gênante pour l'émission laser. Elle constitue des pertes non négligeables qui limitent sérieusement le rendement des oscillations laser. L'origine de ces pertes est mal connue et a fait l'objet de nombreux travaux [65]. Des paires d'ions $Ti^{3+}-Ti^{4+}$ dans la matrice peuvent être à l'origine de cette absorption parasite. La présence d'ions Ti^{3+} en position interstitielle est également envisagée pour expliquer ces pertes.

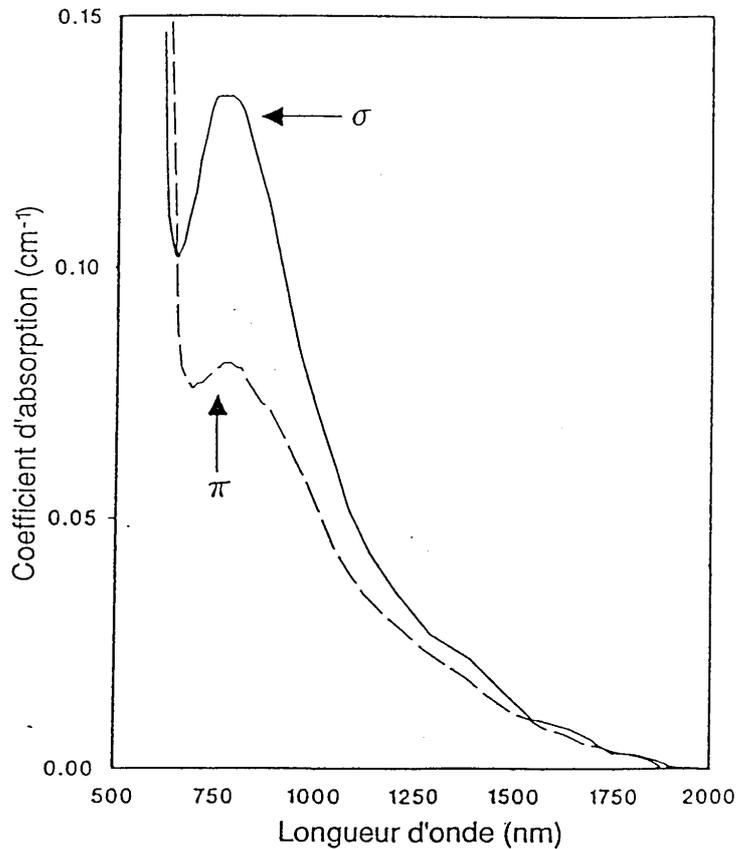


Figure 96 : Spectre d'absorption résiduelle de $Ti^{3+}:Al_2O_3$ (d'après [4])

La qualité d'un cristal de saphir dopé titane est habituellement exprimée à partir d'un paramètre appelé "figure de mérite" (FOM : "Figure Of Merit"). Cette grandeur est définie comme le rapport entre les coefficients d'absorption $\alpha(\text{cm}^{-1})$ à 490 et à 800 nm :

$$\text{FOM} = \frac{\alpha_{490}}{\alpha_{800}}. \quad (\text{III.1})$$

Aujourd'hui, la plupart des fabricants de saphir dopé titane annoncent des figures de mérite supérieures à 200. Il est très difficile de contrôler ces valeurs tant les coefficients d'absorption à 800 et à 490 nm sont différents. L'absorption autour de 800 nm dans un barreau de 150 mm (Union Carbide) est représentée sur la figure 97. Ces résultats ont été obtenus en mesurant la transmission du barreau à différentes longueurs d'onde issues d'un oscillateur $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$. Ces mesures révèlent des pertes très importantes autour de la longueur d'onde de fluorescence.

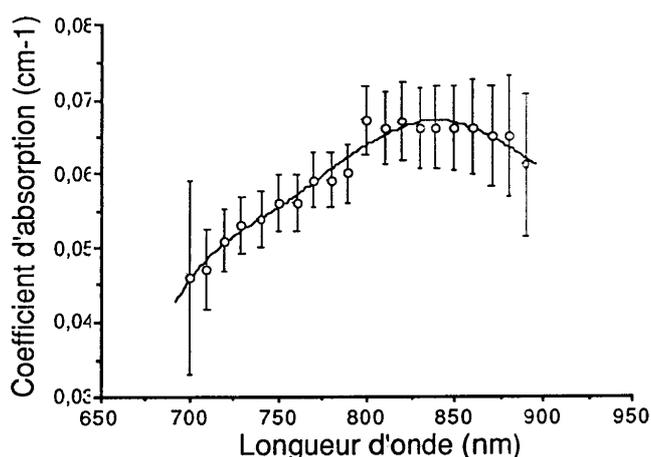


Figure 97 : mesure du coefficient d'absorption α autour de 800 nm dans un barreau de saphir dopé titane de 150 mm de long.

Transitions optiques vibroniques

La largeur des bandes d'absorption et de fluorescence de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ est liée à la nature vibronique des transitions mises en jeu. Le saphir dopé titane peut être assimilé à un matériau laser à quatre niveaux (voir chapitre I, paragraphe I.2.2) dans lequel les transitions

intermédiaires sont de type vibrationnel. En effet, une partie de l'énergie de pompe est dissipée sous forme de phonons dans la matrice Al_2O_3 .

La figure 98 représente le diagramme de configuration de l'ion Ti^{3+} dans le cas où une seule coordonnée généralisée est portée sur l'axe des abscisses. Les paraboloïdes représentent l'énergie d'un niveau électronique donné (${}^2\text{T}_{2g}$ ou ${}^2\text{E}_g$) en fonction de la position de l'ion (coordonnée Q) dans son site. Les traits horizontaux correspondent aux différents niveaux de vibration accessibles à l'ion.

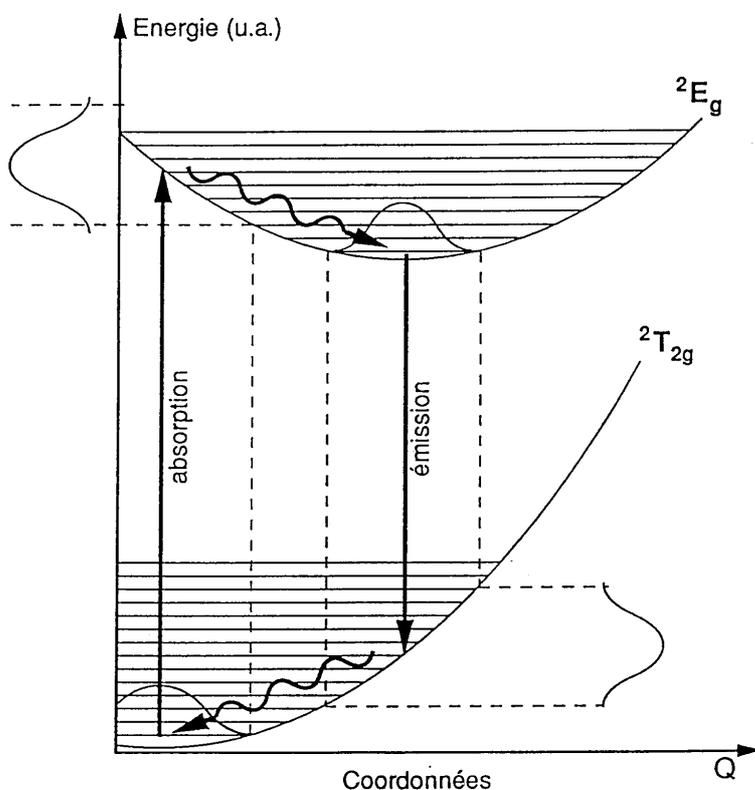


Figure 98 : diagramme de configuration de l'ion Ti^{3+} dans le cristal de saphir

Lorsque l'ion Ti^{3+} n'est pas excité, il est à son niveau d'énergie le plus bas (niveau ${}^2T_{2g}$ et vibration minimum). Le pompage optique a pour effet de porter l'ion dans son état électronique excité 2E_g . Plusieurs niveaux de vibrations peuvent être atteints par l'ion dans son état excité, ce qui explique la très large bande d'absorption du saphir dopé titane.

Après l'absorption d'un photon de pompe, l'ion Ti^{3+} libère rapidement une partie de son énergie sous forme de vibration dans le cristal. L'ion se retrouve ensuite dans le niveau vibrationnel élémentaire du niveau excité 2E_g . La désexcitation vers le niveau électronique ${}^2T_{2g}$ se fait par voie optique. Il s'agit de la fluorescence que nous observons. De la même manière que l'absorption, l'émission peut se faire sur une très large gamme de longueur d'onde en raison des nombreux niveaux de vibrations accessibles sur le niveau ${}^2T_{2g}$. L'ion retrouve enfin son état fondamental après l'émission de phonons vers le cristal.

En résumé, le fort couplage électron-phonon existant entre l'ion Ti^{3+} et le cristal est à l'origine de la largeur des spectres d'absorption et d'émission du saphir dopé titane. Notons que le décalage entre la bande d'absorption et la bande de fluorescence est dû au fait que la position moyenne de l'ion est différente selon que celui-ci se trouve dans son état fondamental ou dans son état excité.

III.2.3- Le pompage optique

En raison de sa très large bande d'absorption, plusieurs modes de pompage sont envisageables pour réaliser l'inversion de population dans le saphir dopé titane.

Le pompage continu

Le cristal peut être pompé par un laser à argon dont les raies d'émission se situent au maximum de la bande d'absorption de $Ti:Al_2O_3$. De nombreux lasers utilisant ce mode de pompage ont été réalisés depuis 1986 [66-68]. Mentionnons en particulier la réalisation d'un laser à saphir dopé titane délivrant 43 W de lumière continue à l'aide de quatre lasers argon de 26 W chacun [69]. Notons également la réalisation de lasers $Ti:Al_2O_3$ monomodes continus accordables dans l'infra-rouge [70].

Le pompage par laser argon continu est également utilisé pour les oscillateurs à saphir dopé titane à modes bloqués [71]. Ceux-ci ont révolutionné le monde des impulsions brèves depuis ces deux dernières

années. Ils permettent aujourd'hui de produire des faisceaux de quelques centaines de milliwatts composés d'impulsions de moins de cent femtosecondes avec des oscillateurs extrêmement simples.

Le pompage continu peut aussi être effectué par la seconde harmonique d'un laser Nd:YAG pompé par diodes. Quelques lasers de ce type ont fait récemment leur apparition [72,73]. Ils fonctionnent avec de très bons rendements et présentent l'avantage de n'utiliser que des matériaux solides.

Le pompage impulsionnel

La deuxième harmonique (532 nm) d'un laser Nd:YAG est la source la plus communément employée pour pomper le saphir dopé titane en régime impulsionnel [74]. De nombreux produits délivrant jusqu'à 100 mJ de lumière infra-rouge accordable ont d'ailleurs fait récemment leur apparition sur le marché du laser.

Un laser Nd:YLF doublé en fréquence (527 nm) a également été utilisé pour le pompage d'un cristal $Ti:Al_2O_3$ [75]. Cette méthode permet d'obtenir des impulsions à forte cadence (1 kHz).

Le laser à vapeur de cuivre, dont l'émission se situe à 511 et 578 nm, peut également servir de pompe pour le saphir dopé titane [76]. Des impulsions de l'ordre du millijoule peuvent être produites avec de fortes cadences (5,5 kHz) grâce à cette méthode.

Enfin, citons le pompage par laser à colorant impulsionnel [77,78] qui permet d'obtenir des impulsions de très fortes énergies accordables dans le proche infra-rouge.

Le pompage par lampes flashes

Les propriétés thermomécaniques du saphir dopé titane en font un matériau particulièrement adapté au pompage par lampes flashes [79,80]. Le développement de ces sources reste néanmoins limité car deux difficultés essentielles doivent être surmontées : la première est que la durée de vie de l'état excité de $Ti:Al_2O_3$ (voir figure 99) impose aux flashes d'avoir une durée comparable. Les lampes sont alors très sollicitées ce qui a pour effet de limiter sérieusement leur durée de vie. La deuxième difficulté découle de la première : les fortes densités de courant auxquelles les lampes sont soumises entraîne un décalage de

leur spectre d'émission vers l'ultra-violet. Par conséquent, le recouvrement entre la bande d'émission des lampes et la bande d'absorption du saphir dopé titane n'est plus optimal. Le rendement du pompage optique se trouve donc sérieusement affecté. L'émission d'ultra-violet présente par ailleurs un danger pour le cristal. L'apparition irréversible de centres colorés peut en effet avoir lieu. Une solution consiste alors à placer un colorant organique entre les lampes et le cristal de sorte à convertir le rayonnement ultra-violet en lumière qui puisse être absorbée par le saphir dopé titane [81].

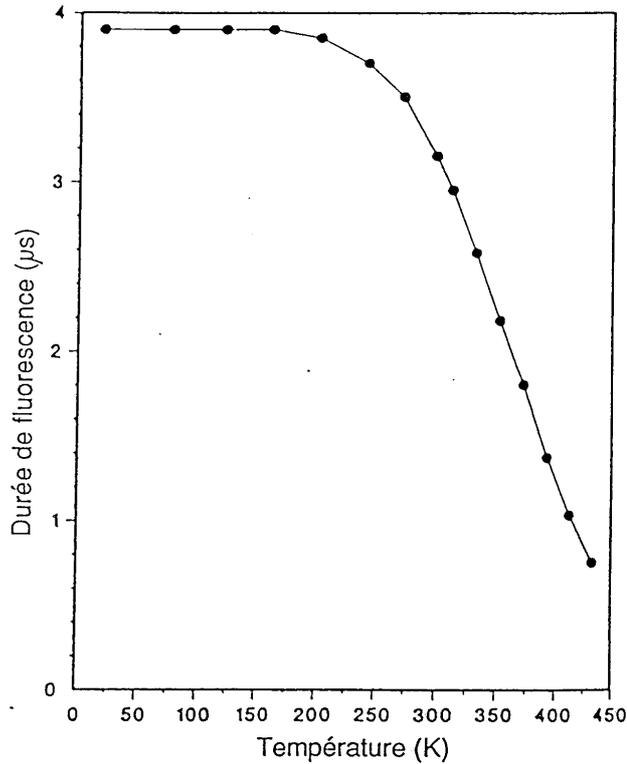


Figure 99 : durée de fluorescence de la transition ${}^2E_g \rightarrow {}^2T_{2g}$ en fonction de la température (d'après [4]).

Mentionnons également une méthode originale pour exciter le saphir dopé titane qui fut utilisée auparavant pour les colorants [82]. La source lumineuse de pompage est un plasma dense entourant le barreau

laser. Des impulsions de 0,5 J sur 2 μ s ont été extraites par cette méthode [83]. La technologie complexe de ce type de dispositif en fait tout de même un procédé marginal.

III.2.4- Les applications

En raison de ses propriétés remarquables, les applications du laser à saphir dopé titane sont bien entendu multiples et très variées. Nous nous limiterons à n'en citer que quelques unes :

- la spectroscopie à haute résolution est très intéressée par l'apparition du laser saphir dopé titane monomode accordable sur plusieurs centaines de nanomètres. Notons par ailleurs que d'autres bandes d'accordabilité peuvent être atteintes grâce à de nombreux mécanismes non-linéaires (génération d'harmoniques, addition de fréquences, oscillations paramétriques,...),

- les télécommunications par fibres pour lesquelles les longueurs d'onde d'atténuation minimale se situent dans la bande d'émission de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$,

- la séparation isotopique attend également la réalisation de sources accordables de forte puissance,

- le LIDAR (RADAR optique) est intéressé pour la détection à distance d'espèces atmosphériques et la mesure de paramètres météorologiques. Certaines longueurs d'onde d'absorption de l'eau (727-940 nm) et de l'oxygène (760 nm) peuvent être atteintes par l'émission du laser à saphir dopé titane. La possibilité de réaliser des systèmes compacts, entièrement à base de matériaux solides et présentant de bons rendements, renforce l'intérêt du laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ pour réaliser des systèmes embarqués,

- les bandes d'absorption de certains semi-conducteurs se situent également dans la gamme de longueurs d'onde émises par $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$. Cette source présente donc un intérêt certain pour l'étude de matériaux électroniques tels que GaAs et InP,

- la médecine utilise aussi des sources accordables dans l'infrarouge,

- enfin, n'oublions pas la fusion thermonucléaire qui est très intéressée par la production d'impulsions ultra-brèves avec de fortes

énergies. Or, le saphir dopé titane est un très bon candidat pour la production et l'amplification d'impulsions brèves et c'est d'ailleurs pour cette raison que nous nous sommes intéressés à ce milieu laser.

III.3- Mesure de l'énergie de saturation

L'analyse théorique du chapitre I, concernant l'amplification lumineuse dans les milieux laser, a mis en évidence l'importance de l'énergie de saturation pour l'évaluation de systèmes amplificateurs. Aussi, avant d'utiliser le saphir dopé titane dans notre dispositif d'amplification régénérative, nous avons voulu en savoir davantage sur son énergie de saturation. La grande disparité des valeurs publiées par divers auteurs [4,84,85] nous a ensuite motivés pour effectuer une mesure directe de ce paramètre dans $Ti:Al_2O_3$ [7].

III.3.1- Principe de la mesure

La méthode la plus naturelle de mesure de l'énergie de saturation nous a semblé être celle qui consiste à mesurer le gain G d'un amplificateur en fonction de l'énergie incidente E_e . L'allure de la courbe de gain dépend de plusieurs paramètres, en particulier l'énergie E_{sto} stockée dans le milieu et la densité d'énergie de saturation notée J_{sat} . C'est en comparant les courbes obtenues par l'expérience et celles issues du calcul que nous accédons à l'énergie de saturation du saphir dopé titane. La valeur de J_{sat} est celle pour laquelle la théorie et l'expérience sont en meilleur accord.

