



HAL
open science

Etude théorique et expérimentale des lasers solides bi-fréquences dans les domaines GHz à THz, en régime continu ou impulsif. Applications opto-microondes

Ngoc Diep Lai

► **To cite this version:**

Ngoc Diep Lai. Etude théorique et expérimentale des lasers solides bi-fréquences dans les domaines GHz à THz, en régime continu ou impulsif. Applications opto-microondes. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Rennes 1, 2003. Français. NNT: . tel-00410958

HAL Id: tel-00410958

<https://theses.hal.science/tel-00410958>

Submitted on 25 Aug 2009

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

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

N° Ordre : 2847

THESE

présentée devant

L'UNIVERSITE DE RENNES I

pour obtenir le grade de :

Docteur de l'Université de Rennes I

Mention Physique

par

NGOC DIEP LAI

Laboratoire d'Electronique Quantique – Physique des Lasers
Ecole Doctorale Sciences de la Matière de Rennes
U.F.R. Structure et Propriétés de la Matière

Étude théorique et expérimentale des lasers solides bi-
fréquences dans les domaines GHz à THz, en régime
continu ou impulsif. Applications opto-microondes.

Soutenue le 04 Juillet 2003 devant la Commission d'Examen :

BRETENAKER Fabien	Chargé de recherche, laboratoire Aimé Cotton	Examineur
DOLFI Daniel	Ingénieur de recherche, Thalès R&T	Examineur
DUMONT Michel	Directeur de recherche CNRS, ENS de Cachan	Président
GILLES Hervé	Professeur, ENSICAEN - ISMRA de Caen	Rapporteur
LACOT Éric	Maître de conférences, Université J. Fourier	Rapporteur
LE FLOCH Albert	Professeur, Université de Rennes I	Examineur

Remerciements

Le travail de thèse décrit dans ce mémoire a été effectué au laboratoire d'Électronique Quantique – Physique des Lasers de l'Université de Rennes I. Je tiens tout d'abord à remercier ALBERT LE FLOCH de m'avoir accueilli dans son équipe.

J'exprime ma profonde reconnaissance à FABIEN BRETENAKER. Je suis très ravi d'avoir réalisé cette thèse sous sa direction et je lui dois les idées développées dans ce manuscrit ainsi que son aboutissement.

J'ai eu de la chance de travailler sous l'œil attentif de MARC BRUNEL, de partager ses idées, de profiter de son immense savoir et de son énergie constant. Je le remercie vivement pour sa gentillesse et pour le temps qu'il m'a consacré.

MICHEL DUMONT a été à l'origine de ma venue à Rennes. Je le remercie pour ses conseils et avoir bien voulu présider le jury. Je suis particulièrement reconnaissant à HERVÉ GILLES et ERIC LACOT d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail. Je remercie également DANIEL DOLFI d'avoir accepté de participer à ce jury.

Un remerciement sincère à tous les membres de l'équipe : DOMINIQUE CHAUVAT, GUY ROPARS, OLIVIER ÉMILE, MARC VALLET, JEAN-PAUL TACHÉ, ROGER LE NAOUR, GUILLAUME DENANNOY, KAMAL PRIYA SINGH, CHRISTOPHE BONNET, THIERRY RUCHON, LAURENT DUTRIAUX, MEHDI ALOUINI ; les électroniciens LUDOVIC FREIN, CLAUDE DEROUBAIX ; les mécaniciens CYRIL HAMEL, JACQUES ROIGNANT ; l'opticien ANTHONY CARRÉ ; les secrétaires MARIE-AUDE VITRE, LÉONE HAMON ; le verrier HENRI GEHANNO ; les stagiaires JULIEN BRISSET, VINCENT CROZATIER, JEAN-CHRISTOPHE JOUAN, MARIE CUNNAC. Qu'ils sachent que j'ai été heureux de travailler à leurs côtés et qu'ils ont été à la source de cette bonne ambiance régnant dans l'équipe.

Que GUY JEZEQUEL et toute l'équipe de Physique des Surfaces et Interfaces soient aussi remerciés pour leurs sentiments, je leur en suis reconnaissant. Je voudrais remercier BENJEMAA NOUREDDINE et MOHAMED HIMDI pour leur enthousiasme et pour leur prêt de matériels.

Plusieurs collaborations ont été suivies durant ces trois années. Je tiens à remercier DANIEL DOLFI et LOÏC MORVAN de Thalès R&T pour leur soutien et les diverses discussions que nous avons eues. Merci tout particulièrement à JEAN-FRANCOIS ROUX et à tous les membres du LAHC de l'Université de Savoie pour leur collaboration et les séjours de recherche inoubliables à Chambéry. Le CEA/LETI de Grenoble nous a beaucoup soutenu pour les nouveaux matériaux lasers. Je tiens à remercier à LAURENT FULBERT et BERNARD FERRAND. Je voudrais également remercier DOMINIQUE LUPINSKI de la société "Cristal Laser", JEAN-PHILIPPE FÈVE de l'Université Joseph Fourier de Grenoble, et PASCAL BALDI de l'Université de Nice-Sophia Antipolis, pour les prêts de cristaux non linéaires et leurs conseils très utiles.

Avant cette thèse, j'ai suivi des cours de la préparation à l'agrégation à l'ENS de Cachan sous le soutien de MIREILLE TADJEDDINE. Qu'elle trouve ici mes meilleurs sentiments. Mes professeurs vietnamiens m'ont encouragé tout au long de mes études à l'étranger. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude.

Un grand merci à tous mes amis, en France ou au Viet Nam. Leur soutien permanent a été pour moi une source de motivation supplémentaire. Merci tout particulièrement à VIET DUNG NGUYEN, CHRISTOPHE BERTRAND et KAMAL PRIYA SINGH pour leurs aides et leurs conseils dans différents domaines.

Enfin, je voudrais finir ces remerciements en dédiant ce travail à ma famille qui est très loin de la France, surtout à mes parents et à ma femme, NGOC BICH, qui m'ont supporté et réconforté dans les moments difficiles.

Table des matières

Table des matières.....	1
Introduction générale.....	5
Chapitre 1: Optimisation des lasers solides impulsionnels.....	13
I. Modélisation des lasers solides à déclenchement passif	14
1. Rappel sur le milieu actif Nd:YAG.....	14
2. Rappel sur l'absorbant saturable Cr:YAG.....	16
3. Équations générales du laser.....	19
4. Discussions.....	23
II. Stabilisation du taux de répétition.....	26
1. Instabilité du taux de répétition.....	26
2. Modulation de la puissance de pompe : théorie.....	29
3. Vérifications expérimentales.....	32
4. Conclusions.....	36
III. Contrôle de la durée des impulsions.....	37
1. Introduction.....	37
2. Laser à un axe: contrôle par la taille du mode.....	39
2.1 Translation de l'absorbant saturable.....	39
2.2 Translation de la lentille de focalisation.....	42
3. Laser à deux axes: contrôle par les états fourchus.....	46
3.1 Modèle théorique.....	46