III.3.2 - Approche théorique

La densité d'énergie J_s en sortie du milieu amplificateur et la densité d'énergie en entrée J_e sont liées par la relation de Frantz et Nodvik [1] de la manière suivante :

$$J_s = J_{sat} \text{Log} \left\{ G_0 \left[\exp(J_e/J_{sat}) - 1 \right] + 1 \right\} \quad (\text{III.2})$$

Une mesure calorimétrique ne nous donne accès qu'à l'énergie contenue dans l'impulsion. Il faut par conséquent intégrer les effets de profils spatiaux dans notre calcul. Nous avons :

$$E_s = J_{sat} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Log} \left\{ G_0(x,y) \left[\exp(J_e(x,y)/J_{sat}) - 1 \right] + 1 \right\} dx dy \quad (\text{III.3})$$

où $J_e(x,y)$ et $J_s(x,y)$ représentent les densités d'énergie au point de coordonnées (x,y) respectivement en entrée et en sortie du cristal. $G_0(x,y)$ désigne le rapport d'amplification à faible signal en un point (x,y) du cristal. Il dépend de l'énergie E_{abs} absorbée par le cristal mais aussi de la dimension du faisceau de pompe. Le rapport d'amplification à faible signal à la longueur d'onde λ_s peut s'exprimer de la manière suivante :

$$G_0(x,y) = \exp \left\{ \frac{2E_{abs}}{\pi w_{xp} w_{yp}} \exp \left(-\frac{2x^2}{w_{xp}^2} - \frac{2y^2}{w_{yp}^2} \right) \frac{\eta \lambda_p}{J_{sat} \lambda_s} \right\} \quad (III.4)$$

λ_p est la longueur d'onde du faisceau de pompe, η représente l'efficacité quantique du système, w_{xp} et w_{yp} désignent les rayons du faisceau de pompe respectivement sur les axes Ox et Oy . Nous avons supposé que les faisceaux de pompe et incident avaient un profil gaussien. Nous verrons plus loin que cette approximation est entièrement justifiée. Par conséquent, la densité d'énergie incidente en chaque point (x,y) peut s'exprimer de la manière suivante en fonction de l'énergie E_e de l'impulsion :

$$J_e(x,y) = \frac{2E_e}{\pi w_{xe} w_{ye}} \exp \left(-\frac{2x^2}{w_{xe}^2} - \frac{2y^2}{w_{ye}^2} \right) \quad (III.5)$$

w_{xe} et w_{ye} désignant les rayons du faisceau en entrée de l'amplificateur suivant les axes Ox et Oy .

Dans les relations (III.4) et (III.5), nous avons pris le soin de différencier la largeur des profils dans le plan d'incidence et dans le plan sagittal. Cette précaution se justifie pleinement par le fait que les deux faisceaux subissent une anamorphose en traversant le cristal de $Ti:Al_2O_3$ dont les faces sont taillées à l'angle de Brewster (figure 100). On montre par ailleurs que le taux d'anamorphose est égal à l'indice du milieu traversé. Les dimensions verticales et horizontales des faisceaux sont donc reliées par les relations suivantes :

$$\frac{w_{xe}}{w_{ye}} = \frac{w_{xp}}{w_{yp}} = n (= 1,76 \text{ pour le saphir}) \quad (III.6)$$

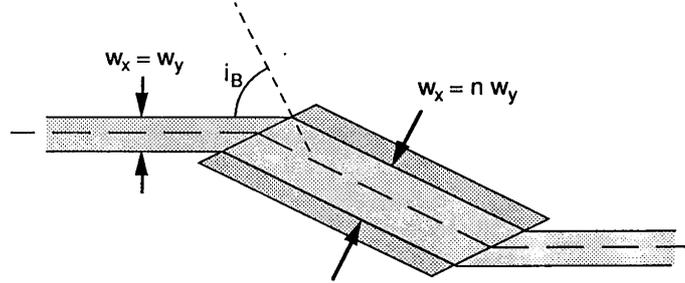


Figure 100 : anamorphose subit par les faisceaux au cours de la traversée du cristal.

La transformation de variables

$$\begin{aligned} x &= n r \cos \theta \\ y &= r \sin \theta \end{aligned} \quad (\text{III.7})$$

nous permet alors d'exprimer (III.3) sous la forme d'une intégrale simple :

$$E_s = 2\pi n J_{\text{sat}} \int_0^{+\infty} r \text{Log} \left\{ G_0(r) \left[\exp(J_e(r)/J_{\text{sat}}) - 1 \right] + 1 \right\} dr \quad (\text{III.8})$$

avec

$$G_0(r) = \exp \left\{ \frac{2E_{\text{abs}}}{\pi w_p} \frac{\eta}{n J_{\text{sat}}} \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \exp \left(- \frac{2r^2}{w_p^2} \right) \right\} \quad (\text{III.9})$$

et

$$J_e(r) = \frac{2E_e}{\pi w_s} \frac{1}{n} \exp \left(- \frac{2r^2}{w_s^2} \right) \quad (\text{II.10})$$

w_p et w_s désignent respectivement les rayons des faisceaux de pompe et incident sans anamorphose.

III.3.3 - Les conditions expérimentales

Le montage expérimental qui nous a permis de réaliser la mesure de l'énergie de saturation dans $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ est représenté sur la figure 101. Nous avons utilisé deux cristaux de saphir dopé titane : le premier servant à engendrer le faisceau sonde et le second étant utilisé en amplification. Ces deux échantillons de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ont été fabriqués suivant la méthode du chalumeau Verneuil par la société suisse Djevahirdjian S.A.. Les faces des deux cristaux ont été taillées à l'angle de Brewster de sorte à minimiser les pertes par réflexion des faisceaux ($i_B \approx 60^\circ$ à 532 et 800 nm pour le saphir dopé titane).

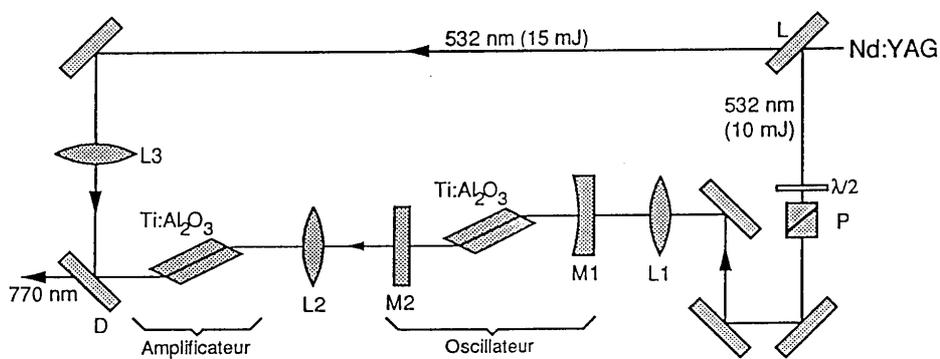


Figure 101 : montage expérimental réalisé pour la mesure de l'énergie de saturation de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$. M1 est un miroir dichroïque ($R = 1$ m). M2 est un miroir plan dont le coefficient de réflexion est de 80% à 770 nm. L1, L2 et L3 sont des lentilles convergentes de longueurs focales respectives 65, 10 et 50 cm. P est un polariseur et D un miroir dichroïque. L désigne une lame partiellement réfléchissante à 532 nm.

La cavité de l'oscillateur était composée d'un miroir concave M1 ($R=1$ m) et d'un coupleur de sortie plan M2 dont la transmission à 770 nm était de 20%. Le cristal était pompé par 10 mJ de lumière verte (532 nm) provenant d'un laser Nd:YAG (modèle B. M. Industries - 503 DNS) doublé en fréquence et produisant des impulsions de 6 ns à une cadence de 50 tirs par seconde. Le cristal de 2,5 cm absorbait 50% de l'énergie de pompe ($\alpha_{\text{abs}} = 0,28 \text{ cm}^{-1}$). L'intensité du pompage pouvait être ajustée grâce à un système d'atténuation composé d'une lame de phase $\lambda/2$ et d'un polariseur situé en amont de l'oscillateur. La figure 102 représente l'énergie des impulsions émises par la cavité en fonction

de l'énergie absorbée par le cristal. Nous avons obtenu un seuil d'oscillation très faible (1,2 mJ) ainsi qu'une pente d'efficacité très élevée ($\Delta E_s/\Delta E_{abs} = 50\%$). Ces résultats nous ont conduit à penser que ces cristaux présentaient une bonne qualité optique. Aucun élément dispersif n'étant disposé dans le résonateur, la longueur d'onde ainsi que la largeur spectrale de l'émission étaient fixées par les caractéristiques des miroirs composant la cavité. Nous avons obtenu une émission centrée sur 770 nm avec une largeur spectrale d'environ 15 nm (figure 103).

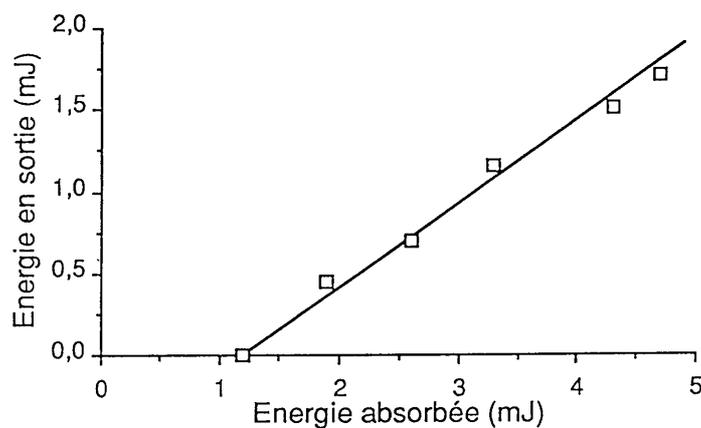


Figure 102 : énergie des impulsions en sortie de l'oscillateur en fonction de l'énergie absorbée par le cristal.

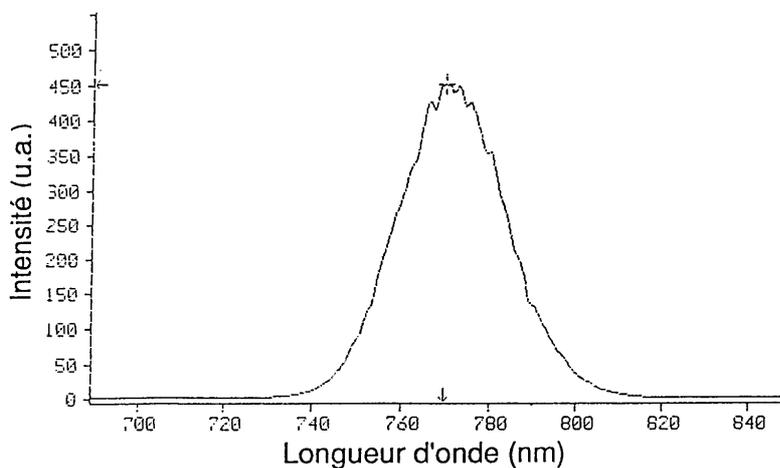


Figure 103 : spectre des impulsions issues de l'oscillateur.

Afin de saturer le gain de l'amplificateur, le faisceau issu de l'oscillateur était focalisé sur le deuxième cristal de saphir dopé titane. Celui-ci était pompé par des impulsions de 15 mJ provenant du laser Nd:YAG doublé en fréquence. 87% de l'énergie de pompage était absorbée dans le cristal long de 2,5 cm ($\alpha_{\text{abs}} = 0,82 \text{ cm}^{-1}$). En revanche, l'absorption à 770 nm était trop faible pour que nous puissions la mesurer. Nous n'avons par conséquent pas pu connaître la figure de mérite de ce cristal.

III.3.4 - Mesure des profils des faisceaux

La dimension des faisceaux (pompe et sonde) intervenant dans le mécanisme de l'amplification est un paramètre très influent sur le résultat de la mesure. C'est pour cette raison qu'il nous a fallu mesurer avec précision le profil spatial des différentes impulsions. Cette mesure a été effectuée en plaçant un diaphragme de $12,5 \mu\text{m}$ de rayon dans le faisceau à analyser. L'énergie transmise par cette ouverture dépendait de sa localisation dans le faisceau. De cette manière, nous avons pu accéder au profil spatial des impulsions issues de l'oscillateur et des impulsions de pompe (figure 104). Pour les deux faisceaux nous avons obtenu des profils quasiment gaussiens justifiant tout à fait les approximations de nos calculs théoriques.

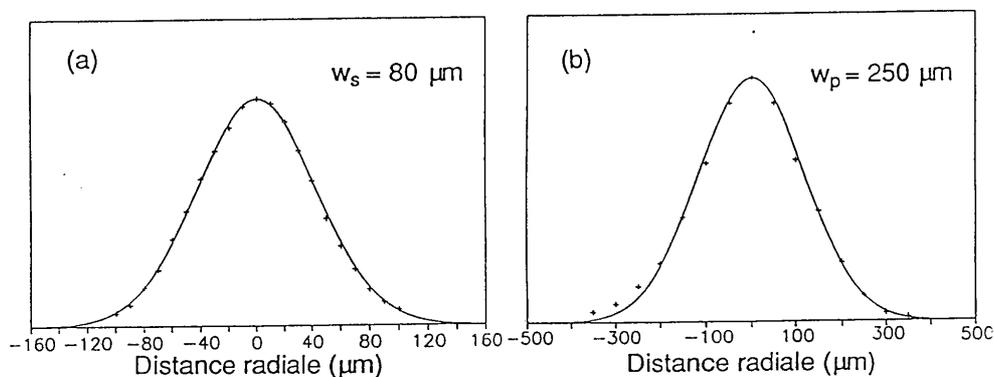


Figure 104 : profils spatiaux des impulsions issues de l'oscillateur (a) et des impulsions de pompe (b).

III.3.5 - Courbes de saturation de l'amplification

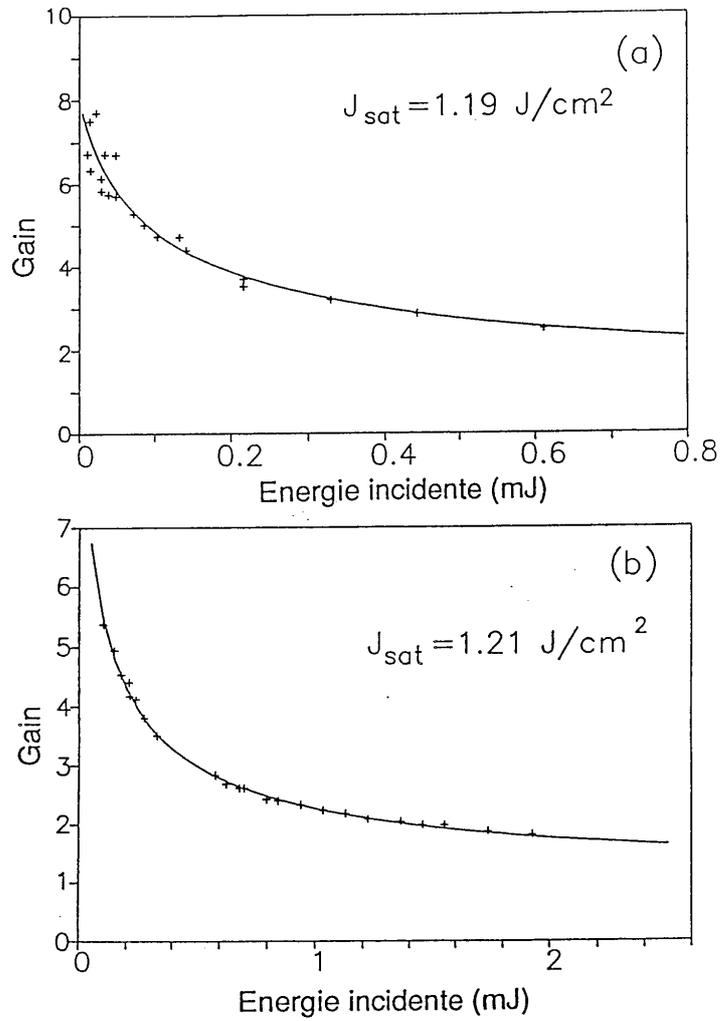
Les courbes de saturation de l'amplification représentées sur la figure 105 ont été obtenues en mesurant le gain de l'amplificateur pour différentes valeurs de l'énergie incidente. L'intensité des impulsions incidentes était ajustée en modifiant le pompage de l'oscillateur. Aucune modification du profil n'a été observée lorsque l'on changeait l'énergie absorbée par le cristal de l'oscillateur. Les effets de lentille dans le barreau pompé sont pratiquement inexistant compte tenu des propriétés thermo-mécaniques du saphir.

Dans la modélisation de l'amplification, nous n'avons pas introduit la diminution de l'inversion de population due à l'émission spontanée. Cet effet peut être négligé puisque la durée de fluorescence est largement supérieure ($3,1 \mu\text{s}$) à la durée des impulsions (quelques dizaines de nanosecondes). Par ailleurs, nous avons supposé implicitement que l'inversion de population n'évolue pas par effet de pompage pendant l'amplification. Une ligne à retard optique placée en amont de l'oscillateur permettait effectivement d'ajuster le délai entre les deux pompages de façon à ce que le pompage du cristal amplificateur soit achevé avant l'amplification de l'impulsion issue de l'oscillateur.

Nous avons tenté de reproduire les variations expérimentales de la saturation de l'amplification à l'aide de la relation (III.8) en ajustant simultanément le rendement quantique η et la densité d'énergie de saturation J_{sat} . Pour les deux séries de mesures représentées sur la figure 105, l'ajustement optimal a été obtenu pour une densité d'énergie de saturation égale à $1,2 \text{ J/cm}^2$ et pour une efficacité quantique de 50%. Notons cependant que l'efficacité quantique ainsi calculée n'intervient que dans l'expression du rapport d'amplification à faible signal. Par conséquent, les erreurs de mesure sur l'énergie absorbée et sur la dimension du faisceau de pompe influent directement sur la valeur de ce paramètre. Les diverses absorptions dans le cristal ainsi que d'éventuels défauts d'alignement entre le faisceau de pompe et le faisceau sonde sont également répercutés sur l'ajustement de ce paramètre. C'est la raison pour laquelle la valeur de l'efficacité quantique que nous obtenons est très différente de l'unité contrairement à ce qui est couramment admis.

En revanche, la valeur de l'énergie de saturation que nous obtenons est tout à fait du même ordre de grandeur que les valeurs annoncées dans la littérature [4,84,85]. Une densité d'énergie de saturation de $1,2 \text{ J/cm}^2$ à 770 nm correspond à une section efficace d'émission stimulée de $2,15 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ pour la même longueur d'onde.

Compte tenu de la courbe de gain du saphir dopé titane représentée sur la figure 95, nous pouvons estimer la section efficace d'émission stimulée à $2,3 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ pour 800 nm.



Figures 105 : rapport d'amplification en fonction de l'énergie des impulsions incidentes. Les points expérimentaux sont représentés par des croix (+). La courbe théorique tracée en trait continu est obtenue pour $J_{\text{sat}} = 1,19 \text{ J/cm}^2$ (a) et $J_{\text{sat}} = 1,21 \text{ J/cm}^2$ (b).

III.4- Réalisation d'oscillateurs à saphir dopé titane

III.4.1- Oscillateur de forte énergie

Les propriétés particulièrement attirantes du saphir dopé titane nous ont conduit à développer un oscillateur délivrant des impulsions de forte énergie. Cette étude a été menée au sein de l'entreprise B.M.Industries en collaboration avec le laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents de Lyon, et a donné naissance au premier produit de ce type en Europe.

Divers objectifs avaient été fixés pour la réalisation de ce produit :

- une forte énergie par impulsion en rapport avec l'énergie de pompage,
- une accordabilité sur toute la bande d'émission du saphir dopé titane,
- une faible largeur spectrale d'émission de l'ordre de quelques dixièmes de nanomètre.

La configuration optique de la cavité mise en oeuvre pour atteindre ces objectifs est représentée sur la figure 106. L'oscillateur est composé de deux miroirs formant une cavité stable, d'un cristal de saphir dopé titane dont les faces sont taillées à l'angle de Brewster et de plusieurs prismes en verre lourd. Le cristal est pompé par 130 mJ de lumière verte (532 nm) provenant de la deuxième harmonique d'un

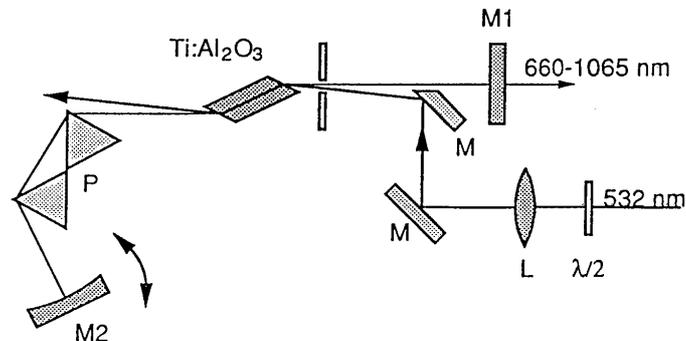


Figure 106 : configuration optique de l'oscillateur. M1 : miroir de sortie plan ; M2 : miroir concave à fort coefficient de réflexion ; P : prismes dispersifs ; M : miroirs de renvoi à 532 nm ; L : lentille de focalisation dont les faces sont traitées anti-reflet à 532 nm.

laser à Nd:YAG (de type 501-DNS , B.M.Industries). Le laser de pompe est polarisé linéairement dans le plan d'incidence et parallèlement à l'axe-c du cristal. C'est dans cette configuration que l'absorption est maximale (voir figure 94). Une lentille convergente assure la concentration du faisceau de pompe dans le cristal de $Ti:Al_2O_3$. L'axe de la cavité et celui du faisceau de pompe sont confondus dans le cristal. En raison de la dispersion dans le saphir, les deux faisceaux sont séparés d'un angle de 12 mrad à l'extérieur du cristal. Ceci nous permet d'effectuer un pompage hors de l'axe de la cavité.

Les deux prismes permettent d'assurer simultanément l'affinement spectral et l'accordabilité en longueur d'onde. Il s'agit de prismes équilatéraux placés sous incidence de Brewster pour 800 nm dans la cavité. La largeur spectrale d'émission est limitée à 0,5 nm (figure 107). C'est en modifiant l'orientation du miroir de fond de cavité que l'on ajuste la longueur d'onde d'émission . Ce dispositif nous permet d'obtenir une émission sur une gamme de longueurs d'onde allant de 660 à 1065 nm à l'aide de cinq miroirs différents (figures 108). Le maximum de l'émission se situe à 780 nm où nous avons obtenu jusqu'à 30 mJ d'énergie par impulsion. Le temps de création et la durée des impulsions sont évidemment inversement proportionnels à l'énergie délivrée (figures 109). Notons par ailleurs que la durée des impulsions à 780 nm n'est que de 7 ns (figure 109b). Ceci est un point positif pour la production de divers effets non-linéaires (génération d'harmoniques, oscillations paramétriques,...).

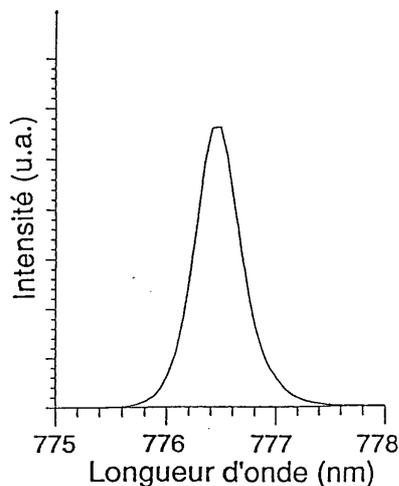


Figure 107 : spectre d'émission de la cavité saphir dopé titane lorsque l'on utilise les deux prismes.

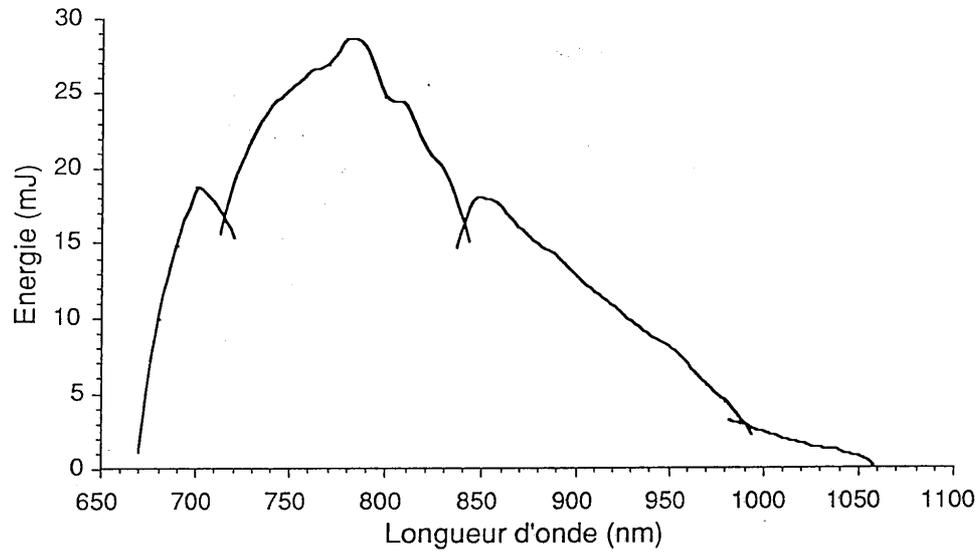


Figure 108a : courbe d'accordabilité de l'oscillateur saphir dopé titane avec différents jeux de miroirs

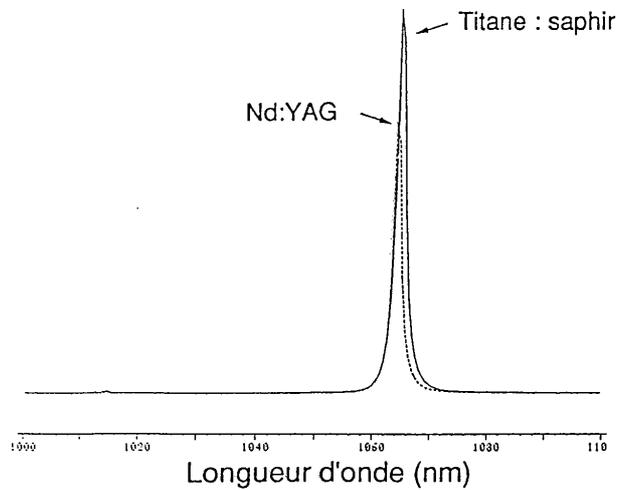


Figure 108b : émission de l'oscillateur $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ à 1065 nm ;
Émission du laser Nd:YAG de pompe à 1064 nm.

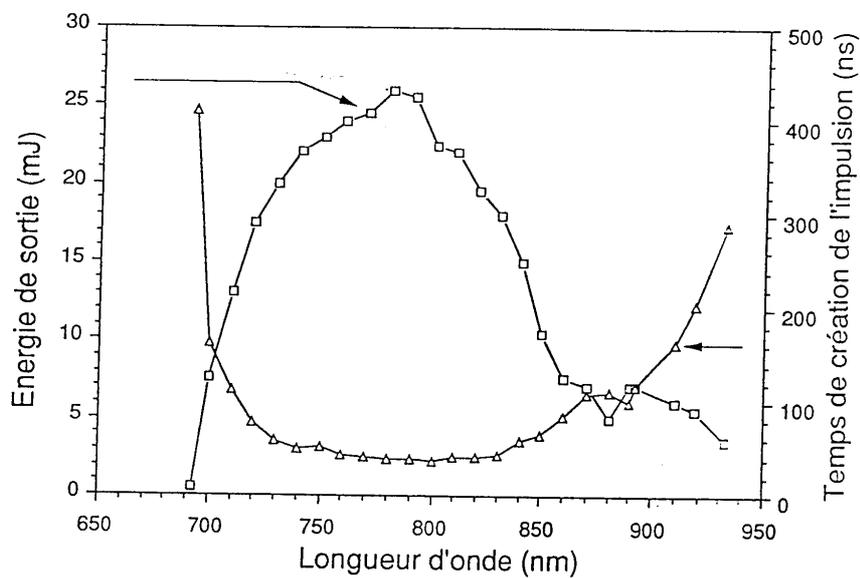


Figure 109a : énergie et temps de création des impulsions dans la cavité en fonction de la longueur d'onde.

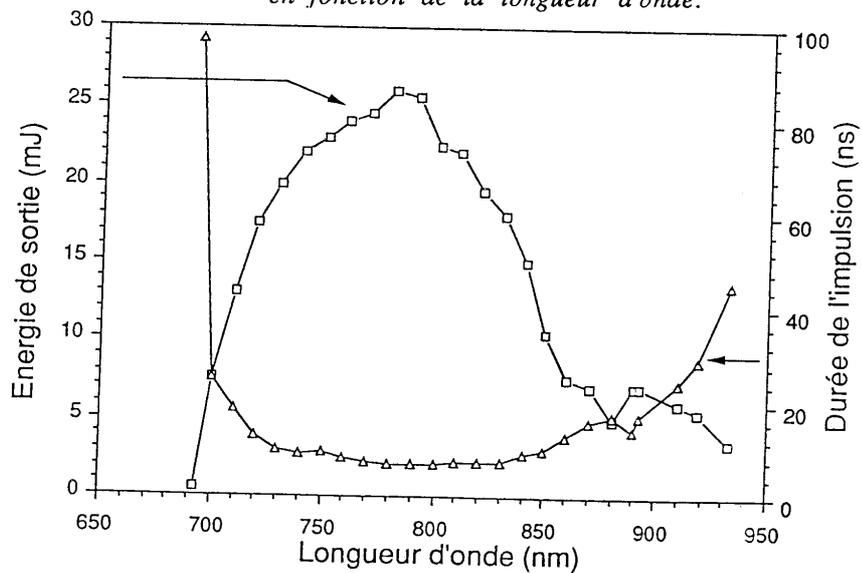


Figure 109b : énergie et durée des impulsions dans la cavité en fonction de la longueur d'onde.

Au cours de la mise en oeuvre de ce dispositif, nous avons eu l'occasion de tester des échantillons de saphir dopé titane élaborés à partir de différentes méthodes, en l'occurrence : Czochralski, HEM et Verneuil. La figure 110 montre les performances laser respectives de ces échantillons obtenues dans les mêmes conditions expérimentales. Il semble que l'extraction d'énergie soit meilleure avec les cristaux de type Czochralski ou HEM. Les inhomogénéités spatiales de concentration en ions Ti^{3+} dans les échantillons Verneuil peuvent expliquer ces différences. Nous avons pu, par ailleurs, estimer les seuils de dommage pour deux échantillons (tableau 7). Les cristaux élaborés à partir de la méthode Verneuil apparaissent plus robustes. Ceci nous permet de pomper plus fortement les cristaux et par conséquent d'obtenir les mêmes performances laser qu'avec les autres échantillons.

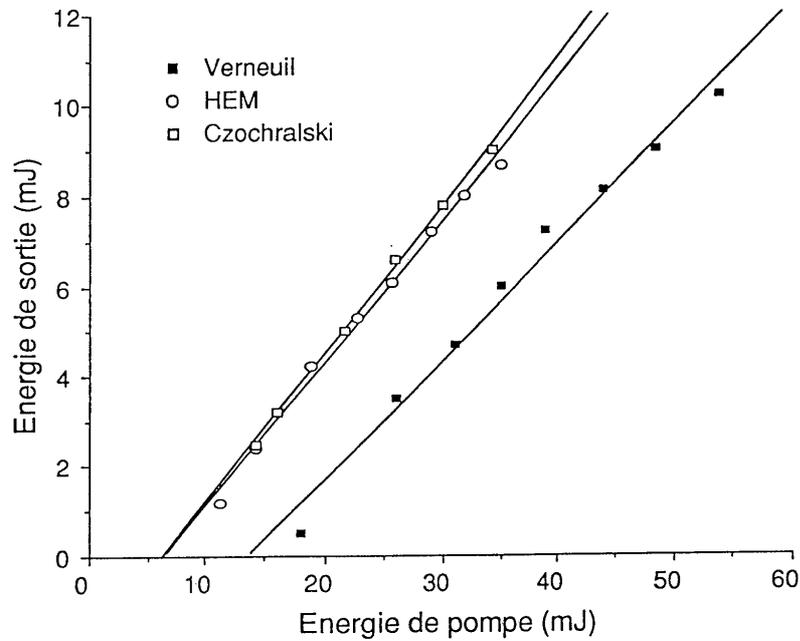


Figure 110 : performances obtenues dans une même cavité laser pour des échantillons de saphir dopé titane élaborés à partir de trois méthodes différentes.

Méthode de fabrication	Verneuil	HEM	Czochralski
Coefficient d'absorption (cm ⁻¹)	1,28	0,84	1,32
Seuil de dommage (J/cm ²)	10	-	5

Tableau 7 : Mesure du seuil de dommage ainsi que du coefficient d'absorption à 532 nm pour trois échantillons de saphir dopé titane élaborés à partir de trois méthodes différentes.

III.4.2- Oscillateur à modes transverses élevés

Les télécommunications par fibre optique utilisent un grand nombre de composants tels que fibres, coupleurs, atténuateurs, multiplexeurs ou connecteurs. La caractérisation de ces différents éléments se fait généralement à l'aide de faisceaux lumineux monomodes transverses (TEM₀₀). Cette métrologie semble insuffisante pour analyser précisément le comportement de ces composants en lumière multimode et une caractérisation plus détaillée avec des modes plus élevés s'avère utile. C'est la raison pour laquelle nous avons développé, en collaboration avec l'IRCOM-EOG de Limoges, une source laser Ti:Al₂O₃ délivrant différents modes transverses circulaires d'ordre élevés [86].

Une cavité à saphir dopé titane dont la géométrie est représentée sur la figure 111, est pompée par des impulsions de 50 mJ provenant d'un laser Nd:YAG doublé en fréquence. Lorsqu'aucun filtrage spatial n'est effectué, la cavité délivre des impulsions sur le mode fondamental (TEM₀₀ ou LP₁₀).

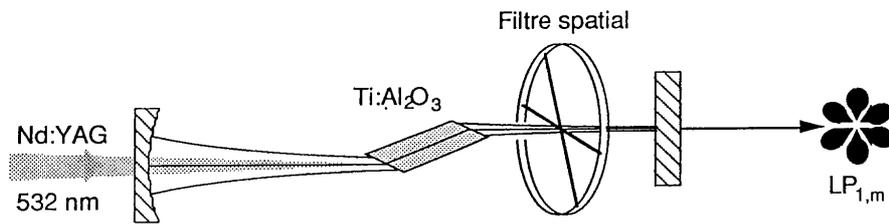


Figure 111 : cavité $Ti:Al_2O_3$ réalisée pour produire des modes transverses d'ordres élevés.

Les profils spatiaux de lumière susceptible de se propager dans les fibres optiques sont généralement à symétrie circulaire. Les modes décrits par les polynômes de Laguerre-Gauss répondent à ce type de symétrie et constituent une base pour les modes propres d'un résonateur optique [87]. Le profil spatial de ces modes transverses est composé de une ou plusieurs couronnes concentriques de pétales (figure 112). Ces modes sont classés suivant la nomenclature $LP_{l,m}$ où l désigne le nombre de couronnes et $2m$ le nombre de pétales dans chaque couronne.

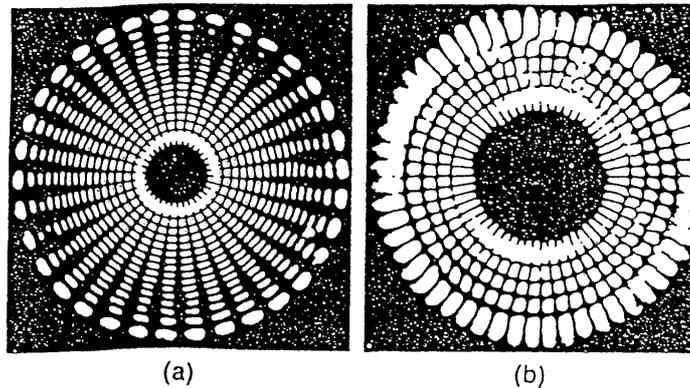


Figure 112 : modes de type $LP_{17,16}$ (a) et $LP_{28,5}$ (b) d'après [88].

En plaçant un fil dans le résonateur $Ti:Al_2O_3$ perpendiculairement à l'axe de la cavité, nous imposons des pertes sur le trajet de la lumière dans la cavité. Le mode fondamental (TEM_{00} ou LP_{10}) ne peut par conséquent plus se propager et laisse sa place à un mode subissant moins de pertes, le mode LP_{11} . Si nous insérons un deuxième fil faisant

un angle θ avec le premier, perpendiculairement à l'axe du résonateur, nous imposons des pertes sur deux lignes différentes. Pour certaines valeurs de θ , il existe un mode transverse $LP_{1,m}$ pour lequel ces pertes sont sans effet (figure 113). C'est de cette manière que nous sélectionnons différents modes transverse d'ordre élevé.

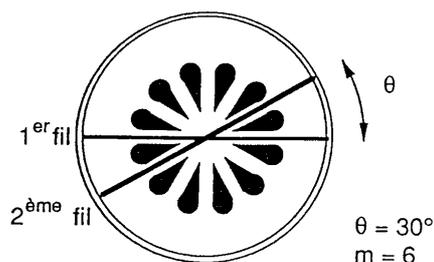


Figure 113 : sélection d'un mode par l'orientation relative des deux fils. Ces derniers imposent les zéros d'intensité dans le profil spatial du mode se propageant.

Nous avons donc obtenu différents modes transverse de type $LP_{1,m}$ en ajustant l'angle entre les deux fils (figure 114). Notons cependant qu'un troisième fil a dû être rajouté pour sélectionner convenablement les modes d'ordre élevé. En effet, l'angle séparant deux pétales devient très faible quand m atteint de grandes valeurs. Il est alors difficile de discriminer deux modes d'ordre élevé entre eux. Le troisième fil permet de lever l'incertitude en ajoutant une contrainte supplémentaire.

Nous avons utilisé un cristal de saphir dopé titane élaboré à partir de la méthode Czochralski en raison de l'homogénéité de concentration obtenue avec ce type de fabrication. Cette précaution est indispensable pour délivrer des modes transverse d'ordre élevé sans déséquilibre d'intensité entre les pétales.