3.2	<i>Vérifications expérimentales</i>	54
4.	Discussion et conclusion.....	57
IV.	Addition cohérente d'impulsions	60
1.	Introduction.....	60
2.	Modèle théorique.....	61
3.	Résultats expérimentaux.....	63
4.	Conclusion.....	68
V.	Conclusion du premier chapitre	70
	Chapitre 2: Lasers solides impulsionnels bi-fréquences	73
I.	Introduction	73
II.	Laser Nd:YAG déclenché passivement par Cr:YAG	76
1.	Rappel sur les résultats théoriques.....	76
2.	Résultats expérimentaux.....	79
3.	Cohérence du battement d'impulsion à impulsion.....	82
4.	Conclusion et perspectives.....	85
III.	Lasers impulsionnel bi-fréquence à 1,55 μm	87
1.	Introduction.....	87
2.	Caractéristiques du laser: régime monomode.....	88
3.	Les impulsions bi-fréquences à 1,55 μm	92
4.	Conclusion et perspectives.....	96
IV.	Cohérence du battement en régime impulsionnel	97
1.	Introduction.....	99
2.	Spectrum of a model pulsed two-frequency laser.....	100
3.	Modulation of the pump power: theory.....	102
4.	Experimental results.....	104
5.	Conclusion.....	107
V.	Conclusion du deuxième chapitre	116

Chapitre 3: Conversion de fréquence et applications.....119

I.	Introduction.....	119
II.	Conversion de fréquence hors cavité.....	123
1.	Introduction.....	123
2.	Conversion de fréquence: Résultats expérimentaux.....	123
2.1	<i>De 1064 nm à 532 nm.....</i>	<i>123</i>
2.2	<i>De 1550 nm à 775 nm.....</i>	<i>126</i>
3.	Applications.....	128
4.	Conclusion et perspectives.....	131
III.	Doublage intracavité utilisant les états propres hélicoïdaux.....	132
1.	Introduction.....	134
2.	Theoretical predictions.....	134
2.1	<i>Description of the cavity and the Jones matrices.....</i>	<i>135</i>
2.2	<i>KTP between the two quarter-wave plates (case I).....</i>	<i>136</i>
2.3	<i>KTP between the QWP₂ and the output mirror (case II).....</i>	<i>136</i>
2.4	<i>Prediction of the second-harmonic generation and sum-frequency generation efficiencies.....</i>	<i>137</i>
3.	Experimental results.....	138
3.1	<i>Experimental setup.....</i>	<i>138</i>
3.2	<i>Observation of the two-frequency pulses.....</i>	<i>138</i>
3.3	<i>Tunability of the beat frequency.....</i>	<i>138</i>
3.4	<i>Beat-note spectra at 532 nm.....</i>	<i>139</i>
4.	Conclusion.....	140
IV.	Doublage de fréquence du laser bi-fréquence THz.....	143
1.	Introduction.....	143
2.	Calculs théoriques et choix du cristal pour le doublage à 1,55 μm	146
2.1	<i>Puissance de l'onde harmonique.....</i>	<i>147</i>
2.2	<i>Calculs des périodes d'inversion du cristal PPLN.....</i>	<i>149</i>

2.3	<i>Tolérances sur les divers paramètres expérimentaux.....</i>	<i>151</i>
2.4	<i>Applications numériques et discussion.....</i>	<i>152</i>
3.	Caractérisation expérimentale du PPLN avec une pompe mono-fréquence.....	153
3.1	<i>Efficacité du doublage et accordabilité en température.....</i>	<i>155</i>
3.2	<i>Mesure des tolérances.....</i>	<i>156</i>
4.	Obtention du signal optique THz à 775 nm par doublage bi-fréquence.....	160
5.	Conclusion et perspectives.....	166
V.	Conclusion du troisième chapitre.....	167
	Conclusion générale et perspectives.....	169
	Annexe 1.....	177
	Annexe 2.....	181
	Annexe 3.....	190
	Annexe 4.....	202
	Références.....	207

Introduction générale

Introduction générale

En 1917, EINSTEIN publia ses fameux travaux sur l'absorption et l'émission de lumière dans lesquels il mentionnait les différences entre émission spontanée et émission stimulée [1]. Ces travaux fondamentaux posèrent les bases théoriques pour la réalisation des masers (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) et lasers (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). C'est en 1958, en suivant des propositions indépendantes de SCHAWLOW et TOWNES [2], BASOV [3], et PROKHOROV [4], que la réalisation d'un oscillateur aux fréquences optiques et infrarouges apparaît possible. En 1960, MAIMAN réalisa ainsi le premier oscillateur laser dans un cristal de rubis au laboratoire de la Hughes Aircraft Company [5]. Depuis cette année là, différentes techniques ont été proposées pour obtenir l'émission laser avec différents types de matériaux. Diverses descriptions théoriques ont été formulées pour interpréter les nombreuses observations expérimentales effectuées sur les lasers. Notamment, il faut citer le modèle semi-classique proposé par LAMB [6] pour les lasers à gaz et celui des équations de populations ("rate equations") pour les lasers à solides [7]. Ces modèles décrivent de manière satisfaisante les paramètres scalaires que sont les intensités et les fréquences des différents modes propres du laser. Cependant, la nature transverse du vecteur lumineux est écartée de la résolution self-consistante du problème: la polarisation du champ électrique est supposée uniforme dans tout le résonateur et est supposée connue au départ. La théorie spatiale vectorielle [8-10] ensuite prend en compte la localisation des éléments composant la cavité pour compléter ces analyses. Elle permet alors de décrire, par l'utilisation des matrices de JONES [11], l'évolution de la polarisation du champ dans la cavité, en plus des quantités scalaires, intensité et fréquence. La détermination des états de polarisation en tout point de la cavité repose sur la condition de résonance du vecteur champ électrique après un aller-retour dans la cavité: $M\mathbf{E} = \lambda\mathbf{E}$, où \mathbf{E} est le vecteur de JONES décrivant le champ électrique

lumineux, M est la matrice de JONES 2×2 comprenant tous les éléments optiques sur un aller-retour dans la cavité et λ est la valeur propre complexe associée au vecteur propre \mathbf{E} . Par conséquent, tout laser est susceptible d'osciller sur deux états propres. Cette propriété a été mise à profit avec succès dans notre laboratoire dans bon nombre d'applications, parmi lesquelles la magnétométrie [12, 13], la détection de traces de méthane [14, 15], ou la réalisation de gyrolasers originaux [16]. En particulier, cette théorie suggère ainsi la construction de lasers spéciaux dits *lasers bi-modes* ou *lasers bi-fréquences* [17-20]. En effet, par l'introduction d'une anisotropie de phase ajustable dans une cavité laser à un axe, on provoque l'oscillation du laser suivant deux états propres de polarisations orthogonales, avec deux fréquences propres dont la différence est continûment ajustable de 0 à $c/4L$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide et L est la longueur de la cavité. La différence de fréquences maximale, fixée par L , peut atteindre quelques GHz [19, 20]. De plus, il est possible de lever la dégénérescence spatiale entre deux états propres pour réaliser une cavité à plusieurs axes de propagation [21, 22]. Les résultats les plus importants sont obtenus dans le cas du laser à deux axes où chacun des deux états propres ayant sa propre fréquence oscille suivant un des deux axes propres, un axe ordinaire et un axe extraordinaire. Dans ce cas, on s'affranchit de la limite ($c/4L$), et le battement entre les deux états propres peut alors varier de 0 à quelques THz [23, 24]. Dans ce laser bi-fréquence THz, la limite est fixée par la largeur de la courbe de gain du milieu actif du laser. De plus, le laser à deux axes de propagation permet, lorsque une lame quart d'onde est introduite dans la région de la cavité où les axes sont superposés, de créer des états propres particulièrement intéressants: *les états fourchus* [25, 26]. En effet, dans ce cas, chaque état propre oscille simultanément sur les deux axes de propagation. Notons enfin que tous ces résultats ont été obtenus récemment avec des lasers solides, ce qui a permis dans certains cas de repousser les limites atteintes par d'autres lasers comme les lasers à gaz.