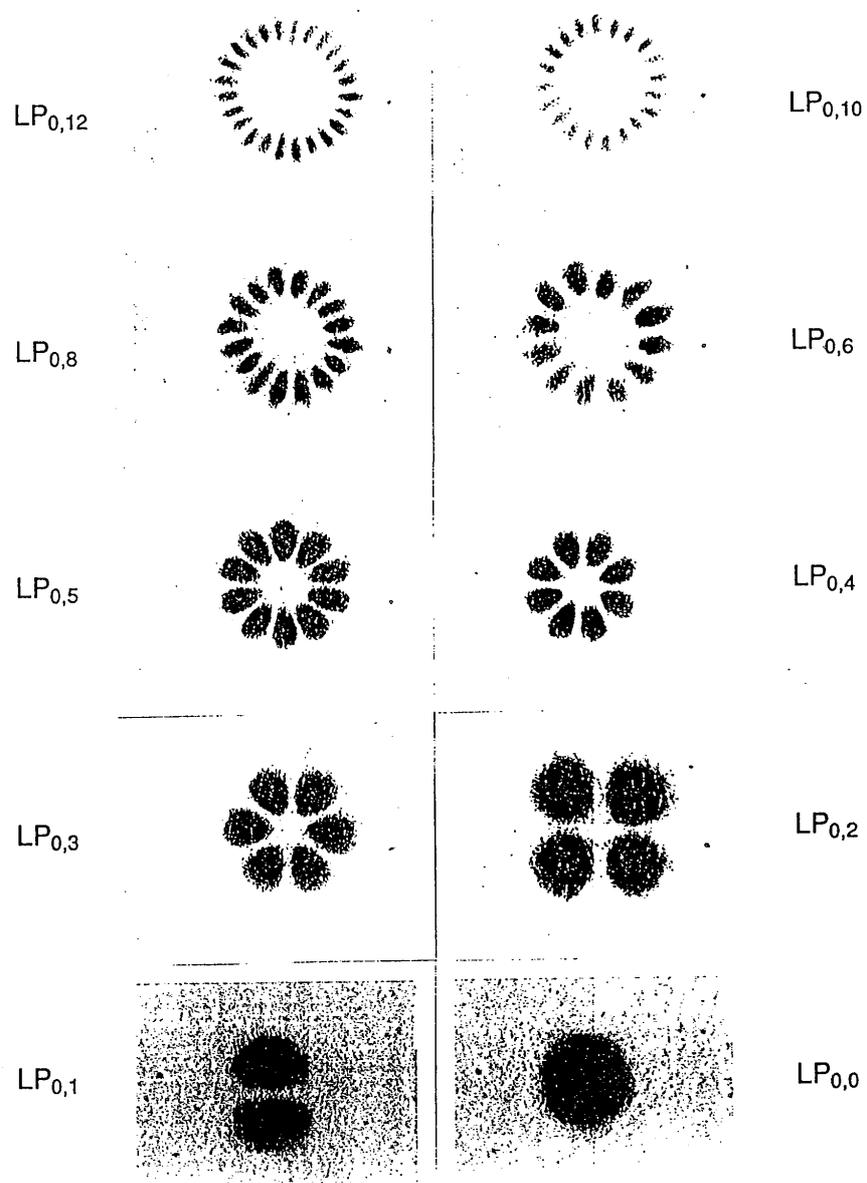


Figure 114 : modes $LP_{1,m}$ obtenus avec la cavité saphir dopé titane.

Plus l'ordre du mode est grand et plus les pertes de la cavité sont importantes. C'est la raison pour laquelle l'énergie des impulsions décroît avec l'augmentation de l'ordre modal.

Notons que l'accordabilité du laser saphir dopé titane permet d'atteindre les longueurs d'onde d'atténuation minimale dans les fibres (0,8 μm).

III.5- Réalisation d'amplificateurs multipassages dans le saphir dopé titane

La très large bande de fluorescence du saphir dopé titane nous permet d'envisager l'amplification d'un grand nombre de sources lumineuses différentes. Le faisceau incident peut en particulier provenir d'un laser à colorant, d'une diode laser, ou encore d'un oscillateur $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$.

Dans ce qui suit, nous allons décrire la réalisation d'amplificateurs multipassages au saphir dopé titane avec différentes sources lumineuses. Parmi ces dernières, nous distinguerons les sources à grande finesse spectrale et les sources délivrant des impulsions ultrabrèves. Dans le premier cas, la large bande spectrale du saphir dopé titane permet de suivre l'accordabilité éventuelle du faisceau incident. Rappelons qu'une source lumineuse monofréquence, accordable en longueur d'onde et de forte énergie, présente un grand intérêt pour la spectroscopie à haute résolution.

Dans le cas de l'amplification d'impulsions ultrabrèves, la largeur de la bande d'émission du saphir dopé titane s'avère très utile pour amplifier uniformément la totalité du spectre associé à ce type d'impulsions. C'est pour cette raison que le saphir dopé titane est aujourd'hui le matériau laser le plus utilisé pour l'amplification d'impulsions très brèves.

Dans les deux cas, l'énergie des impulsions incidentes est très faible. Il est donc indispensable de faire plusieurs passages dans le milieu amplificateur pour atteindre de bons rendements d'extraction. Pour cela, nous avons réalisé plusieurs types d'amplificateurs multipassages. Deux dispositifs entièrement passifs ont été élaborés. Dans les deux cas, il s'agit d'amplificateurs multipassages géométriques. Un amplificateur régénératif semblable à celui décrit dans le chapitre II a également été réalisé.

III.5.1 - Amplificateur multipassage géométrique à miroirs plans

Le premier montage que nous avons adopté est semblable à celui présenté dans le paragraphe II.2.1 [89]. Le faisceau incident passe plusieurs fois dans le milieu amplificateur grâce à des miroirs plans situés de part et d'autre du cristal de saphir dopé titane. Une lentille convergente, placée sur le trajet du faisceau, permet de collimater ce dernier à chaque aller et retour. Sept passages successifs dans le même milieu amplificateur sont obtenus grâce à cette méthode relativement simple.

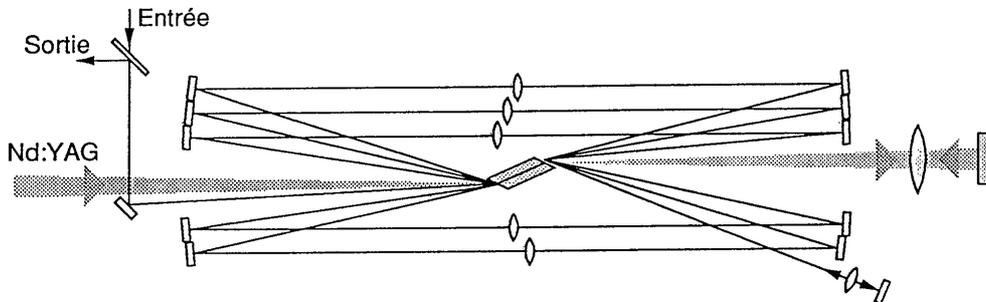


Figure 115 : amplificateur multipassage géométrique à miroirs plans.

Le cristal que nous avons utilisé pour ce dispositif, avait ses faces taillées à l'angle de Brewster afin de minimiser les pertes par réflexion. Il était pompé par des impulsions de 6 mJ sur 8 ns à 532 nm (deuxième harmonique d'un laser Nd:YAG déclenché, modèle 503-DNS B.M.Industries). L'échantillon $Ti:Al_2O_3$ utilisé absorbait 80% de la lumière de pompe sur une longueur de 2,5 cm. Cela correspond à une énergie absorbée d'environ 4,8 mJ. Compte tenu du rapport des longueurs d'onde de pompe λ_p et de signal λ_1 , ainsi que de l'efficacité quantique apparente η mentionnée dans le paragraphe II.3.5, nous avons estimé l'énergie stockée dans le milieu amplificateur à 1,6 mJ :

$$E_{sto} = E_{abs} \cdot \eta \cdot \frac{\lambda_p}{\lambda_1} = 1,6 \text{ mJ} . \quad (\text{III.11})$$

Les miroirs plans utilisés pour renvoyer le faisceau dans le milieu amplificateur n'étaient malheureusement pas optimisés pour la bande spectrale d'émission du saphir dopé titane. Seulement 80% de la lumière était réfléchi par ces miroirs à 800 nm. Cela correspond à 36% de pertes par aller et retour dans l'amplificateur. Notons que la transmission de l'ensemble du système n'était que de 8,5% avec ces optiques.

Nous avons injecté 5 mW de lumière continue provenant d'un laser à colorant. Il s'est rapidement avéré que compte tenu de la puissance injectée et de la quantité de pertes par aller et retour, le nombre de passages n'était pas suffisant pour extraire une partie raisonnable de l'énergie stockée.

Le nombre de passages dans le cristal de saphir dopé titane a pu être doublé en renvoyant le faisceau de sortie dans tout le dispositif à l'aide d'un miroir M placé sous incidence normale (voir figure 115). La séparation entre le faisceau d'entrée et le faisceau de sortie se fait grâce à une lame partiellement réfléchissante (10% de transmission sous 45°) placée en amont du système. Cette méthode nous a permis d'extraire des impulsions d'environ 35 μJ sur une durée de 100 ns (figure 116). L'importance des pertes par aller et retour explique la très faible quantité d'énergie extraite.

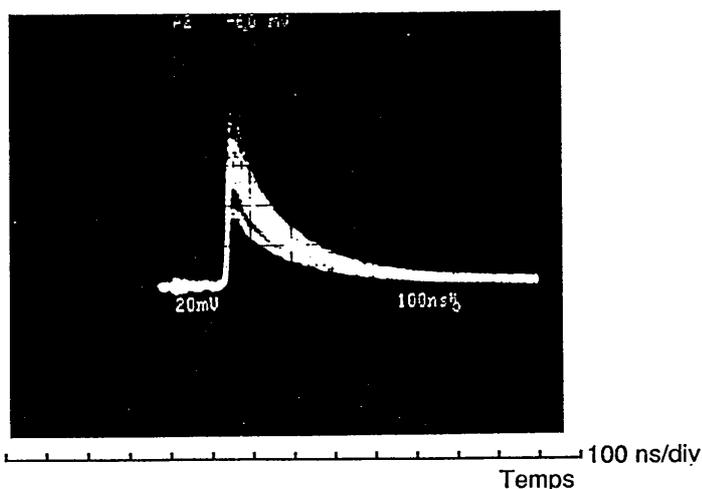


Figure 116 : profil temporel de l'impulsion en sortie de l'amplificateur multipassage géométrique à miroirs plans.

La décroissance exponentielle associée au profil temporel de l'impulsion en sortie est due à la saturation du gain dans le milieu amplificateur. Nous retrouvons l'allure temporelle d'une impulsion rectangulaire traversant un milieu à gain (voir chapitre I paragraphe I.3.5.4).

Les performances de ce dispositif pourraient être nettement améliorées en utilisant des miroirs plus adaptés à la longueur d'onde d'émission du saphir dopé titane. Cependant, la difficulté de réglage du système ne nous a pas encouragé à poursuivre l'étude de cet amplificateur. La quantité d'éléments optiques (plus d'une dizaine de miroirs) augmente considérablement les sources de désalignement du dispositif ainsi que les instabilités en sortie. Par ailleurs, le nombre d'allers et retours réalisables dans le milieu amplificateur est rapidement limité par l'encombrement créé par l'ensemble des composants optiques. Notons cependant que la durée de vie du niveau excité de Ti^{3+} dans le saphir ($3 \mu s$) nous permet de placer les miroirs de renvoi assez loin du cristal. Ceci n'est pas possible quand le milieu amplificateur utilisé est un colorant car la durée de fluorescence (quelques ns) ne permet pas d'effectuer un grand parcours entre deux amplifications successives.

III.5.2 - Amplificateur multipassage géométrique à cavité confocale

III.5.2.1 - Conditions expérimentales

Nous avons imaginé une autre configuration permettant d'effectuer six passages successifs dans un cristal de saphir dopé titane [90]. Cette méthode d'amplification multipassage passive est inspirée d'un ancien dispositif utilisé pour les lasers à colorants [32]. L'ensemble du système est composé de deux miroirs formant une cavité confocale, c'est à dire que leurs foyers respectifs sont confondus en un point (figure 117).

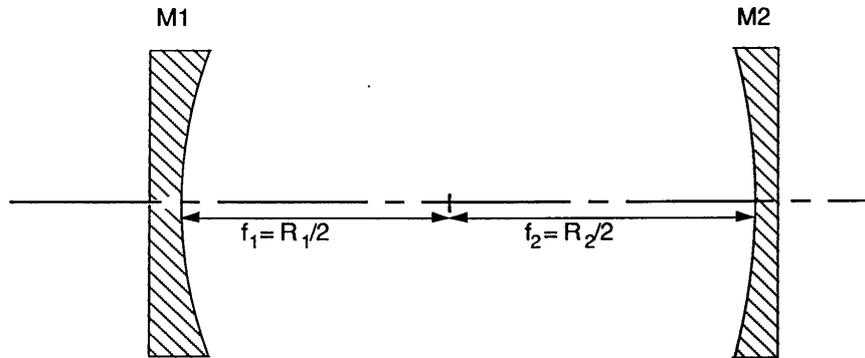


Figure 117 : schéma et principe de la cavité confocale.

La distance L séparant les deux miroirs est égale à la somme des longueurs focales f_1 et f_2 . Nous avons donc la relation suivante entre la longueur de la cavité L et les rayons de courbure R_1 et R_2 des miroirs :

$$L = (R_1 + R_2)/2. \quad (\text{III.12})$$

Lorsqu'un faisceau est injecté parallèlement à l'axe de la cavité, il passe par le foyer commun des deux miroirs à chaque aller et retour. C'est en cet endroit que le milieu à gain doit être placé pour qu'il y ait amplification multiple de l'impulsion. Lorsque le premier miroir utilisé en réflexion est le miroir de courte focale, le faisceau s'éloigne peu à peu de l'axe de la cavité. On montre d'ailleurs facilement que si d_0 est la distance séparant le faisceau injecté de l'axe de la cavité, alors la distance entre le faisceau et l'axe au $n^{\text{ième}}$ passage est d_n telle que :

$$d_n = d_0 (f_2/f_1)^n \quad (\text{III.13})$$

avec :

$$f_2 > f_1.$$

Pour notre dispositif (figure 118), nous avons utilisé deux miroirs dont les rayons de courbure étaient respectivement de 1050 et 980 mm. Une ouverture située au centre de chaque miroir permettait d'une part d'injecter le faisceau incident et d'autre part de pomper le cristal de saphir dopé titane. Le faisceau amplifié était extrait de la cavité à l'aide d'un miroir M_S situé sur le trajet du faisceau. Le nombre de passages pouvait être ajusté par translation de ce miroir perpendiculairement à l'axe de la cavité.

L'échantillon de saphir dopé titane utilisé pour cette expérience avait une longueur de 25 mm et ses faces étaient taillées à l'angle de Brewster pour limiter les pertes par réflexion sur les dioptries. Nous avons mesuré un coefficient d'absorption de $0,48 \text{ cm}^{-1}$ à la longueur d'onde du faisceau de pompe correspondant à un taux d'absorption de 70% sur toute la longueur. L'énergie non absorbée par le cristal pouvait être réinjectée dans ce dernier à l'aide d'un miroir et d'une lentille convergente placés sur le trajet du faisceau de pompe transmis (voir figure 118). L'absorption du faisceau de pompe a été élevée à 91% ce qui correspond à 27,3 mJ de lumière verte (532 nm) absorbée sur les 30 mJ du faisceau de pompe. Nous avons estimé l'énergie stockée dans le cristal à 9,3 mJ. La mesure du profil du faisceau de pompe au niveau du cristal nous a donné une tache circulaire de 1 mm de diamètre. En raison de l'anamorphose créée par le cristal placé sous incidence de Brewster, l'énergie stockée dans le milieu amplificateur est répartie sur une section elliptique dont la surface moyenne est d'environ 55.10^{-3} cm^2 . Le faisceau continu injecté dans l'amplificateur provenait d'un laser à colorant monomode ($\Delta\nu < 1 \text{ MHz}$) accordable en longueur d'onde entre 700 et 800 nm. La lumière incidente était concentrée dans le cristal grâce à une lentille convergente dont la longueur focale était de 1 m. Nous avons mesuré un diamètre d'environ $300 \mu\text{m}$ pour la section du faisceau incident sur la face d'entrée du cristal.

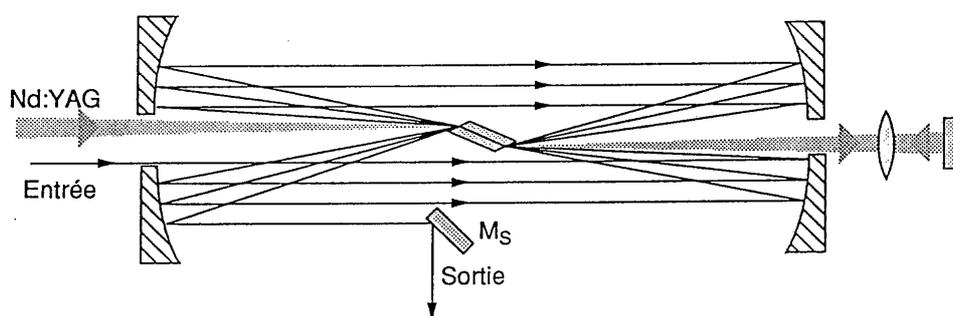


Figure 118 : amplificateur multipassage à cavité focale.

Le laser à colorant injecté dans le système amplificateur délivrait une puissance continue de 22 mW. L'allure temporelle du signal lumineux détecté en sortie du dispositif est représentée sur la figure 119. Nous obtenons un fond continu correspondant à la puissance du laser injecté, ainsi qu'un train d'impulsions dont la fréquence de répétition est imposée par la cadence du laser de pompe (50 Hz dans notre cas). La largeur temporelle, ainsi que la puissance crête associées à

chaque impulsion dépendaient du nombre de passages effectués dans le cristal.

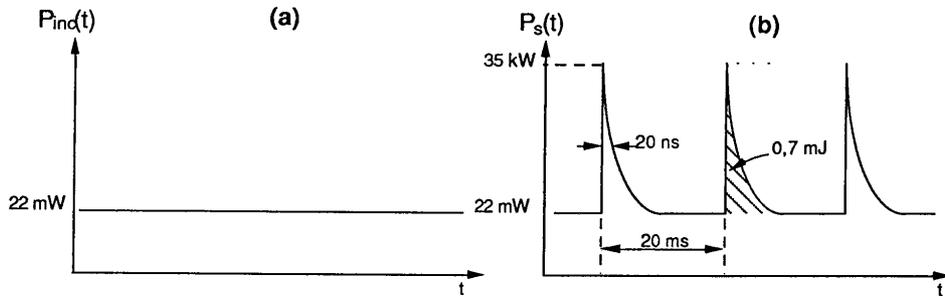


Figure 119 : signal lumineux en entrée (a) et en sortie (b) du système amplificateur.

III.5.2.2 - Description de l'amplification impulsionnelle d'un faisceau continu

L'objet de ce paragraphe est de donner une description qualitative de la variation du profil temporel de l'impulsion en fonction du nombre d'allers et retours qu'elle effectue dans l'amplificateur. Le but de cette étude n'est pas de retrouver les résultats des mesures effectuées sur ce dispositif par des considérations théoriques mais plutôt de comprendre les mécanismes liés à l'évolution de la durée des impulsions en sortie de l'amplificateur. En effet, la largeur temporelle de l'impulsion finale diminue lorsque le nombre de passages augmente (figure 120). Nous avons représenté, sur la figure 121 la durée de l'impulsion en fonction du nombre de passages effectués dans l'amplificateur. Il apparaît clairement que la largeur temporelle τ_p de l'impulsion est du même ordre de grandeur que la durée de fluorescence τ_f du milieu si l'on n'effectue que peu de passages. Ensuite, l'impulsion devient de plus en plus courte si elle effectue davantage de passages. Sa durée tend enfin vers une valeur constante de quelques nanosecondes pour un nombre de passages plus élevé.

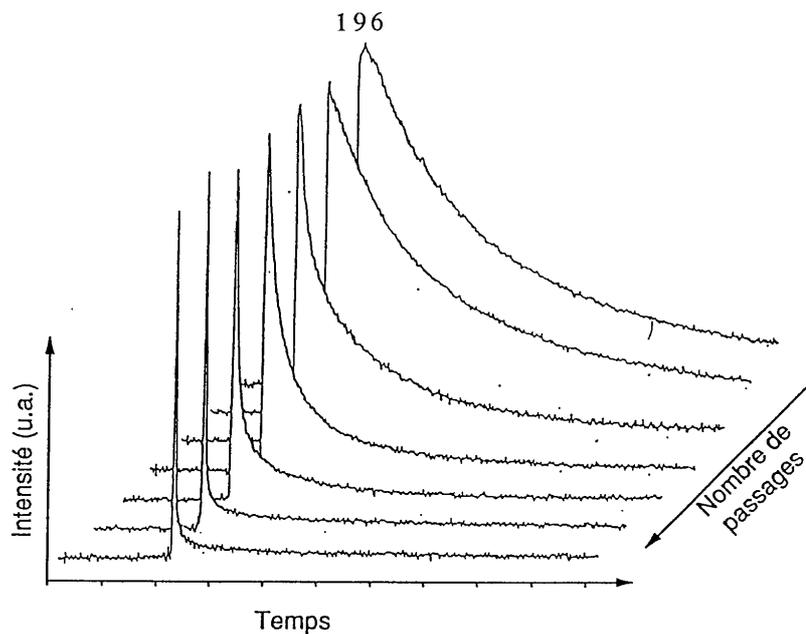


Figure 120 : évolution du profil temporel de l'impulsion en sortie du milieu amplificateur en fonction du nombre de passages effectués dans le cristal.

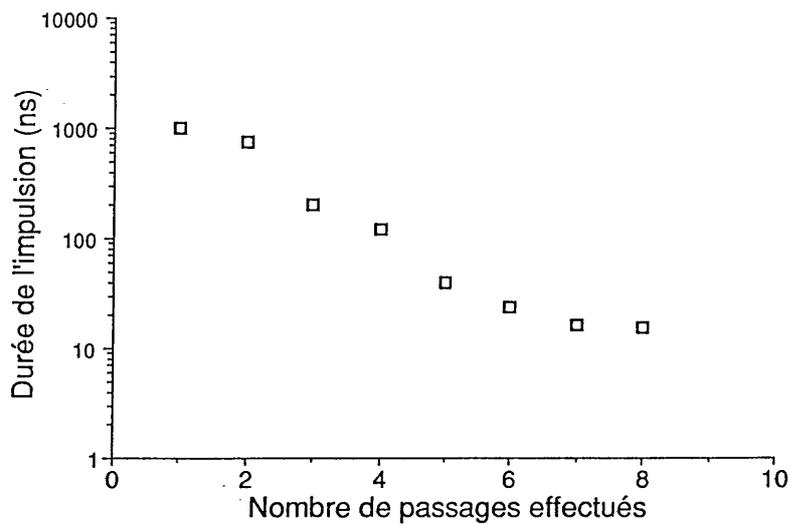


Figure 121 : durée de l'impulsion en sortie de l'amplificateur en fonction du nombre de passages effectués dans le cristal.

Supposons qu'un seul passage soit effectué dans le cristal. Nous pouvons décomposer le faisceau incident en une suite d'impulsions d'énergie dE_{inc} et de durée dt telles que :

$$P_{inc} = \frac{dE_{inc}}{dt} \quad (III.14)$$

où P_{inc} représente la puissance lumineuse du faisceau incident.

L'énergie dE_s en sortie du milieu amplificateur peut être déduite de dE_{inc} en appliquant la relation du gain à faible signal (I.12) :

$$dE_s = G_0 dE_{inc} = \exp\left(\frac{E_{sto}(t)}{J_{sat} S}\right) \cdot dE_{inc}. \quad (III.15)$$

$E_{sto}(t)$ représente l'énergie stockée dans le cristal à l'instant t , S désigne la section de l'amplification et J_{sat} la densité d'énergie de saturation.

Pendant l'intervalle de temps dt , les variations dE_{sto} de l'énergie emmagasinée dans le milieu amplificateur sont dues principalement aux pertes par fluorescence et à l'énergie extraite par amplification. Nous avons :

$$dE_{sto} = -dE_{ext} - E_{sto} \frac{dt}{\tau_f} \quad (III.16)$$

où τ_f désigne la durée de fluorescence de la transition laser et dE_{ext} correspond à l'énergie extraite au cours de l'amplification, c'est à dire à la différence entre l'énergie de l'impulsion en sortie dE_s et celle de l'impulsion incidente dE_{inc} . Nous avons :

$$\begin{aligned} dE_{ext} &= dE_s - dE_{inc} \\ &= (G_0 - 1) dE_{inc} \\ &= (G_0 - 1) P_{inc} dt. \end{aligned} \quad (III.17)$$

Nous obtenons une équation différentielle en $E_{sto}(t)$:

$$\frac{dE_{sto}}{dt} = \left[1 - \exp\left(\frac{E_{sto}}{J_{sat}S}\right) \right] P_{inc} - \frac{E_{sto}}{\tau_f}. \quad (III.18)$$

Supposons que l'énergie stockée E_{sto} soit faible comparée à l'énergie de saturation $J_{sat}S$. Nous avons dans ce cas :

$$\frac{dE_{sto}}{dt} \approx - \left(\frac{P_{inc}}{J_{sat}S} + \frac{1}{\tau_f} \right) E_{sto}. \quad (III.19)$$

Si l'énergie initialement stockée dans le milieu est $E_{sto}(0)$, nous avons, à chaque instant t :

$$E_{sto}(t) = E_{sto}(0) \exp \left\{ - \left(\frac{P_{inc}}{J_{sat}S} + \frac{1}{\tau_f} \right) t \right\}. \quad (III.20)$$

Nous en déduisons l'expression de la puissance P_s en sortie de l'amplificateur :

$$P_s(t) = \frac{dE_s}{dt} = G_0(t) \frac{dE_{inc}}{dt} = G_0(t) P_{inc} \quad (III.21)$$

avec :

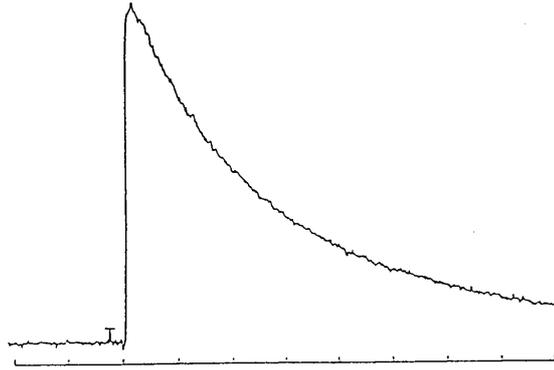
$$G_0(t) = \exp \left\{ \frac{E_{sto}(0)}{J_{sat}S} \exp \left[- \left(\frac{P_{inc}}{J_{sat}S} + \frac{1}{\tau_f} \right) t \right] \right\}. \quad (III.22)$$

Nous avons supposé plus haut que la quantité d'énergie stockée dans le milieu était faible comparée à l'énergie de saturation. L'expression du gain $G_0(t)$ peut alors prendre la forme suivante :

$$G_0(t) \approx 1 + \frac{E_{sto}(0)}{J_{sat}S} \exp \left[- \left(\frac{P_{inc}}{J_{sat}S} + \frac{1}{\tau_f} \right) t \right]. \quad (III.23)$$

La relation (III.23) montre que si la puissance injectée dans l'amplificateur est négligeable devant l'intensité de saturation définie par $J_{sat}S/\tau_f$, alors la décroissance de $P_s(t)$ est entièrement liée à la durée de fluorescence du milieu laser. Lorsque l'on effectue un seul passage

dans l'amplificateur, on retrouve effectivement une impulsion en sortie dont le profil est à décroissance exponentielle avec une constante de temps est du même ordre de grandeur que la durée de fluorescence τ_p (figure 122). La durée τ_p de l'impulsion après un seul passage est en fait légèrement inférieure à τ_f . Ceci est dû au fait que l'énergie stockée dans le milieu amplificateur n'est pas vraiment négligeable par rapport à l'énergie de saturation $J_{sat}S$ contrairement aux suppositions menant à la relation (III.19).



Temps (500 ns/div)

Figure 122 : profil de l'impulsion en sortie de l'amplificateur après un seul passage dans le cristal. On retrouve la décroissance du gain liée exclusivement à la durée de fluorescence du saphir dopé titane.

La durée des impulsions en sortie de l'amplificateur diminue nettement lorsque le faisceau effectue plusieurs passages dans le cristal. Si la décroissance du gain est essentiellement liée à la fluorescence pour les premiers passages, elle devient fortement influencée par l'amplification au cours des passages suivants. Une première approche du problème consisterait à dire que le terme en $P_{inc}/J_{sat}S$ est de plus en plus influent dans l'expression du gain (III.23). La réalité est en fait beaucoup plus complexe car le terme correspondant à la puissance incidente P_{inc} ne peut pas être considéré comme constant et l'intégration (III.20) n'est plus valable. De plus, la lumière effectuant plusieurs passages dans le cristal, l'amplification se fait simultanément en plusieurs endroits sur le faisceau. Il est par ailleurs difficile de qualifier quantitativement la durée des impulsions à chaque passage car l'axe du faisceau n'est pas identique à chaque aller et retour. Nous pouvons simplement dire que la décroissance du profil temporel de l'impulsion

est due à la diminution du gain au cours du temps. La décroissance de l'énergie emmagasinée dans le cristal est essentiellement provoquée par l'amplification du faisceau en plusieurs passages. On assiste à une saturation de l'amplification.

La figure 121 montre que la durée de l'impulsion n'évolue pratiquement plus à partir de sept passages effectués dans le cristal. Ceci s'explique par le fait que le pompage optique du cristal n'est pas instantané. L'impulsion de pompe provenant du laser Nd:YAG doublé avait une durée de 8 ns. On retrouve l'ordre de grandeur de la durée de l'impulsion finale (figure 123).

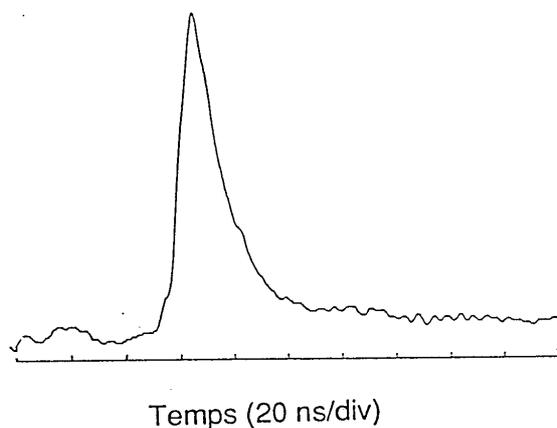


Figure 123 : profil temporel de l'impulsion après sept passages dans l'amplificateur.

III.5.2.3 - Compétition entre l'amplification multipassage et les oscillations laser dans la cavité

La cavité confocale asymétrique que nous avons utilisée répond aux conditions de stabilité d'un résonateur optique. Par conséquent, il n'est pas exclu d'obtenir des oscillations laser entre les deux miroirs de l'amplificateur. C'est effectivement ce que nous observons quand aucun faisceau n'est injecté dans le dispositif (figure 124). Comme dans le cas de l'amplificateur régénératif (voir chapitre II, paragraphe II.3.3.3); le temps de création de l'impulsion est beaucoup plus long lorsque

l'amplificateur n'est pas injecté. Dans ce cas, l'effet laser démarre sur le bruit de photons présent dans la cavité au moment où l'on pompe le cristal. Il faut par conséquent effectuer davantage d'allers et retours dans le cristal pour atteindre la saturation du gain.

La finesse spectrale et la puissance crête des impulsions obtenues nous ont permis d'obtenir du doublage de fréquence dans un cristal de BBO avec des rendements de 2,5%. Nous avons ainsi obtenu 18 μ J de lumière ultraviolette accordable autour de 390 nm avec une grande finesse spectrale. Cette source a servi à des expériences d'excitation du biexciton de CuCl (collaboration entre l'université de Tokyo et l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée d'Orsay).

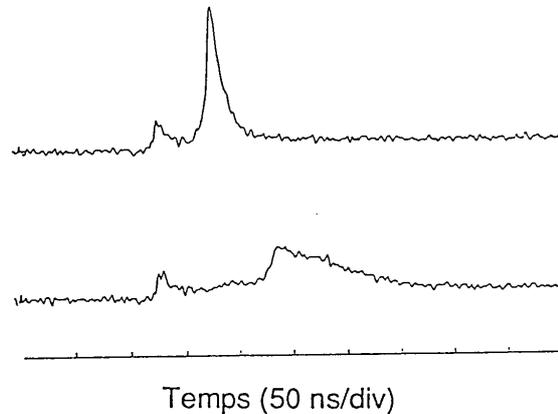


Figure 124 : profil temporel de l'impulsion en sortie de l'amplificateur multipassage à cavité confocale lorsque le dispositif est injecté (a) et lorsqu'il ne l'est pas (b).

III.5.3 - Amplification régénérative

L'amplification régénérative est un autre moyen permettant d'effectuer un grand nombre de passages dans le même milieu amplificateur. C'est un dispositif actif basé sur les différents états de polarisation de la lumière. Le fonctionnement d'un amplificateur régénératif nanoseconde dans le YAG dopé au néodyme et dans l'alexandrite a été abordé en détails dans le chapitre II. Nous présentons, dans ce paragraphe, le même type de système amplificateur appliqué au saphir dopé titane. Deux types de sources ont été injectées dans ce système amplificateur : une diode laser et un laser à colorant monomode accordable en longueur d'onde.

III.5.3.1 - Injection d'une diode laser

Pour cette expérience, nous nous sommes contentés d'injecter un faisceau provenant d'une diode laser continue émettant à 783 nm, dans une cavité saphir dopé titane (figure 125). Le résonateur "esclave" était composé d'un miroir concave M (rayon de courbure : 3 m) hautement réfléchissant sur la bande 700-900 nm, et d'un miroir plan M_s transmettant 20% de la lumière sur la même gamme de longueur d'onde. Le cristal de saphir dopé titane était pompé au travers du miroir concave par 14 mJ de lumière verte provenant d'un laser Nd:YAG doublé en fréquence. Un polariseur de type Glan-Taylor et une cellule à effet Pockels ont été insérés entre le cristal et le coupleur de sortie. L'ensemble était alors équivalent à un laser déclenché par les pertes ("Q-Switch") quand la tension aux bornes du KD*P de la cellule de Pockels (CP) passe de $V_{CP}=V_{\lambda/4}$ à $V=0$. Lorsqu'aucune tension n'est appliquée aux bornes de la cellule, le laser se déclenche par le gain ("Gain-Switch") car l'inversion de population se fait très rapidement (durée des impulsions de pompe : 8 ns). Ainsi, le déclenchement du laser peut se faire indifféremment par le gain ou par les pertes. Notons cependant que l'interrupteur optique à cellule de Pockels n'a aucun effet s'il est activé avant le pompage optique du cristal. Dans ce cas, c'est le gain qui déclenche l'effet laser. La figure 126 illustre les deux types de fonctionnement.

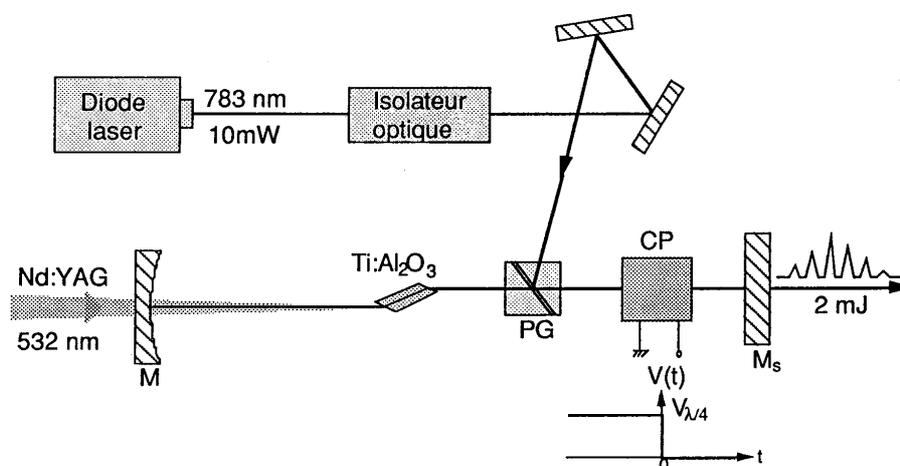


Figure 125 : montage réalisé pour l'injection d'une diode laser dans une cavité à saphir dopé titane.
 M_s : miroir de sortie $R = 80\%$; M : R_{max} concave ;
 PG : polariseur de Glan-Taylor ; CP : cellule à effet Pockels.

Le dispositif de déclenchement à cellule de Pockels est indispensable pour l'injection d'un faisceau dans le résonateur. Il sert à modifier les états de polarisation de la lumière injectée et piège ainsi une tranche lumineuse dans la cavité "esclave". La durée de cette impulsion correspond approximativement au temps qu'il faut pour faire un aller et retour dans le résonateur.

Un isolateur optique composé d'un rotateur à effet Faraday, a été disposé entre la cavité "esclave" et l'injecteur. Cette précaution est indispensable pour protéger la diode laser de toute lumière provenant de la cavité saphir dopé titane.

Des impulsions de 2 mJ ont été extraites du résonateur. L'énergie de sortie du laser est pratiquement insensible au fait que la cavité soit injectée ou non. Par contre, nous retrouvons les modifications du profil temporel de l'impulsion de sortie quand le laser est injecté. Le temps de création est alors plus court et de fortes modulations de période $2L/c$ apparaissent (figure 127). Rappelons que ces modulations correspondent aux passages successifs de l'impulsion sur le miroir de sortie (voir chapitre II, paragraphe II.3.3.2).