Depuis la première oscillation laser obtenue dans le rubis en 1960, les travaux sur les lasers solides n'ont cessé de se développer. En particulier, on peut observer que ce sont les lasers solides (semiconducteurs ou isolant dopés) qui se sont imposés ces dernières années en

tant que sources compactes, avec un coût relativement faible, à large spectre de gain, et à relativement forte puissance de sortie. Les domaines d'applications des lasers solides sont ainsi devenus difficilement dénombrables. Les plus notables sont, par exemple, les télécommunications optiques qui exploitent le faible coût et l'aspect compact de ces lasers, la génération d'impulsions ultracourtes utilisant les spectres de gain larges de plusieurs dizaines de nanomètres, la télémétrie et les applications industrielles nécessitant de fortes puissances optiques. De plus, il apparaît depuis peu que d'autres applications bénéficieraient du développement d'un nouveau type de sources spécifiques: des sources laser portant une modulation dans le domaine radio-fréquence. De telles applications sont, par exemple, la télémétrie [27-29], le lidar-radar Doppler [30, 31], la génération optique de micro-ondes et d'ondes sub-millimétriques [32, 33]. De telles sources optiques modulées sont souvent obtenues par la modulation électro-optique externe ou la modulation directe [34-36], ou encore le mélange de deux lasers monomodes [37-39]. Cependant, ces techniques présentent des inconvénients: le système est compliqué, la profondeur de modulation est relativement faible, l'accordabilité est limitée. Par ailleurs, les lasers solides bi-fréquences sont apparus récemment comme d'excellents candidats pour répondre aux applications précédentes. L'amplitude de la source peut être modulée à 100 % par le battement entre deux modes propres à la sortie du laser. Ces lasers présentent donc des avantages potentiels suivants: simples et compacts, de grande profondeur de modulation, de grande pureté spectrale, et continûment accordables jusqu'à des fréquences dans le domaine THz. Cependant, les caractéristiques de ces lasers ne sont pas encore optimisées. Les premiers lasers solides bi-fréquences n'émettent que dans l'infrarouge et le fonctionnement en régime impulsionnel est limité à 1064 nm. Pour répondre aux différentes applications mentionnées précédemment, les caractéristiques de ces sources doivent être ainsi perfectionnées: fonctionnement en régime continu et/ou en régime impulsionnel, émission dans d'autres gammes de longueur d'onde, dans l'infrarouge aussi bien que dans le visible, génération d'impulsions stables et contrôlables. Dans ce contexte, le concept de laser bi-fréquence soulève de nombreuses questions:

➤ Tout d'abord, la plupart des applications nécessite des sources lasers de forte puissance instantanée. Pour cela, une méthode simple est la réalisation d'un laser impulsionnel dont l'amplitude crête peut être 1000 fois¹ plus grande que l'amplitude moyenne. En raison de sa simplicité et de sa compacité, la méthode souvent utilisée pour rendre un laser impulsionnel consiste à placer un absorbant saturable dans la cavité. Cependant, quand le laser est déclenché passivement par un absorbant saturable, le taux de répétition présente habituellement une instabilité de quelques pourcents [40, 41], due aux fluctuations de la puissance de la pompe, aux vibrations mécaniques, etc. Par ailleurs, la durée des impulsions dépend de tous les paramètres du laser et en particulier de la dynamique de saturation de l'absorbant saturable et du milieu actif [42, 43]. Jusqu'à maintenant, aucune méthode n'a été proposée pour pouvoir ajuster cette durée d'impulsion, ce qui est souhaitable pour plusieurs applications [29, 31]. Enfin, quand on utilise le laser impulsionnel, c'est dans le but de bénéficier de sa forte intensité instantanée. On se demandera donc comment optimiser les propriétés du laser impulsionnel: stabiliser le taux de répétition, contrôler la durée des impulsions, et augmenter l'amplitude des impulsions.

➤ La première expérience de laser impulsionnel bi-fréquence a été réalisée dans notre laboratoire [44]. Le laser Nd:YAG déclenché passivement par un absorbant saturable Cr:YAG peut émettre des impulsions, dont la durée est de quelques dizaines de nanosecondes, contenant deux états propres orthogonaux dont le battement est continûment accordable de 0 à 750 MHz. Cependant, les applications utilisant ce type de sources, par exemple, le lidar-radar Doppler² dont nous détaillerons le principe plus loin, nécessitent des impulsions dont la durée est de quelques centaines de nanosecondes avec un battement dans la gamme GHz. Ce laser devra donc être perfectionné pour répondre aux applications. Par ailleurs, afin de se rapprocher de la fenêtre de sécurité oculaire et de pouvoir utiliser des composants développés pour les télécommunications optiques comme des amplificateurs optiques dopés à l'Erbium [45-47], il

¹ Nous nous limitons ici au cas des lasers nanosecondes.

² Des impulsions laser contenant deux fréquences optiques ajustables sont envoyées directement vers une cible et le signal rétrodiffusé par cette cible est traité de façon analogue à un signal de radar.

est nécessaire d'avoir des sources impulsionnelles bi-fréquences à $1,55 \mu\text{m}$. Pour cela, une question se pose: quel absorbant saturable peut-on utiliser pour déclencher le laser à cette longueur d'onde ? Rappelons en outre que cet absorbant saturable doit être le plus isotrope possible pour permettre au laser de fonctionner sur deux polarisations simultanément [44]. Finalement, il faut noter que la cohérence du battement entre les deux états propres d'impulsion à impulsion est un paramètre très important pour l'application au lidar-radar. En effet, si le battement n'est pas cohérent, il limite la fenêtre temporelle du traitement du signal, et donc diminue la résolution Doppler et la portée du système. Le problème de la cohérence des battements d'impulsion à impulsion devra donc être étudié et si possible résolu.