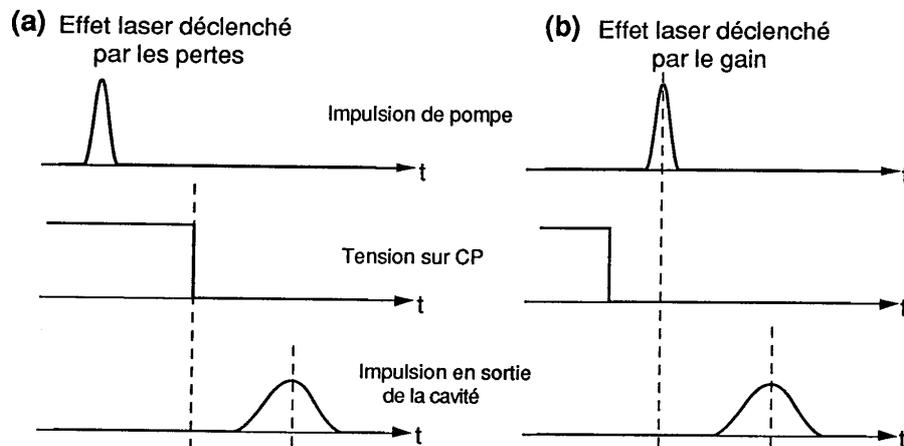
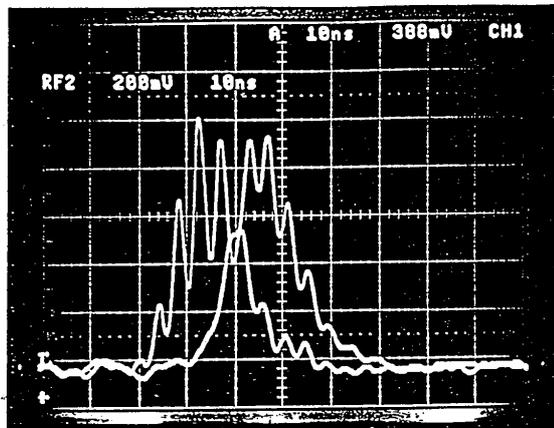


Figure 126 : déclenchement de l'effet laser dans la cavité suivant la synchronisation entre l'impulsion de pompe et la tension appliquée à la cellule de Pockels.



↑(a) ↑(b)

Figure 127 : différence de profil et de temps de création de l'impulsion :
 (a) : laser injecté ;
 (b) : laser non injecté.

La largeur spectrale d'émission est d'environ 20 nm quand le résonateur oscille librement. L'injection de la diode émettant sur une largeur spectrale de 50 MHz provoque une diminution considérable de la largeur du spectre en sortie de l'amplificateur régénératif. Nous estimons cette largeur à environ 0,5 GHz ce qui correspond à deux ou trois modes propres de la cavité "esclave". L'ensemble de ce dispositif constitue donc une source laser spectralement très affinée n'utilisant que des matériaux solides.

III.5.3.2 - Injection d'une source monomode accordable

L'injection d'une diode laser dans l'amplificateur régénératif représente un intérêt limité si l'on souhaite exploiter le domaine d'accordabilité du saphir dopé titane. Nous nous sommes donc intéressés à l'injection d'un laser à colorant accordable entre 700 et 900 nm [90]. Pour pouvoir réaliser une véritable amplification régénérative, nous avons inséré deux cellules à effet Pockels dans la cavité "esclave" (figure 128).

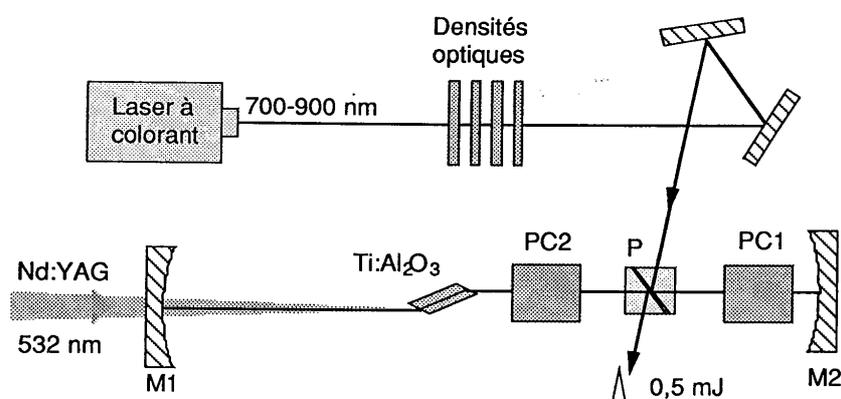


Figure 128 : amplificateur régénératif à saphir dopé titane. Injection d'un laser à colorant monomode accordable.

Le cristal de saphir dopé titane était pompé par des impulsions de 6 mJ provenant d'un laser Nd:YAG doublé en fréquence. La tension appliquée aux bornes de la cellule de Pockels (CP1) passait ensuite rapidement de la tension $V=V_{\lambda/4}$ à la tension nulle $V=0$, de façon à piéger une impulsion de 8 ns dans le résonateur "esclave" (la longueur de la cavité étant égale à 1,15 m). Un cube polariseur (P) assurait le couplage entre l'injecteur à colorant et la cavité de l'amplificateur régénératif. C'est par ce même polariseur que l'impulsion était éjectée après avoir parcouru un grand nombre de fois le milieu amplificateur. Le changement de polarisation de la lumière à extraire était provoqué par l'activation de la seconde cellule de Pockels (CP2) située entre le cristal et le polariseur. Nous avons obtenu, par cette méthode, des impulsions de 0,5 mJ accordables dans le proche infrarouge et spectralement très affinées.

Nous avons pu extraire jusqu'à 1 mJ d'énergie en augmentant l'énergie des impulsions de pompe, mais les dommages créés sur le cube polariseur nous ont malheureusement interdit d'augmenter davantage la puissance de pompage.

Les spectres de l'impulsion en sortie de l'amplificateur régénératif lorsque celui-ci est injecté et lorsqu'il oscille librement sont représentés sur la figure 129. La largeur du spectre observé est d'environ 20 nm quand la cavité est en mode de fonctionnement non-injecté. Il s'affine considérablement (jusqu'à la limite de résolution du spectromètre : 0,1 nm) quand le faisceau infrarouge provenant du laser à colorant est injecté. La longueur d'onde des impulsions en sortie de

l'amplificateur suit alors l'accordabilité de l'injecteur entre 750 et 800 nm. Au delà de ces longueurs d'onde, le spectre large d'émission de la cavité libre réapparaît. Ceci s'explique par le fait que le gain dans le résonateur est plus important autour de 775 nm et l'effet laser autour de cette longueur d'onde entre en compétition avec l'amplification de l'impulsion injectée. L'accordabilité de l'ensemble du système peut être étendue en injectant une puissance plus importante. La puissance lumineuse d'émission du laser à colorant était de quelques centaines de mW mais nous avons dû limiter cette puissance d'injection dans l'amplificateur régénératif en intercalant des densités optiques entre les deux. Cette précaution était indispensable pour limiter les retours de lumière vers l'injecteur qui ont pour effet de déstabiliser le laser à colorant. Nous avons par ailleurs mesuré un seuil d'injection de la cavité "esclave" à environ 1 mW.

Il faut signaler en outre, que nous avons eu quelques difficultés à accorder continûment l'injection en longueur d'onde, c'est à dire que l'affinement spectral ne se faisait pas correctement pour certaines longueurs d'onde. Cet effet se répétait plusieurs fois avec une période de 10 GHz. Cet intervalle spectral semblait correspondre à un effet Fabry-Perot entre les faces des cristaux de KD*P. L'injection aux longueurs d'onde critiques pouvait être réalisée simplement en modifiant légèrement l'orientation de la cellule de Pockels. L'utilisation d'un liquide d'adaptation d'indice ou d'un cristal de KD*P dont les faces sont taillées à l'angle de Brewster permettrait de supprimer cet effet parasite.

Le profil temporel de l'impulsion est représenté sur la figure 130. La durée à mi-hauteur est de 8 ns et correspond au temps d'un aller et retour dans la cavité. Une émission résiduelle est observée sur le front arrière de l'impulsion. Ceci est probablement dû à la biréfringence naturelle du saphir dopé titane qui dépolairise légèrement l'impulsion au dernier passage. En effet, lorsque la deuxième cellule de Pockels est activée, le cristal est parcouru par une impulsion de polarisation circulaire. La biréfringence du saphir rend cette polarisation elliptique. La cellule de Pockels CP2 ne peut alors plus redonner une polarisation parfaitement linéaire à l'impulsion. Seulement une partie de l'énergie est éjectée par le polariseur. Le reste est éjecté aux allers et retours suivants.

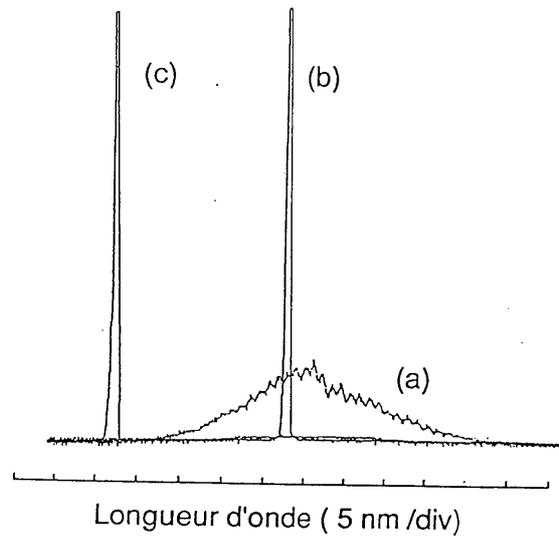


Figure 129 : spectre de l'impulsion :
 (a) : sans injection ;
 (b) : injection à 775 nm ;
 (c) : injection à 755 nm.

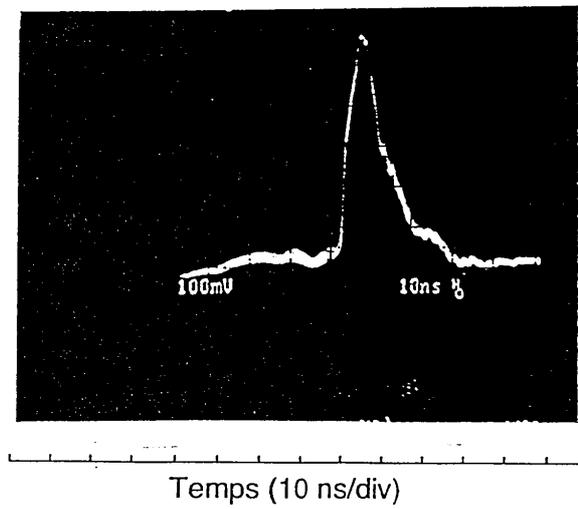


Figure 130 : profil temporel de l'impulsion
 éjectée de l'amplificateur régénératif.

III.5.4 - Amplification d'impulsions brèves

Depuis l'apparition du saphir dopé titane, la plupart des laboratoires étudiant les impulsions brèves ont concentré leurs recherches autour de ce nouveau matériau laser très prometteur. Le groupe d'optique non linéaire de l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée d'Orsay n'a pas échappé à cette règle et la très large bande spectrale d'émission du saphir dopé titane a permis de réaliser un oscillateur passif à modes bloqués délivrant des impulsions de durée inférieure à 100 fs [91,92]. De nombreux oscillateurs de ce type fonctionnent aujourd'hui dans le monde et ont permis d'améliorer considérablement les performances obtenues dans le domaine des impulsions brèves [93-95]. Avant de nous consacrer à la production d'impulsion brèves dans le saphir dopé titane, nous nous sommes seulement intéressés à l'amplification de telles impulsions dans ce nouveau matériau. La largeur de la bande spectrale ainsi que la section efficace élevée du saphir dopé titane nous permettaient d'espérer obtenir des performances comparables à celles atteintes par la chaîne amplificatrice à 620 nm réalisée antérieurement [96].

Dans les paragraphes précédents, nous avons étudié l'amplification d'impulsions monofréquences dans divers systèmes amplificateurs. Ces derniers peuvent également servir à l'amplification d'impulsions de durées très courtes. Pour cela, il suffit de modifier la nature de l'injecteur, c'est à dire de remplacer la source monomode par un générateur d'impulsions brèves.

Un laser à colorants à blocage de modes passif a été réalisé au laboratoire de l'IOTA d'Orsay [97,98]. Cette cavité, composée d'un milieu à gain et d'un absorbant saturable (Rhodamine 700 et HITCI) nous permettait de disposer d'impulsions brèves de durée inférieure à 100 fs avec une cadence de répétition de 140 MHz et une puissance moyenne de 20 mW (soit 0,1 nJ par impulsion). L'émission de ces impulsions se faisait autour de 800 nm avec un spectre large de 14 nm [99]. Le saphir dopé titane nous a donc semblé être un candidat parfaitement adapté pour l'amplification de ce type d'impulsions.

III.5.4.1 - Amplification multipassage à miroirs plans

La première tentative a été effectuée avec le dispositif d'amplification multipassage à miroirs plans. Nous avons injecté des impulsions dont la durée était d'environ 100 fs avec une énergie de 2 pJ [89]. A la sortie du système amplificateur, nous avons obtenu un signal lumineux sous la forme d'un train d'impulsions brèves dont la durée de chacune était estimée à 250 fs (figure 131). Cet élargissement temporel est dû à la dispersion de la vitesse de groupe agissant sur les différentes composantes spectrales de chaque impulsion. L'indice du saphir varie en fonction des longueurs d'onde (figure 132). De ce fait, les composantes "rouges" (longueurs d'onde les plus élevées) et les composantes "bleues" (longueurs d'onde les moins élevées) ne parcourent pas le milieu avec la même vitesse. Les différentes composantes spectrales de l'impulsion ne sortiront donc pas de l'amplificateur au même moment (figure 133). Cet effet se manifeste par un élargissement temporel de l'impulsion en sortie de l'amplificateur. Cet élargissement est d'autant plus marqué que les impulsions incidentes sont brèves (figure 134) puisque dans ce cas, le spectre associé est d'autant plus large. Les durées de l'impulsion en entrée et en sortie, notées respectivement τ_e et τ_s peuvent être reliées par la relation suivante [96,100] :

$$\tau_s = \tau_e \left[1 + \frac{\phi''}{4 \tau_e} (8 \text{Log} 2)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{III.24})$$

avec :

$$\phi'' = \frac{\lambda_0^3 L}{2\pi c^2} \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right)_{\lambda=\lambda_0} \quad (\text{III.25})$$

où $n(\lambda)$ représente l'indice du milieu en fonction de la longueur d'onde, λ_0 est la longueur d'onde centrale de l'impulsion, L la longueur de milieu parcouru et c la vitesse de la lumière dans le vide.

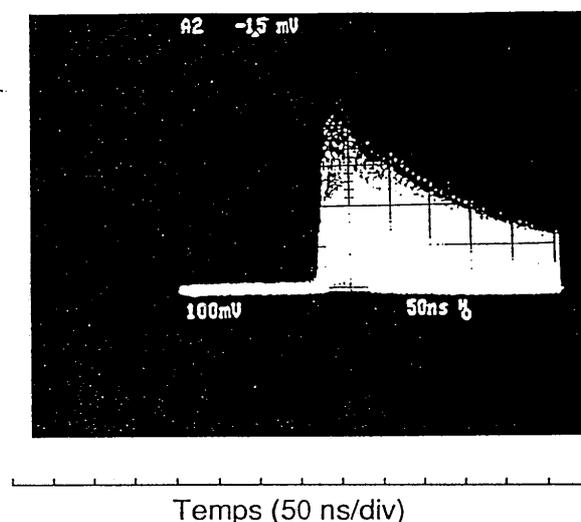


Figure 131 : train d'impulsions en sortie de l'amplificateur multipassage à miroirs plans lorsque l'on injecte des impulsions ultrabrèves.

Compte tenu de la dispersion d'ordre deux du saphir à 800 nm (environ $6 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}^{-2}$, voir figure 132), nous estimons la durée des impulsions à la sortie de l'amplificateur à 250 fs. Le gain a tendance à diminuer légèrement la durée de l'impulsion à chaque passage dans le milieu. Cet effet est néanmoins secondaire car le profil de l'impulsion ne se prête pas à un raccourcissement important de l'impulsion (voir Chapitre I, paragraphe I.3.5.4).

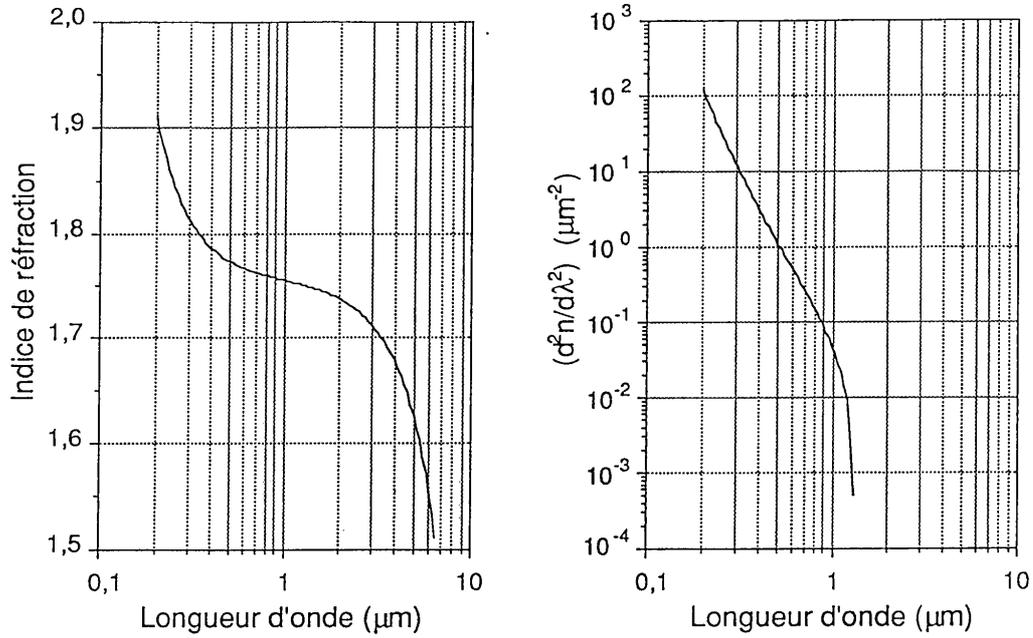


Figure 132 : variations de l'indice de réfraction et de la dispersion au deuxième ordre ($d^2n/d\lambda^2$) dans le saphir (d'après [101]).

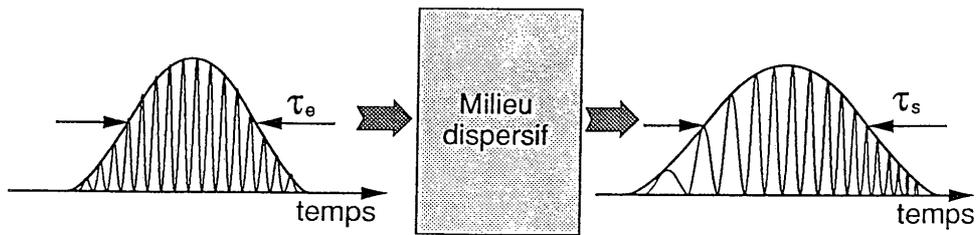


Figure 133 : effet de la dispersion de la vitesse de groupe. L'impulsion en sortie présente une modulation de fréquence (le rouge est plus rapide que le bleu) et une largeur temporelle plus importante ($\tau_s > \tau_e$).