➤ Une fois les lasers impulsionnels bi-fréquences optimisés, on peut se demander si ces lasers peuvent fonctionner dans le visible ? Car pour certaines applications, comme par exemple la détection sous-marine [48, 49] ou la génération optique de micro-ondes [33, 39, 50], un fonctionnement des sources bi-fréquences dans le visible est nécessaire. Malheureusement, les matériaux lasers solides ainsi que les diodes lasers fonctionnent principalement dans le proche infrarouge, et la réalisation d'un laser impulsionnel bi-fréquence émettant directement dans le visible semble à ce jour difficile. Malgré cela, l'utilisation des effets non-linéaires [51], comme la génération de seconde harmonique par exemple, a permis d'envisager la conversion de fréquence pour obtenir la longueur d'onde souhaitée. Cependant, la conversion simultanée des deux fréquences pose de nouvelles questions: quelle technique de doublage utiliser, hors cavité ou dans la cavité ? quelle architecture de cavité laser utiliser pour maintenir l'oscillation bi-fréquence tout en assurant un doublage efficace ? De plus, le TéraHertz est devenu un domaine fréquentiel particulièrement intéressant. Les applications de cette gamme de fréquences apparaissent dans tous domaines, aussi bien dans les domaines militaires que civils: observation de l'environnement [52-54], télécommunications à haut débit [39], imagerie TéraHertz [55-57], spectroscopie [58-60], etc. Il existe aujourd'hui de nombreuses sources fonctionnant dans cette plage de fréquences, mais il manque toujours une source continue, compacte, à grande pureté spectrale, et à faible coût. Le laser à deux axes est un moyen idéal

pour produire des sources optiques continues bi-fréquences dont la différence de fréquence est continûment accordable de 0 à quelques THz [24]. Ce laser permettrait de générer des ondes TéraHertz continues en utilisant la technique de photomélangement [33, 39]. Cependant, le laser fonctionne à $1,55 \mu\text{m}$, tandis que le matériau de photomélangement ultra-rapide le plus courant est le GaAs épitaxié à basse température (LT-GaAs) qui malheureusement n'absorbe pas à cette longueur d'onde. Or, on sait qu'en utilisant la technique de doublage de fréquence, on peut convertir cette longueur d'onde dans le visible. La difficulté est qu'il faut doubler simultanément deux fréquences dont la différence varie largement, de 0 à quelques THz. Donc, quelques questions se posent: quel type de cristal non-linéaire peut-on utiliser? quelle technique utiliser pour doubler simultanément les deux fréquences? quelles seront les caractéristiques du laser THz après ce doublage?

Pour répondre à ces questions, nous adoptons le plan suivant:

Dans la première partie de ce mémoire, avant de nous intéresser aux lasers bi-fréquences, nous reviendrons sur les régimes monomodes des lasers à un axe et à deux axes. Nous rappellerons tout d'abord les équations non-linéaires qui modélisent de façon générale le fonctionnement du laser impulsionnel, déclenché passivement par un absorbant saturable. Nous discuterons des paramètres qui peuvent influencer les caractéristiques du laser. Nous étudierons ensuite théoriquement et expérimentalement différentes méthodes pour optimiser ces caractéristiques: **(i)** stabilisation du taux de répétition, **(ii)** contrôle de la durée des impulsions, et **(iii)** addition cohérente des impulsions.

La deuxième partie concernera les lasers impulsionnels bi-fréquences. Après le rappel du principe de fonctionnement du laser, nous construirons un laser compact impulsionnel bi-fréquence Nd,Cr:YAG qui émet des impulsions contrôlables contenant deux états propres orthogonaux dont la fréquence de battement est continûment accordable jusqu'à quelques GHz. En se basant sur le principe de base, nous étudierons un nouvel absorbant saturable et

construirons ensuite un microlaser impulsionnel Er-Yb:verre qui émet des impulsions bi-fréquences à 1,55 μm . Finalement, nous discuterons du problème de la cohérence du battement d'impulsion à impulsion et étudierons théoriquement et expérimentalement une autre technique qui permet d'obtenir des impulsions bi-fréquences avec le battement cohérent d'une impulsion à l'autre.

La troisième partie sera consacrée à l'étude de la conversion de fréquence des lasers bi-fréquences. Dans un premier temps, nous allons réaliser des expériences de doublage hors cavité de deux types de lasers: (i) Nd:YAG déclenché par Cr:YAG, et (ii) Er-Yb:verre déclenché par Co:ASL. Une fois les impulsions bi-fréquences dans le visible obtenues, nous allons discuter des applications et réaliser un premier test de génération de micro-ondes. Pour des raisons de compacité, de simplicité, et d'efficacité, nous allons ensuite étudier et réaliser des expériences de doublage intracavité d'un laser impulsionnel bi-fréquence. Cette technique présente des avantages mais nécessite des architectures originales du résonateur. Les possibilités d'obtention du doublage ou de la somme de deux fréquences seront discutées et mises en évidence expérimentalement. Finalement, nous étudierons les méthodes de doublage hors cavité qui permettent de doubler simultanément les deux longueurs d'onde d'un laser continu à 1,55 μm . Ceci nécessite de fortes puissances du signal fondamental et aussi un cristal de doublage spécifique. Les résultats expérimentaux du laser continu bi-fréquence THz à 775 nm seront discutés. Nous chercherons enfin à dégager les applications potentielles utilisant ces nouveaux résultats.

Pour conclure, nous tenterons de résumer les nouveaux résultats obtenus dans les différentes lasers mono-fréquences et bi-fréquences fonctionnant en régimes continu et impulsionnel. Nous essayerons de montrer ce que cette étude apporte à la physique des lasers et nous discuterons des éventuelles applications. Nous dégagerons également quelques perspectives.

Chapitre 1

**Optimisation des lasers solides
impulsionnels**

Chapitre 1

Optimisation des lasers solides impulsionsnels

Avant d'explorer les propriétés des lasers solides impulsionsnels bi-fréquences, nous allons nous intéresser dans un premier temps au cas mono-fréquence. Dans la première partie de ce chapitre, nous faisons tout d'abord quelques rappels nécessaires sur les niveaux d'énergie du milieu actif, Nd:YAG, et de l'absorbant saturable, Cr:YAG, et la physique des matrices cristallines dans lesquelles ils sont insérés. Nous proposerons un modèle général du laser à déclenchement passif en nous basant sur le système de base Nd,Cr:YAG. Ce modèle sera ensuite appliqué dans toute la thèse. La seconde partie a pour but d'étudier théoriquement et expérimentalement une méthode simple de stabilisation du taux de répétition fondée sur une modulation de la puissance de la pompe. Ensuite, quelques méthodes utilisant les lasers à un axe et à deux axes seront étudiées pour contrôler la durée des impulsions et seront rapportées dans la troisième partie. Dans la quatrième partie, nous allons aborder le problème de l'énergie des impulsions en utilisant les états propres fourchus d'un laser multiaxes. Les résultats théoriques et expérimentaux obtenus avec le laser à deux axes contenant une lame quart d'onde seront décrits. Nous terminerons ce chapitre par une conclusion et essayerons de dégager quelques perspectives.

I. Modélisation des lasers solides à déclenchement passif

Depuis l'invention du laser [5], plusieurs techniques de déclenchement, actif ou passif [61, 62], ont été utilisées pour que le laser oscille en régime impulsionnel. Parmi ces techniques, le déclenchement passif par un absorbant saturable présente des caractéristiques intéressantes: simplicité, compacité, et faible coût. De plus, l'avènement des diodes laser de puissance permet de construire un système laser "*tout solide*" beaucoup moins volumineux. Parmi ces lasers solides pompés par diodes, on peut citer notamment le laser Nd:YAG déclenché passivement par Cr:YAG. L'utilisation de ce laser est bien connue dans le domaine des applications aussi bien que dans la recherche. Afin d'établir un modèle général pour le laser solide à déclenchement passif, nous nous basons sur ce laser en rappelant tout d'abord quelques caractéristiques essentielles du milieu actif et de l'absorbant saturable. Nous décrirons ensuite des équations générales et discuterons les influences des différents paramètres sur les caractéristiques du laser.