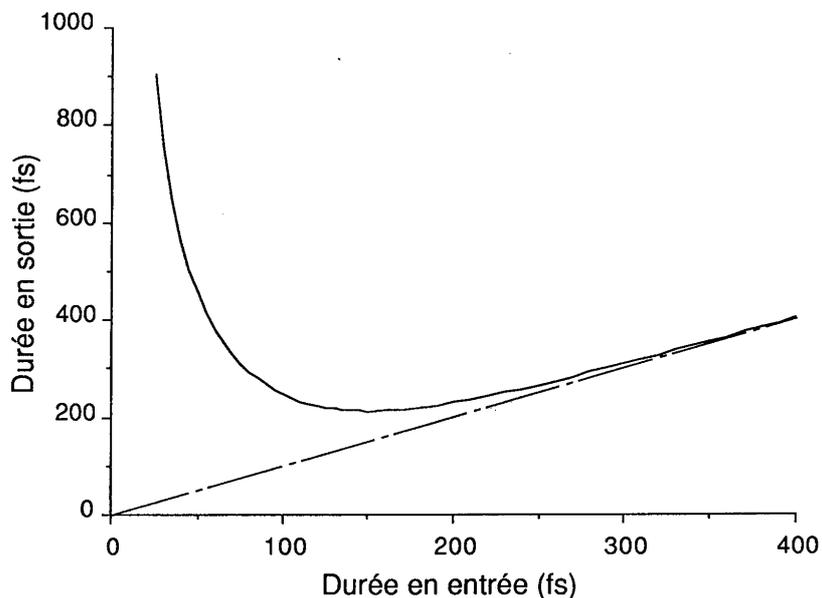


Figure 134 : évolution de la durée d'une impulsion traversant six fois un cristal de saphir de 2,5 cm d'épaisseur.

L'énergie E_n associée à chaque impulsion composant le train peut être déduite de l'énergie totale E_{tot} contenue dans le train et de la constante de temps de la décroissance exponentielle du signal. Nous avons :

$$E_n \approx E_{tot} \frac{\text{Log}2}{\tau_{tr} f} \left(1 - \frac{\text{Log}2}{\tau_{tr} f} \right)^{n-1} \quad (3.26)$$

où E_n est l'énergie de la $n^{\text{ième}}$ impulsion du train, f est la fréquence de répétition de la source d'impulsions brèves (140 MHz) et τ_{tr} la durée à mi-hauteur de l'enveloppe du train.

L'énergie totale contenue dans le train d'impulsions étant de 12 μJ pour une largeur à mi-hauteur de 200 ns, nous obtenons une énergie d'environ 0,3 μJ dans la première impulsion ($n=0$). Le rapport d'amplification est donc de $1,5 \cdot 10^5$. Ce rapport pourrait être nettement

amélioré si une seule impulsion était injectée dans le système amplificateur. Ceci serait réalisable en utilisant un sélecteur d'impulsion placé entre la source et l'amplificateur.

Les résultats d'amplification d'impulsions brèves obtenus avec ce dispositif ont été bien meilleurs que ceux que nous attendions. De ce fait, la puissance crête associée aux impulsions en sortie était considérable (environ 6 GW) occasionnant des dommages irréversibles dans le cristal de saphir dopé titane. Pour poursuivre cette expérience, il aurait été nécessaire d'étirer temporellement les impulsions avant de les injecter dans le système amplificateur, afin de diminuer la puissance instantanée de l'onde lumineuse pendant l'amplification. Les impulsions pourraient ensuite être recompressées grâce à un dispositif présentant une dispersion négative de la vitesse de groupe (figure 135). Ce dernier peut être réalisé à l'aide de prismes ou de réseaux [102].

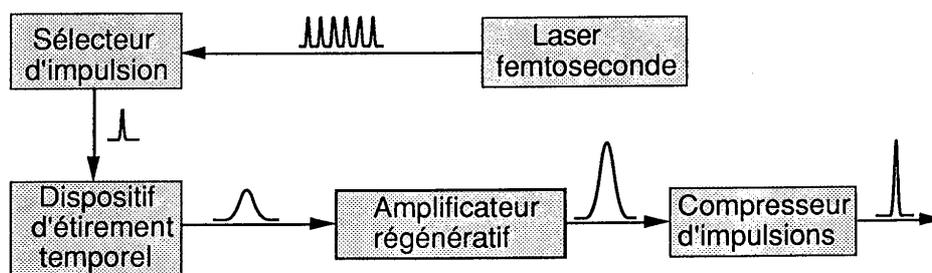


Figure 135 : principe de l'amplification régénérative d'impulsions brèves avec étirement et compression temporels.

III.5.4.2 - Amplification régénérative d'impulsions brèves étirées

L'amplification régénérative est un procédé couramment utilisé pour augmenter considérablement l'énergie des impulsions brèves. Cette technique a permis d'obtenir des impulsions subpicosecondes avec de fortes énergies dans l'alexandrite [103]. Il nous a donc semblé tout naturel d'utiliser l'amplificateur régénératif à saphir dopé titane présenté dans le paragraphe III.5.3, pour amplifier les impulsions issues du laser femtoseconde à colorant émettant à 800 nm [99].

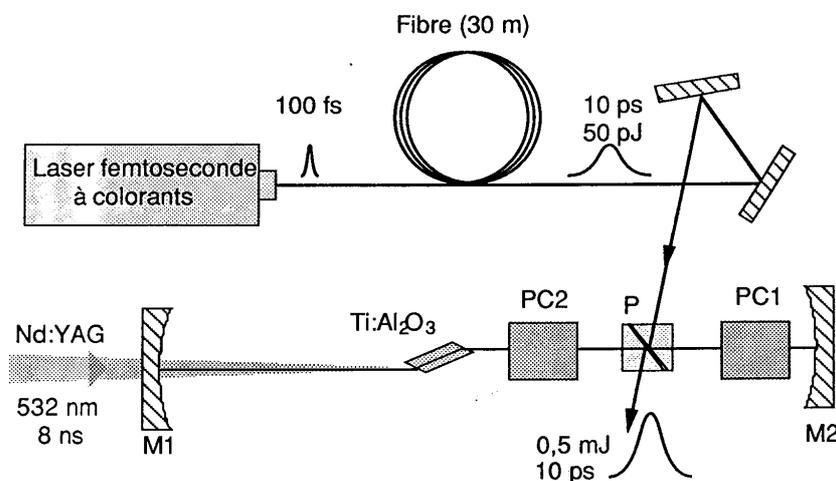


Figure 136 : amplificateur régénératif pour l'amplification d'impulsions brèves.

Afin d'éviter les problèmes de dommage créés par l'autofocalisation dans le cristal, la durée des impulsions incidentes a été considérablement augmentée à l'aide de 30 m de fibre (figure 136). La dispersion de la vitesse de groupe évoquée dans le paragraphe précédent a permis de rallonger la durée des impulsions jusqu'à une dizaine de picosecondes. Compte tenu des pertes causées par la fibre, nous avons estimé l'énergie des impulsions injectées à 50 pJ.

Le cristal de saphir dopé titane était pompé par des impulsions de 6 mJ à 532 nm. Dans ces conditions, l'énergie des impulsions en sortie de l'amplificateur s'élevait à 0,5 mJ ce qui correspondait à un gain de l'ordre de 10^7 pour le système amplificateur. L'ensemble du dispositif fournissait donc des impulsions avec une puissance crête de 50 MW sur quelques picosecondes. Notons par ailleurs que la durée de ces impulsions aurait pu être considérablement réduite à l'aide d'un dispositif à dispersion négative de la vitesse de groupe. Par conséquent, il est possible d'obtenir des puissances crêtes nettement plus élevées à partir de ce dispositif.

III.6 - Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, nous nous sommes particulièrement intéressés aux propriétés exceptionnelles de ce nouveau matériau laser accordable qu'est le saphir dopé titane. Une mesure précise de l'énergie de saturation nous a permis d'aborder l'amplification de plusieurs types de signaux lumineux et de réaliser divers oscillateurs aux caractéristiques variées.

De nombreux systèmes amplificateurs à passages multiples ont été présentés dans ce dernier chapitre. Ils peuvent être utilisés aussi bien pour des faisceaux monofréquences que pour des impulsions lumineuses ultra-brèves. Dans les deux cas, les performances obtenues avec ces dispositifs peuvent être nettement augmentées, notamment en pompant davantage le milieu à gain.

Les techniques de production et d'amplification d'impulsions brèves ont considérablement évoluées depuis ces deux dernières années avec une rapidité étonnante. A l'heure de la rédaction de ce mémoire, les performances atteintes dans le monde concernant l'amplification d'impulsions ultrabrèves ont été considérablement augmentées. Des sources d'impulsions femtosecondes avec des puissances crêtes de l'ordre du térawatt sont désormais de plus en plus courantes [104-105]. Le principe de l'amplification de ces impulsions reste néanmoins le même que celui présenté dans ce chapitre, à savoir : l'amplification régénérative.

CONCLUSION

CONCLUSION

L'essentiel du travail présenté dans ce mémoire a été consacré à l'amplification multipassage d'impulsions lumineuses dans des milieux laser tels que le YAG dopé néodyme, l'alexandrite ou le saphir dopé titane. Avant de présenter les divers dispositifs réalisés pour l'amplification dans ces matériaux, nous nous sommes intéressés à une description détaillée de l'amplification en régime de saturation. L'équation de la saturation du gain a été retrouvée de manière originale grâce à un modèle simple et descriptif considérant des cibles éphémères. Nous avons ensuite montré que l'énergie de saturation ne suffit pas à décrire le régime de l'amplification et que l'énergie stockée dans le milieu joue également un rôle important. Les effets de déformations des profils spatial et temporel par la saturation du gain ont également été abordés. Nous avons ensuite appliqué les résultats de l'amplification simple passage de manière récurrente pour décrire les effets de l'amplification à passages multiples dans un même milieu amplificateur.

Les importants effets d'"embouteillage" sur le niveau bas de la transition laser ont aussi été analysés au cours du premier chapitre. Nous savons ainsi qu'un milieu laser de type "quatre niveaux" se comporte comme un laser à trois niveaux lorsque la durée de l'impulsion est comparable au temps de relaxation du niveau inférieur de la transition. Nous avons obtenu une relation intégrale reliant les différentes énergies mises en jeu au cours de l'amplification ainsi que la durée de l'impulsion comparée au temps de désexcitation du niveau inférieur. L'étude aux limites de cette relation nous a permis d'obtenir une valeur approchée de l'énergie de saturation effective d'un milieu en fonction de la durée de l'impulsion qui le traverse.

Le deuxième chapitre a entièrement été consacré à la description d'un amplificateur régénératif nanoseconde. Ce dernier a été testé avec le YAG dopé au néodyme et l'alexandrite comme milieux actifs. Nous avons montré qu'il était possible de produire des impulsions monofréquences par injection de la cavité "esclave". Nous nous sommes placés à la limite de l'amplification régénérative et de l'injection continue pour produire des impulsions dont la durée est liée à la longueur de la cavité. Une étude détaillée de ce dispositif a montré qu'un asservissement de la longueur de la cavité était inutile avec ce type de fonctionnement. Notons par ailleurs qu'il est possible d'obtenir simultanément l'accordabilité et la finesse spectrale si le milieu actif est à large bande de fluorescence comme dans le cas de l'alexandrite.

Dans le dernier chapitre de ce mémoire, nous avons présenté un nouveau matériau solide accordable aux propriétés exceptionnelles. Il s'agit du saphir dopé titane. Les caractéristiques optiques de ce nouveau matériau de la même famille que le rubis en font un excellent candidat pour la production et l'amplification d'impulsions brèves. Divers types d'amplificateurs utilisant le saphir dopé titane comme milieu actif sont présentés dans ce dernier chapitre. Ils permettent d'amplifier des impulsions monomodes ainsi que des impulsions brèves. Ces travaux seront poursuivis à l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée d'Orsay.

Au terme de cette étude, nous avons imaginé qu'il serait possible d'augmenter considérablement l'énergie des impulsions brèves en utilisant un barreau de saphir dopé titane pompé par lampes à éclairs. Par cette méthode, il n'est pas absurde d'espérer obtenir une centaine de millijoules à la sortie de notre dispositif d'amplification. Le saphir dopé titane dont les avantages sont innombrables présente cependant un inconvénient majeur : sa durée de fluorescence est relativement courte ($3 \mu\text{s}$). Il est donc très difficile de réaliser un pompage efficace de ce matériau par des lampes à éclairs et nos projets semblent condamnés à l'échec. Mais l'apparition récente de nouveaux matériaux tels que le LiCAF ou le LiSAF dont les propriétés en accordabilité sont semblables à celle du saphir dopé titane avec des durées de fluorescence nettement plus importantes relance l'intérêt de ce type de pompage. Il n'est pas impossible que les années futures voient la réalisation d'amplificateurs régénératifs de très forte puissance utilisant ces nouveaux matériaux pompés par lampes à éclairs, voire même pompés par des diodes lasers si la technologie le permet.

BIBLIOGRAPHIE



Chapitre I

- [1] L. M. Frantz and J. S. Nodvik,
"Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier,"
J. Appl. Phys., vol. 34, pp. 2346-2349, 1963.
- [2] W. Koechner,
"Solid State Laser Engineering," Chap.11
Springer-Verlag, 2nd Edition, 1988.
- [3] P. V. Avizonis and R. L. Grotbeck,
"Experimental and Theoretical Ruby Laser Amplifier Dynamics,"
J. Appl. Phys., vol. 35, pp. 687-693, 1966.
- [4] P. F. Moulton,
"Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃,"
J. Opt. Soc. Am. B, vol. 3, pp. 125-132, 1986.
- [5] Tso Yee Fan, G. Huber, Robert L. Byer and P. Mitzscherlich,
"Spectroscopy and Diode Laser-Pumped Operation of Tm, Ho:YAG,"
IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-2, pp. 924-933, 1988.
- [6] M. D. Shinn, L. L. Chase, J. A. Caird, S. A. Payne,
L. J. Atherton and W. L. Kway,
"Progress in the development of LiCaAlF₆:Cr³⁺ Laser Crystal,"
Topical Meeting on "Advanced Solid State Laser" Salt Lake City,
paper MA1, march 1990.
- [7] F. Estable, F. Salin, M. Allain, P. Georges and A. Brun,
"Direct Measurement of Saturation Fluence in Ti:Al₂O₃,"
Opt. Commun., vol. 72, pp. 235-238, 1989.
- [8] H. Kogelnik,
"On the Propagation of Gaussian Beams of Light Through Lenslike
Media Including those with a Loss or Gain Variation,"
Appl. Opt., vol. 4, p. 1562, 1965.
- [9] L. W. Casperson and A. Yariv,
"Gain and Dispersion Focusing in a High Gain Laser,"
Appl. Opt., vol. 11, p. 462, 1972.



- [10] A. Yariv and P. Yeh,
"Confinement and Stability in Optical Resonators Employing
Mirrors with Gaussian Reflectivity Tapers,"
Opt. Commun., vol. 13, p. 370, 1975.
- [11] Anthony E. Siegman,
"Lasers," Chap.10
University Science Books, 1986.
- [12] R. Bellman, G. Birnbaum and W. G. Wagner,
"Transmission of Monochromatic Radiation in a two-Level
Material,"
J. Appl. Phys., vol. 34, pp. 780-782, 1963.
- [13] F. E. Hovis, C. J. Kennedy and B. Vivian,
"Lower Level Relaxation of Nd:YAG,"
Topical Meeting on "Advanced Solid State Laser" Salt Lake City,
paper WF3, march 1990.
- [14] Tso Yee Fan,
"Effect of Finite Lower Level Lifetime on Q-Switched Lasers,"
IEEE J.Quantum Electron., vol. QE-24, pp. 2345-2349, 1990.
- [15] W. E. Martin and D. Milam,
"Gain Saturation in Nd:Doped Laser Materials,"
IEEE J.Quantum Electron., vol. QE-18, pp. 1155-1163, 1982.
- [16] S. M. Yarema and D. Milam,
"Gain Saturation in Phosphate Laser Glasses,"
IEEE J.Quantum Electron., vol. QE-18, pp. 1941-1946, 1982.
- [17] E. Mottay et G. Brassart,
B.M.Industries,
Communication privée.
- [18] S. K. Gayen, W. B. Wang, V. Petricevic, K. M. Yoo and R. R. Alfano,
"Picosecond Excite-and-Probe absorption Measurement of the
Infra- ${}^2E_gE_{3/2}$ -State Vibrational Relaxation Time in $Ti:Al_2O_3$,"
Appl. Phys. Lett., vol. 50, pp. 1494-1496, 1987.
- [19] Documentation technique Allied-Signal Technologies,
Charlotte, North Carolina 28231 (USA).

- [20] A. Charlton, M. R. Dickinson, P. F. Hicks and T. A. King,
"Erbium- and Holmium-Doped YAG Lasers : a Comparative Study,"
J. Mod. Optics., vol. 36, pp. 455-462, 1980.
- [21] W. H. Loowdermilk and J. E. Murray ,
"The Multipass Amplifier : Theory and numerical analysis,"
J. Appl. Phys., vol. 51, pp. 2436-2444, 1980.
- [22] J. E. Murray and W. H. Loowdermilk,
"Nd:YAG Regenerative Amplifier,"
J. Appl. Phys., vol. 51, pp. 3548-3555, 1980.
- [23] I. V. Epatko, P. P. Passhinin and R. V. Serov,
"Characteristics of Multipass Amplifiers,"
Sov.J.Quantum.Electron., vol. 20, pp. 249-252, 1990.

Chapitre II

- [24] J. F. Holzrichter, D. Eimerl, E. V. George, J. B. Trenholme,
W. W. Simmons and J. T. Hunt,
"Physics of Laser Fusion,"
High-Power Pulsed Lasers, vol. III, Sept.1963.
- [25] W. Seka, J. Soures, O. Lewis, J. Bunkenberg, D. Braun, S. Jacobs,
G. Mourou and J. Zimmerman,
"High Power Phosphate-glass Laser System : Design and
Performance Characteristics,"
Appl. Opt., vol. 19, pp. 409, 1980.
- [26] W. H. Knox, M. C. Downer, R. L. Fork and C. V. Shank,
"Amplified Femtosecond Optical Pulses and Continuum Generation
at 5 kHz Repetition Rate,"
Opt. Lett., vol. 9, p. 553, 1984.
- [27] D. Nickel, D. Kühlke and D. von der Linde,
"Multipass Dye-Cell Amplifier for High-Repetition-Rate
Femtosecond Optical Pulses,"
Opt. Lett., vol. 14, pp. 36-38, 1989.

- [28] R. L. Fork, H. Avramopoulos, H. L. Fragnito and P. C. Becker, K. L. Schehrer and C. Hirlimann, "Amplification of Femtosecond Optical Pulses Using a Double Confocal Resonator," *Opt. Lett.*, vol. 14, pp. 1068-1070, 1989.
- [29] W. H. Knox, "Generation and Kilohertz-rate Amplification of Femtosecond Optical Pulses Around 800 nm," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 4, p. 1771, 1987.
- [30] M. M. Martin, E. Brehret and Y. H. Meyer, "Spectral Dynamics in Dye Lasers : a new Picosecond Source," *Opt. Commun.*, vol. 56, p. 61, 1985.
- [31] O. Seddiki, A. Goddi, R. Mounet, J.-F. Morhange and C. Hirlimann, "New Optical Design for a Jet Amplifier," *Ultrafast Phenomena VI.*, p. 43, Ed. T. Yajima, K. Yoshihara, C.B. Haris, S. Shionoya (Springer-Verlag Berlin Heidelberg,1988).
- [32] E.V. Khoroshilov, I.V. Kryukov, P.G. Kryukov, and A.V. Sharkov, "10 kHz-rate Amplification of 40-fs Optical Pulses at Low Pumping Energy," *Ultrafast Phenomena VI.*, p. 23, Ed. T. Yajima, K. Yoshihara, C.B. Haris, S. Shionoya (Springer-Verlag Berlin Heidelberg,1988).
- [33] J. Krasinski, D. F. Heller and Y. B. Band, "Multipass Amplifier Using Optical Circulators," *IEEE J.Quantum Electron.*, vol. QE-26, pp. 950-958, 1990.
- [34] L. J. Aplet and J. W. Carson, "A Faraday Effect Optical Isolator," *Appl. Opt.*, vol. 3, p. 544, 1964.
- [35] J. C. Postlewaite, J. B. Miers, C. C. Reiner, and D. D. Dlott, "Picosecond Nd:YAG Regenerative Amplifier with Acoustooptic Injection and Electrooptic VFET Pulse Switchout," *IEEE J.Quantum Electron.*, vol. QE-26, pp. 411-417, 1988.
- [36] L. Yan, J.-D. Ling, P.-T. Ho, C. H. Lee and G. L. Burdge, "An Actively Mode-Locked Continuous Wave Nd:Phosphate Glass Oscillator and Regenerative Amplifier," *IEEE J.Quantum Electron.*, vol. QE-24, pp. 418-424, 1988.

- [37] P. Bado, M. Bouvier and J. Scott Coe,
"Nd:YLF Mode Locked Oscillator and Regenerative Amplifier,"
Opt. Lett., vol. 12, pp. 319-321, 1987.
- [38] P. Bado, M. Pessot, J. Squier, G. A. Mourou and D. J. Harter,
"Regenerative Amplification in Alexandrite of Pulses from
Specialized Oscillator,"
IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-24, pp. 1167-1171, 1988.
- [39] W. H. Lowdermilk,
"Technology of bandwidth-limited ultrashort pulse generation,"
Laser Handbook, Tome 3, Edition M. L. Stich (North Holland,
Amsterdam), 1979.
- [40] W. Koechner,
"Solid State Laser Engineering," Chap.2
Springer-Verlag, 2nd Edition, 1988.
- [41] F. Salin and F. Estable,
"Single Frequency, High Power Nd:YAG laser with Adjustable Pulse
Duration Between 2 and 15 nsec,"
Proceedings of Advanced Solid State Laser, Salt Lake City,
March 1988.
- [42] I. N. Duling, T. Norris, T. Sizer, P. Bado and G. A. Mourou,
"Kilohertz Synchronous Amplification of 85-Femtosecond Optical
Pulses,"
J. Opt. Soc. Am. B, vol. 2, pp. 616-618, 1985.
- [43] P. Bado and M. Bouvier,
"Multikilohertz Pockels Cell Driver,"
Rev. Sci. Instrum., vol. 56, pp. 1744-1745, 1985.
- [44] R. C. Jones,
"A New Calculus for the Treatment of Optical Systems,"
J. Opt. Soc. Am., vol. 31, pp. 488-503, 1941.
- [45] A. Kastler,
"Transmission d'une Impulsion Lumineuse par un Interféromètre
de Fabry-Perot,"
Nouv. Rev. Optique, tome 5, pp. 133-139, 1974.

- [46] Y. K. Park, G. Giulliani and R. L. Byer,
"Single Axial Mode Operation of a Q-Switched Nd:YAG Oscillator by
Injection Seeding,"
IEEE J.Quantum Electron., vol. QE-20, pp. 117-125, 1984.
- [47] S. Basu and R. L. Byer,
"Short Pulse Injection Seeding of a Q-Switched Nd:Glass Laser
Oscillator - Theory and Experiment,"
IEEE J.Quantum Electron., vol. QE-20, pp. 117-125, 1984.
- [48] W. Koechner,
"Absorbed Pump Power, Thermal Profile and Stresses in a cw
Nd:YAG crystal,"
Appl. Opt., vol. 9, pp. 1429, 1970.
- [49] W. Koechner,
"Thermal Lensing in a Nd:YAG Laser Rod,"
Appl. Opt., vol. 9, pp. 2549, 1970.
- [50] W. Koechner and D. K. Rice,
"Effect of Birefringence on the Performance of Linearly
Polarized YAG:Nd Laser,"
IEEE J.Quantum Electron., vol. QE-6, pp. 557, 1970
- [51] H. Kogelnik and T. Li,
"Laser Beams and Resonators,"
Appl. Opt., vol. 5, pp. 1550-1567, 1966.
- [52] A. E. Siegman,
"Unstable Optical Resonators,"
Appl. Opt., vol. 13, pp. 353-367, 1974.
- [53] P. G. Gobbi and G. C. Reali,
"A Novel Unstable Resonator Configuration with a Self Filtering
Aperture,"
Opt. Commun., vol. 52, pp. 195-198, 1984.
- [54] P. Lavigne, N. MacCarthy, A. Parent and K. J. Snell,
"Laser Mode Control with Variable Reflectivity Mirrors,"
Can. J. Phys. , vol. 66, pp. 888, 1988.
- [55] S. De Silvestri, V. Magni, O. Svelto and G. Valentini,
"Lasers with Super-Gaussian Mirrors,"
IEEE J.Quantum Electron., vol. QE-26, pp. 1500-1509, 1990.

- [56] A. Caprara, S. Butcher and R. Aubert,
"Injection Seeding of a Nd:YAG Laser Utilizing a Radially Variable Reflectivity Output Coupler,"
SPIE Pulsed Single Frequency Lasers : Technology and applications, vol. 912, pp. 21-31, 1988.
- [57] S. De Silvestri, V. Magni, S. Taccheo and G. Valentini,
"Q-Switched Nd:YAG Laser with Super-Gaussian Resonator,"
Opt. Lett., vol. 16, pp. 642-644, 1991.
- [58] B. E. Perry, J. J. Pieterse, M. A. Enright, L. R. Wolford and B. C. Johnson
"Effects of a single axial mode pulsed Nd:YAG pump source on wavelength extending accessories,"
SPIE Pulsed Single Frequency Lasers : Technology and applications, vol. 912, pp. 37-44, 1988.

Chapitre III

- [59] P. F. Moulton,
"Ti-doped Sapphire : a Tunable Solid-state Laser,"
Opt. News, vol. 8, p. 9, 1982.
- [60] P. Lacovara, L. Esterowitz and M. Kokta,
"Growth, Spectroscopy, and Lasing of Titanium-Doped Sapphire,"
IEEE J.Quantum Electron., vol. QE-21, pp. 1614-1618, 1985.
- [61] R. Moncorgé, G. Boulon, D. Vivien, A. M. Lejus, R. Collongues, V. Djévahirdjian, K. Djévahirdjian and R. Cagnard,
"Optical Properties and Tunable Laser Action of Verneuil- Grown Single Crystals of $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$,"
IEEE J.Quantum Electron., vol. QE-24, pp. 1049-1051, 1988.
- [62] A. Sanchez, A.J. Strauss, R. L. Aggarwal and R. E. Fahey,
"Crystal Growth, Spectroscopy, and Laser Characteristics of $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$,"
IEEE J.Quantum Electron., vol. QE-24, pp. 995-1002, 1988.

- [63] R. C. Powell, J. L. Caslavsky, Z. AlShaieb and J. M. Bowen,
"Growth, Characterization, and Optical Spectroscopy of $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$,"
J. Appl. Phys., vol. 58, pp. 2331-2336, 1985.
- [64] D. S. McClure,
"Optical Spectra of Transition-metal Ions in Corundum,"
J. Chem. Phys., vol. 36, pp. 2757-2779, 1962.
- [65] R. L. Aggarwal, A. Sanchez, M. M. Stuppi, R. E. Fahey, A. J. Strauss,
W. R. Rapoport and C. P. Khattak,
"Residual Infrared Absorption in As-Grown and Annealed
Crystals of $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$,"
IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-24, pp. 1003-1008, 1988.
- [66] P. Albers, E. Stark and G. Huber,
"Continuous-Wave Laser Operation and Quantum Efficiency of
Titanium-Doped Sapphire,"
J. Opt. Soc. Am. B, vol. 3, pp. 134-139, 1986.
- [67] P. Albers, H. P. Jenssen, G. Huber and M. Kokta,
"Continuous-Wave Tunable Laser Operation of Ti^{3+} -Doped
Sapphire at 300 K,"
Tunable Solid State Laser II, Eds. A. B. Budgor,
L. Esterowitz and L. G. DeShazer
(Springer-Verlag, Berlin, 1986), p. 202.
- [68] A. Sanchez, R. E. Fahey, A. J. Strauss and R. L. Aggarwal,
"Room-Temperature cw Operation of the $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ Laser,"
Tunable Solid State Laser II, Eds. A. B. Budgor,
L. Esterowitz and L. G. DeShazer
(Springer-Verlag, Berlin, 1986), p. 208.
- [69] G. Erbert, I. Bass, R. Hackel, S. Jenkins, K. Kanz and J. Paisner,
"43-W, Cw $\text{Ti}:\text{Sapphire}$ Laser,"
CPEO 91, paper CThH4, 1991.
- [70] P. A. Schulz,
"Single-Frequency $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ Ring Laser,"
IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-24, pp. 1039-1044, 1988.
- [71] D. E. Spence, P. N. Kean and W. Sibbett
"60-fsec Pulse Generation from a Self-Mode-Locked $\text{Ti}:\text{Sapphire}$
Laser,"
Opt. Lett., vol. 16, pp. 42-44, 1991.

- [72] T. R. Steele, D. C. Gerstenberger, A. Drobshoff and R. W. Wallace, "Broadly Tunable High-Power Operation of an All-Solid-State Titanium-Doped Sapphire Laser System," *Opt. Lett.*, vol. 16, N° 6, pp. 399-401, 1991.
- [73] J. Harrison, A. Finch, D. M. Rines, G. A. Rines and P. F. Moulton, "All-Solid-State Operation of a cw Ti:Al₂O₃ Laser," Proceedings of *Advanced Solid State Lasers*, Hilton Head, paper MD6, 1991.
- [74] K. W. Kangas, D. D. Lowenthal and C. H. Muller III, "Single-Longitudinal-Mode, Tunable, Pulsed Ti:Sapphire Laser Oscillator," *Opt. Lett.*, vol. 14, pp. 21-23, 1991.
- [75] R. Rao, G. Vaillancourt, H. S. Kwok and C. P. Khattak, "Highly Efficient, Widely Tunable Kilohertz Repetition Rate Ti:Sapphire Laser Pumped by Nd:YLF Laser," Proceedings of *Tunable Solid State Lasers*, Cape Cod, Eds. M. L. Shand and H.P.Jenssen p. 39, 1989.
- [76] S. G. Bartoshevich, V. V. Zuev, S. Yu Mirza, P. N. Nazarenko, Yu P. Polunin, G. A. Skripko and V. B. Sukhanov, "Wide-Band Conversion of Copper Laser Radiation in an Al₂O₃:Ti³⁺ Crystal," *Soviet Journal of Quantum Electronics*, vol. 19, p. 138, 1989.
- [77] C. H. Muller III, D. D. Lowenthal, K. W. Kangas, R. A. Hamil and G. C. Tisone, "2.0-J Ti:Sapphire Laser Oscillator," *Opt. Lett.*, vol. 13, pp. 380-382, 1988.
- [78] M. J. P. Payne and N. A. Lowde, "Titanium:Sapphire Laser with Dye Laser Pumping," *SPIE High-Power Solid State Lasers and Application*, vol. 1277, 1990.
- [79] E. G. Erickson, "Flashlamp-Pumped Titanium:Sapphire Laser," Proceedings of *Tunable Solid State Lasers*, Cape Cod, Eds. M. L. Shand and H.P.Jenssen p. 26, 1989.

- [80] A. J. W. Brown, C. H. Fisher, K. W. Kangas, C. H. Muller III and D. D. Lowenthal, "High Energy, Short Pulse, Flashlamp Pumped Ti:Al₂O₃ Laser," Proceedings of *CLEO 1990*, paper CWF13, p. 258.
- [81] P. Lacovara, L. Esterowitz and R. Allen, "Flash-Lamp-Pumped Ti:Al₂O₃ Laser Using Fluorescent Conversion," *Opt. Lett.*, vol. 10, pp. 273-275, 1985.
- [82] K. S. Han, S. H. Nam and J. H. Lee, "High Power Blue-Green Laser by Hypocycloidal-Pinch Plasmas," *J. Appl. Phys.*, vol. 55, pp. 4113-4115, 1984.
- [83] I. H. Hwang, K. D. Song and S. H. Choi, "Dense-Plasma Light Source Pumped Ti:Sapphire Laser," Proceedings of *Tunable Solid State Lasers*, Cape Cod, Eds. M. L. Shand and H.P.Jenssen p. 20, 1989.
- [84] L. G. DeShazer, J. M. Eggleston and K. W. Kangas, "Oscillator and Amplifier Performance of Ti:Sapphire," *Tunable Solid State Laser II*, Eds. A. B. Budgor, L. Esterowitz and L. G. DeShazer (Springer-Verlag, Berlin, 1986). p.228.
- [85] N. P. Barnes and D. K. Remelius, "Amplifier and Line-Narrowed Oscillator Performance of Ti:Al₂O₃," *Tunable Solid State Laser II*, Eds. A. B. Budgor, L. Esterowitz and L. G. DeShazer (Springer-Verlag, Berlin, 1986). p.218.
- [86] D. Pagnoux, J.-M. Blondy, P. Facq, F. Estable, G. Riboulet et G. Fressy, "Source d'Excitation Modalement et Chromatiquement Accordable des Fibres Multimodes et des Composants Passifs Associés," *Opto Electronique*, N° 61, pages 32-38, 1991.
- [87] Anthony E. Siegman, "Lasers," Chap.16 University Science Books, 1986.

- [88] W. J. Steward,
Digest of Topical Meeting on Optical Fiber Transmission,
OSA, paper PD 6-1, Washington, 1975.
- [89] F. Estable, F. Salin, P. Georges, J. F. Roch and A. Brun,
"Theoretical and Experimental Study of High Gain Multipass
Amplifier for CW and Femtosecond Lasers,"
Proceedings of Advanced Solid State Laser, Salt Lake City,
March 1988.
- [90] P. Georges, F. Estable, F. Salin, J.-P. Poizat, P. Grangier and A. Brun,
"High-efficiency Multipass Ti:sapphire Amplifiers for a
Continuous-Wave Single-Mode Laser,"
Opt. Lett., vol. 16, pp. 144-146, 1991.
- [91] T. Lépine,
"Etude et réalisation de laser solides à modes couplés (YAG dopé
néodyme et saphir dopé titane), compression d'impulsions,"
Thèse de Doctorat en Sciences, Institut d'Optique, (1991).
- [92] P. Georges, T. Lépine, G. Roger and A. Brun,
"Generation of Sub-100fs Pulses Directly from a Passively Mode
Locked Titanium Sapphire Laser,"
Proceedings of Advanced Solid State Lasers, Hilton Head,
paper MC3, 1991.
- [93] J. P. Likforman, G. Grillon, M. Joffre, C. Le Blanc,
A. Migus and A. Antonetti,
"Generation of 27 Femtosecond Pulses of 70 kW Peak Power at
80 MHz Repetition Rate Using a CW Self-Locked Ti:Sapphire Laser,"
Proceedings of Advanced Solid State Lasers, Hilton Head,
paper MC2, 1991.
- [94] J. Squier, F. Salin and G. Mourou,
"100-fs Pulse Generation and Amplification in Ti:Al₂O₃,"
Opt. Lett., vol. 16, pp. 324-326, 1991.
- [95] J. Goodberlet, J. Wang, J.G. Fujimoto and P. A. Schulz,
"Femtosecond Passively Mode-Locked Ti:Al₂O₃ Laser with a
Nonlinear External Cavity,"
Opt. Lett., vol. 14, pp. 1125-1127, 1989.

- [96] F. Salin,
"Etude et réalisation d'une chaîne laser femtoseconde. Rôle des phénomènes solitons dans les lasers femtosecondes à dispersion contrôlée,"
Thèse de Doctorat en Sciences, Institut d'Optique, (1987).
- [97] P. Georges,
"Etude et réalisation d'un laser à colorant femtoseconde fonctionnant à différentes longueurs d'onde. Compression et amplification d'impulsions ultrabrèves,"
Thèse de Doctorat en Sciences, Institut d'Optique, (1989).
- [98] P. Georges, F. Salin and A. Brun,
"Generation of 36-fsec Pulses Near 775 nm from a Colliding-Pulse Passively Mode-Locked Dye Laser,"
Opt. Lett., vol. 14, pp. 940-942, 1989.
- [99] P. Georges, F. Salin, G. Le Saux, G. Roger and A. Brun,
"Femtosecond Pulses at 800 nm by Passive Mode Locking of Rhodamine 700,"
Opt. Lett., vol. 15, pp. 446-448, 1989.
- [100] S. De Silvestri, P. Laporta and O. Svelto,
"The Role of Cavity Dispersion in CW Mode-Locked Lasers,"
IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-20, p. 533, 1984.
- [101] I. H. Malitson,
"Refraction and Dispersion of Synthetic Sapphire"
J. Opt. Soc. Am., vol. 52, pp. 1377-1379, 1962.
- [102] R. L. Fork, O. E. Martinez and J. P. Gordon,
"Negative Dispersion Using Pairs of Prisms,"
Opt. Lett., vol. 9, pp. 150-152, 1984.
- [103] M. Pessot, J. Squier, G. Mourou and D. J. Harter,
"Amplification of 100-fs Pulses in Alexandrite Using Chirped Pulse Techniques,"
Proceedings of Advanced Solid State Lasers, Cape Cod, Eds. M. L. Shand and H.P. Jenssen
p. 44, 1989.

- [104] A. Sullivan, H. Hamster, H. C. Kapteyn, S. Gordon, W. White, H. Nathel, R. J. Blair and R. W. Falcone, "Multiterawatt, 100-fs Laser," *Opt. Lett.*, vol. 16, pp. 1406-1408, 1991.
- [105] J. D. Kmetec, J. J. Macklin and J. F. Young, "0.5-TW, 125-fs Ti:Sapphire Laser," *Opt. Lett.*, vol. 16, pp. 1001-1003, 1991.