1. Rappel sur le milieu actif Nd:YAG

Le milieu actif d'un laser solide est constitué d'ions incorporés en faible quantité dans un hôte cristallin ou vitreux. Les ions dopés sont principalement des ions métalliques ou de terres rares. Parmi ces dopants, l'atome de néodyme, de numéro atomique 60, fait partie de la famille des terres rares et est très connu dans le monde des matériaux laser. Dans les cristaux dopés néodyme, celui-ci s'ionise principalement sous forme trivalente (Nd^{3+}) [63-65]. Parmi les nombreuses matrices cristallines accueillant l'ion néodyme, celles qui sont le plus couramment utilisées sont: YAG ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$), YVO_4 , YAP (YAlO_3), et YLF (YLiF_4). Depuis la mise en évidence de l'effet laser avec Nd^{3+} :YAG au milieu des années soixante [66], cette matrice est la plus répandue, principalement à cause de ses propriétés physiques exceptionnelles, en particulier du point de vue thermique. Ce cristal, de structure cubique, est généralement

fabriqué par la méthode de Czochralski et tiré selon l'axe [111]. Par l'influence de la matrice hôte, l'élargissement des spectres du Nd:YAG est homogène. La transition d'absorption se situe autour de 800 nm et celle de l'émission la plus utilisée est autour de 1 μm . Ce cristal est présenté d'un point de vue spectroscopique par un diagramme d'énergie à quatre niveaux. Le cas simplifié idéal est présenté sur la Figure 1.

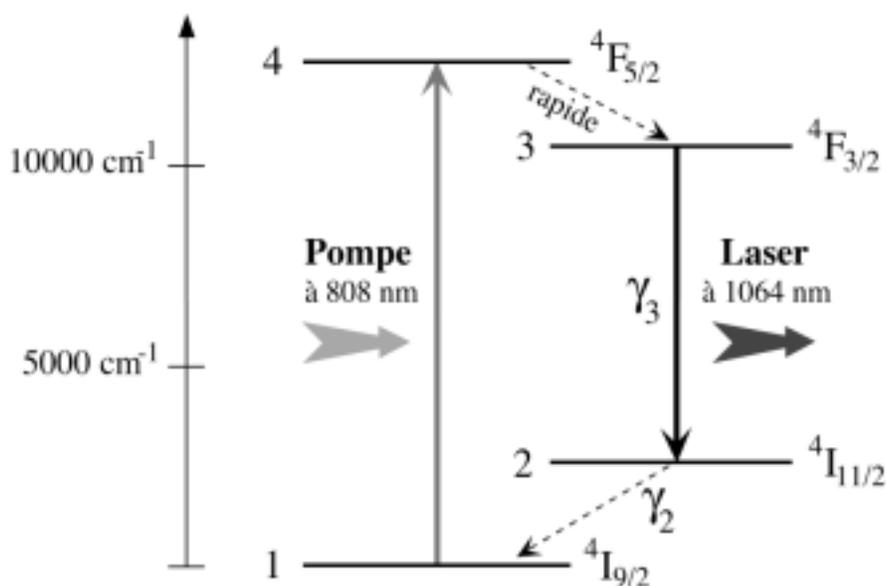


Figure 1: Schéma simplifié des niveaux d'énergies de l'ion Nd^{3+} dans le YAG, système idéal du laser à quatre niveaux.

Le processus d'absorption et d'émission du laser utilisant ce cristal est le suivant: L'absorption de la lumière de pompe à 808 nm excite les ions néodyme Nd^{3+} du niveau fondamental 1 (${}^4\text{I}_{9/2}$) jusqu'au niveau 4 (${}^4\text{F}_{5/2}$). De là, ils relaxent par une transition non radiative rapide vers le niveau 3 (${}^4\text{F}_{3/2}$), qui se retrouve ainsi peuplé car sa durée de vie est importante¹ (230 μs). La transition du niveau 3 vers niveau 2 (${}^4\text{I}_{11/2}$) se fait avec émission d'un photon selon deux mécanismes: l'émission spontanée et l'émission stimulée. L'émission spontanée joue un rôle important au démarrage tandis que le dernier mécanisme est responsable de l'amplification de

¹ Cette durée dépend du type de matrice cristalline d'accueil et du taux de dopage des ions néodyme. Le dopage optimisé est de 1,1 %, et au delà, la durée de vie chute brutalement du fait de la relaxation croisée ("quenching" de concentration).

la lumière et donc de l'effet laser. Enfin, les atomes se désexcitent du niveau 2 vers le niveau fondamental de façon non radiative. Notons que le temps de vie des atomes au niveau 2 est de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes [67, 68], comparable à la durée des impulsions laser. Il peut ainsi avoir une influence sur le temps de construction de l'inversion de population et aussi sur la durée des impulsions. Il est donc nécessaire d'intégrer ce paramètre dans les équations modélisant le fonctionnement du laser.

Physiquement, le cristal de Nd:YAG peut être taillé sous la forme de grands barreaux pour les lasers de grande puissance ou sous la forme d'un petit morceau inférieur au mm^3 comme pour les microlasers [69-71]. Ce cristal est largement utilisé dans plusieurs types de lasers, que ce soit continu ou impulsionnel, avec un spectre potentiellement très fin. Les applications des lasers utilisant Nd:YAG peuvent être trouvées dans de nombreux domaines: recherche scientifique, applications militaires, médecine, industrie, etc. Dans le cadre de nos travaux, nous étudions ce laser, d'une part, pour répondre aux applications qui nécessitent des sources impulsionnelles dans la gamme de longueur d'onde de $1,064 \mu\text{m}$ et, d'autre part, comme un laser de base pour démontrer les principes de fonctionnement de nouveaux phénomènes laser et de nouvelles techniques appliquées aux lasers.

2. Rappel sur l'absorbant saturable Cr:YAG

L'ion Cr^{4+} a été utilisé avec succès à de nombreuses reprises dans les matrices de YAG pour le déclenchement des lasers néodyme à $1,064 \mu\text{m}$. Les propriétés physiques exceptionnelles de Cr^{4+} :YAG permettent de construire, en le combinant avec les matériaux laser comme Nd:YAG par exemple, des lasers tout compacts qui émettent des impulsions dont la durée peut aller de quelques picosecondes à quelques dizaines de nanosecondes [69-71]. De plus, le Cr^{4+} :YAG possède des qualités intéressantes vis à vis de la polarisation du rayonnement absorbé. En effet, sa transmission en intensité est isotrope à petit signal, mais anisotrope en régime de saturation. Ceci est dû à l'orientation privilégiée des dipôles électriques responsables de l'absorption autour de la longueur d'onde $\lambda = 1 \mu\text{m}$ suivant les axes cristallins du YAG [72-74].

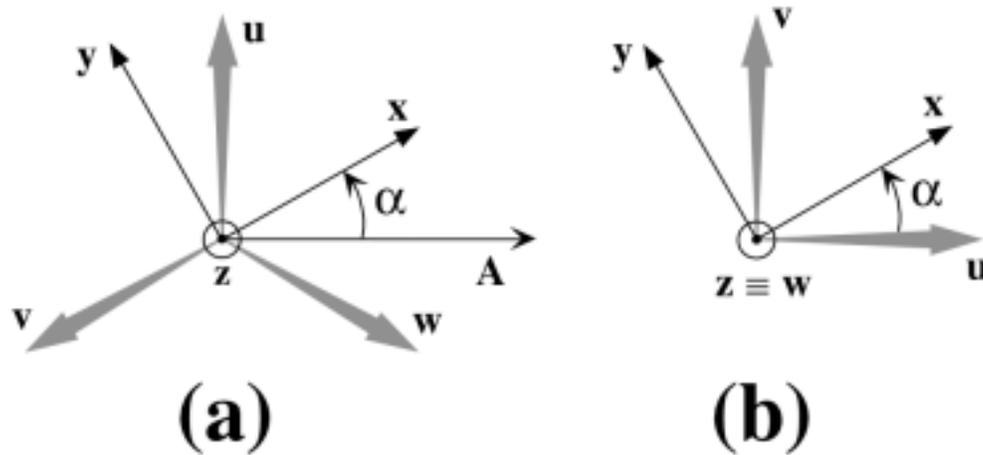


Figure 2: Orientations des axes cristallins u , v , w du $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ par rapport aux axes propres x , y , z de la cavité. (a) Echantillon [111]: $\mathbf{A} = 1/\sqrt{2}(\mathbf{w} - \mathbf{v})$ est dans le plan xy . (b) Echantillon [001].

En fait, les absorbants saturables $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ sont obtenus soit par la méthode de Czochralski ou par épitaxie en phase liquide. Les axes de tirage peuvent être suivant l'axe [111] ou l'axe [001]. La Figure 2 présente donc les axes des dipôles d'absorption de $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ par rapport aux axes propres x , y , et z de la cavité pour ces deux particuliers cas¹. Dans le cas de l'échantillon taillé [111], la lumière se propage suivant la direction [111], et dans le cas de l'échantillon [001], la lumière se propage suivant la direction [001]. La saturation des trois classes de dipôles absorbants (u , v , et w) dépend fortement de l'orientation de la polarisation du laser par rapport aux axes cristallins de l'absorbant [44]. Pour les lasers monomodes, cette propriété ne pose pas de problème et les impulsions monomodes peuvent être obtenues avec n'importe quel type d'absorbant, [111] ou [001]. Par contre, pour les lasers bi-fréquences, seul l'absorbant saturable taillé suivant [001] peut être utilisé [44]. De plus, les axes [100] et [010] doivent être orientés à $\pm 45^\circ$ des axes de biréfringence de la cavité laser pour déclencher simultanément les deux modes propres de polarisation.

Du point de vue spectroscopique, $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ est également représenté par un système à quatre niveaux d'énergie [75-77]. L'absorption dans l'état excité est prise en compte pour

¹ Notons que les tirages, suivant [100], [010], et [001], sont équivalents.

expliquer les pertes d'absorption en régime saturé et différents résultats obtenus dans les lasers utilisant cet absorbant saturable. La Figure 3 présente le diagramme d'énergie de $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ dans le cas idéal à quatre niveaux, sous l'excitation des photons à $1,064 \mu\text{m}$.

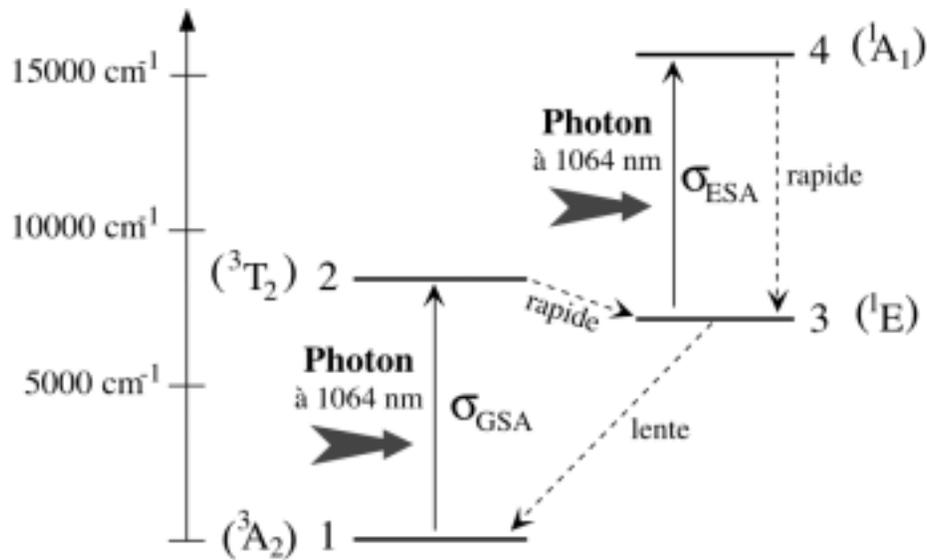


Figure 3: Modèle à quatre niveaux de l'absorbant saturable $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$, prenant en compte l'absorption à l'état excité.

La transition 1-2 donne lieu à une absorption à la longueur d'onde laser avec la section efficace d'absorption σ_{GSA} . Ensuite, la relaxation s'effectue rapidement vers le niveau 3. L'absorption dans l'état excité entre les niveaux 3-4, avec la section efficace d'absorption σ_{ESA} , apparaît dès que le niveau 3 se peuple. Le niveau 4 reste très peu peuplé car il se désexcite très rapidement vers le niveau 3 (la probabilité de transition spontanée entre ces deux niveaux est infiniment grande). Comme on l'a dit précédemment, l'absorption de ce type de matériau dépend de l'intensité du faisceau laser le traversant. Le rapport entre les sections efficaces d'absorption dans l'état excité et dans le fondamental vaut

$$\beta_a = \frac{\sigma_{\text{ESA}}}{\sigma_{\text{GSA}}} = \frac{\ln T_s}{\ln T_o}, \quad (1)$$

où T_o et T_s sont respectivement les transmissions à l'état initial (non saturé) et à l'état saturé. Ce paramètre, β_a , est un indicateur important de l'efficacité potentielle de l'absorbant saturable. En

effet, en déclenchement passif par un absorbant saturable, l'énergie de l'impulsion va dépendre notamment de la transmission initiale T_o et de la transmission maximale T_s atteinte après la saturation. Si l'on veut optimiser le rendement d'extraction de l'énergie, il convient donc de maximiser la différence entre ces valeurs de transmission. Or, on sait que la construction d'une impulsion est directement liée au rapport "gain/pertes" dans la cavité, où les pertes dépendent seulement de T_o mais pas de T_s . Par conséquent, le fonctionnement d'un laser à déclenchement passif dépend du compromis entre le gain, les pertes, et les transmissions de l'absorbant saturable à l'état passant et à l'état initial.

Notons enfin que dans tout au long de ce travail, nous avons utilisé seulement l'absorbant saturable taillé suivant l'axe [001], fabriqué par la méthode de l'épitaxie en phase liquide au CEA/LETI de Grenoble [44, 70].

3. Equations générales du laser

Dans cette partie nous allons décrire un modèle général du laser¹ à déclenchement passif par un absorbant saturable tenant compte des orientations de ses moments dipolaires responsables de l'absorption. Pour cela, nous partons du modèle phénoménologique décrit dans la Réf. [78], en y ajoutant trois équations d'évolution supplémentaires pour l'absorption saturable. Nous considérons la cavité laser de la Figure 4, dont l'axe de propagation est z . Cette cavité est constituée de deux miroirs M_1 et M_2 entre lesquels on installe un milieu actif isotrope, Nd:YAG, et une anisotropie de phase linéaire qui crée un déphasage $\Delta\varphi_{x-y}$ entre les polarisations x et y . Cette cavité contient également un absorbant saturable en Cr^{4+} :YAG dont les axes cristallins sont décrits sur la Figure 2. Ce laser est pompé longitudinalement par une diode laser dont le faisceau est focalisé dans le milieu actif.

A l'état initial, les pertes de la cavité sont à un niveau très élevées dues à l'absorption non saturée de l'absorbant saturable. Le pompage construit une forte inversion de population, donc le gain et l'énergie emmagasinée dans le milieu actif sont importants. Mais le seuil du

¹ Dans le cas général, ce modèle est décrit pour les lasers bi-modes, suivant x et y . Pour le laser mono-mode, il suffit d'utiliser des équations concernant un état propre.

laser élevé empêche la construction de l'oscillation laser. Quand l'oscillation laser démarre, les pertes de la cavité sont soudainement ramenées à une valeur basse à cause de la saturation de l'absorption de l'absorbant. Le gain est alors nettement supérieur aux pertes de la cavité, une impulsion très brève et très intense est ainsi créée.

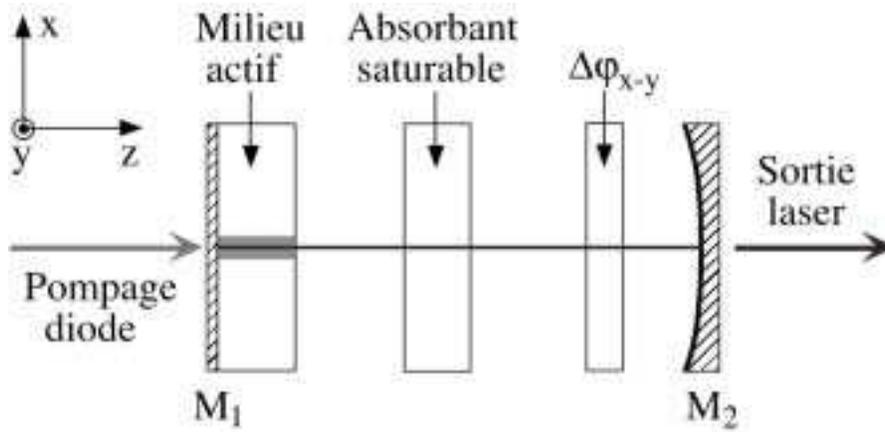


Figure 4: Schéma général d'un laser à déclenchement passif, pompé longitudinalement par une diode laser. M_1 et M_2 : miroirs. $\Delta\phi_{x-y}$ anisotropie de phase linéaire x - y .

Pour modéliser le fonctionnement d'un tel laser, on se base sur un modèle de "rate equations" à deux modes [78] tenant compte ici de l'absorption suivant les trois directions cristallines. Les évolutions des intensités et des inversions de population s'écrivent alors [44]:

$$\frac{dI_x}{dt} = - \left[\Gamma_x + a_x + (a_o - a_x) \frac{\sigma_{ESA}}{\sigma_{GSA}} \right] I_x + \kappa[(n_{3x} - n_{2x}) + \beta(n_{3y} - n_{2y})] I_x + \kappa(n_{3x} + \beta n_{3y}) \varepsilon_x, \quad (2a)$$

$$\frac{dI_y}{dt} = - \left[\Gamma_y + a_y + (a_o - a_y) \frac{\sigma_{ESA}}{\sigma_{GSA}} \right] I_y + \kappa[(n_{3y} - n_{2y}) + \beta(n_{3x} - n_{2x})] I_y + \kappa(n_{3y} + \beta n_{3x}) \varepsilon_y, \quad (2b)$$

$$\frac{dn_{3x}}{dt} = \gamma_3(P_x - n_{3x}) - \zeta(n_{3x} - n_{2x})(I_x + \beta I_y) - \zeta(\varepsilon_x + \beta \varepsilon_y) n_{3x}, \quad (2c)$$

$$\frac{dn_{2x}}{dt} = \gamma_3 n_{3x} - \gamma_2 n_{2x} + \zeta(n_{3x} - n_{2x})(I_x + \beta I_y) + \zeta(\varepsilon_x + \beta \varepsilon_y) n_{3x}, \quad (2d)$$

$$\frac{dn_{3y}}{dt} = \gamma_3(P_y - n_{3y}) - \zeta(n_{3y} - n_{2y})(I_y + \beta I_x) - \zeta(\varepsilon_y + \beta\varepsilon_x)n_{3y}, \quad (2e)$$

$$\frac{dn_{2y}}{dt} = \gamma_3 n_{3y} - \gamma_2 n_{2y} + \zeta(n_{3y} - n_{2y})(I_y + \beta I_x) + \zeta(\varepsilon_y + \beta\varepsilon_x)n_{3y}, \quad (2f)$$

$$\frac{da_u}{dt} = \gamma_a(a_o - a_u) - (\mu_{ux}I_x + \mu_{uy}I_y)a_u, \quad (2g)$$

$$\frac{da_v}{dt} = \gamma_a(a_o - a_v) - (\mu_{vx}I_x + \mu_{vy}I_y)a_v, \quad (2h)$$

$$\frac{da_w}{dt} = \gamma_a(a_o - a_w) - (\mu_{wx}I_x + \mu_{wy}I_y)a_w, \quad (2i)$$

où

- P_i et I_i ($i = x, y$) sont les taux de pompage et les intensités de deux modes propres x et y , respectivement,
- n_{3x} , n_{2x} , n_{3y} , et n_{2y} sont les populations du niveau du haut 3 et du niveau du bas 2, associées aux états propres x et y , respectivement,
- β est une constante de couplage représentative des saturations croisées dans le milieu actif,
- ε_x et ε_y sont des quantités très faibles jouant le rôle de l'émission spontanée dans les simulations,
- κ et ζ sont des constantes de couplage atome-champ,
- γ_3 et γ_2 sont les taux de relaxation des populations du niveau du haut et du niveau du bas du milieu actif, et γ_a est le taux de relaxation de l'état excité (niveau 3) de l'absorbant,
- Γ_x et Γ_y sont les coefficients de pertes en intensité suivant les directions x et y , donnés par : $\Gamma_{x,y} = (c/2L) \ln[R_1 R_2 (1 - \delta_{x,y})^2]$, où R_1 et R_2 sont respectivement les coefficients de réflexion en intensité des miroirs M_1 et M_2 , et δ_x et δ_y sont les coefficients de pertes en intensité vues par les états propres x et y en simple passage dans la cavité, c et L sont respectivement la vitesse de la lumière et la longueur de la cavité,
- a_o est le coefficient d'absorption en champ faible de l'absorbant et donné par $a_o = -(c/L) \ln T_o$, où T_o est la transmission en intensité petit signal de l'absorbant,

- a_x et a_y sont les coefficients de pertes saturables suivant les directions x et y . Ces coefficients sont liées aux absorptions par les trois classes de dipôles a_u , a_v , et a_w alignées suivant les axes cristallins par:

$$a_x = (\mathbf{x} \cdot \mathbf{u})^2 a_u + (\mathbf{x} \cdot \mathbf{v})^2 a_v + (\mathbf{x} \cdot \mathbf{w})^2 a_w , \quad (3a)$$

$$a_y = (\mathbf{y} \cdot \mathbf{u})^2 a_u + (\mathbf{y} \cdot \mathbf{v})^2 a_v + (\mathbf{y} \cdot \mathbf{w})^2 a_w , \quad (3b)$$

où \mathbf{x} , \mathbf{y} , \mathbf{u} , \mathbf{v} , et \mathbf{w} sont les vecteurs unitaires suivant les directions x , y , u , v , et w ,

- finalement, μ_{ij} sont des coefficients de couplage définis par:

$$\mu_{ux} = \mu \left\{ (\mathbf{x} \cdot \mathbf{u})^2 + C_a [(\mathbf{x} \cdot \mathbf{v})^2 + (\mathbf{x} \cdot \mathbf{w})^2] \right\} , \quad (4a)$$

$$\mu_{uy} = \mu \left\{ (\mathbf{y} \cdot \mathbf{u})^2 + C_a [(\mathbf{y} \cdot \mathbf{v})^2 + (\mathbf{y} \cdot \mathbf{w})^2] \right\} , \quad (4b)$$

$$\mu_{vx} = \mu \left\{ (\mathbf{x} \cdot \mathbf{v})^2 + C_a [(\mathbf{x} \cdot \mathbf{u})^2 + (\mathbf{x} \cdot \mathbf{w})^2] \right\} , \quad (4c)$$

$$\mu_{vy} = \mu \left\{ (\mathbf{y} \cdot \mathbf{v})^2 + C_a [(\mathbf{y} \cdot \mathbf{u})^2 + (\mathbf{y} \cdot \mathbf{w})^2] \right\} , \quad (4d)$$

$$\mu_{wx} = \mu \left\{ (\mathbf{x} \cdot \mathbf{w})^2 + C_a [(\mathbf{x} \cdot \mathbf{u})^2 + (\mathbf{x} \cdot \mathbf{v})^2] \right\} , \quad (4e)$$

$$\mu_{wy} = \mu \left\{ (\mathbf{y} \cdot \mathbf{w})^2 + C_a [(\mathbf{y} \cdot \mathbf{u})^2 + (\mathbf{y} \cdot \mathbf{v})^2] \right\} , \quad (4f)$$

où C_a est une constante de couplage due à la saturation croisée dans l'absorbant [79], et μ est lié au rapport R des puissances de saturation du milieu actif et de l'absorbant

$$R = \frac{\gamma_3 \mu}{\gamma_a \zeta} . \quad (5)$$

Notons que ces équations d'évolution sont obtenues en faisant les approximations suivantes: (i) on suppose le laser de classe B, ce qui permet d'éliminer adiabatiquement les cohérences atomiques, (ii) on néglige dans le milieu actif les interactions non linéaires dépendant de la phase [80], car la différence de fréquence entre deux états propres est largement supérieure au taux de relaxation du système, et enfin (iii) on néglige aussi les processus de transfert d'énergie

comme “l’up-conversion” ou la relaxation croisée [81, 82] qui sont responsables de la réduction du gain du laser et de la charge thermique dans le milieu actif.

Ces équations vont nous permettre de calculer l’inversion de population, l’évolution temporelle du laser, et d’autres caractéristiques du laser, qui dépendent des paramètres choisis. Dans le cadre de notre travail, ces équations générales seront simplifiées pour ne garder que les éléments essentiels aux cas particuliers qui nous intéresseront. Nous allons analyser numériquement les caractéristiques du laser par les simulations.

4. Discussions

L’évolution temporelle d’un tel laser se présente sous la forme d’un train d’impulsions successives. Les principales caractéristiques de ce train d’impulsions sont: (i) le taux de répétition, (ii) la forme des impulsions, donc leur durée, et (iii) l’amplitude des impulsions, donc leur énergie. Ces caractéristiques sont illustrées schématiquement sur la Figure 5.

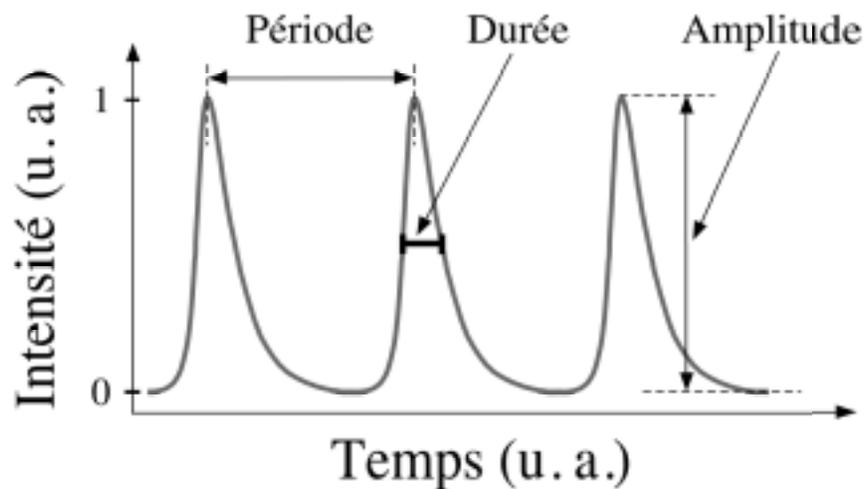


Figure 5: Modélisation de l’évolution temporelle du laser impulsionnel mono-mode.

La création d’une telle impulsion laser peut se décomposer en quatre phases [61, 62]. Dans un premier étape, les pertes de la cavité sont élevées et le gain du milieu actif se construit avec le pompage. La deuxième étape commence quand le gain excède les pertes (“premier seuil”), l’oscillation commence mais toujours dans des conditions de fortes pertes. La quantité de photons laser devient de plus en plus élevée et l’absorption de l’absorbant atteint le niveau de

saturation à la fin de cette étape. L'étape suivante, dite non-linéaire, débute par le blanchiment de l'absorbant saturable (l'absorption est saturée): les pertes chutent notablement et le gain excède celles-ci de façon conséquente. Le "deuxième seuil" est ainsi atteint et l'impulsion géante peut se développer. Cette étape finit quand le gain diminue et croise à nouveau les pertes (à la valeur faible), le flux des photons laser est au maximum. Dans la dernière étape, l'intensité laser dans la cavité diminue et l'absorption de l'absorbant peut à nouveau augmenter. Notons que l'absorption de l'absorbant met un certain temps à remonter quand $1/\gamma_a$ est assez grand. Par exemple, dans le cas de $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$, $1/\gamma_a = 4 \mu\text{s}$ et l'absorption ne revient à la valeur a_0 que longtemps après l'extinction de l'impulsion (fin de dernière étape). Le processus ci-dessus se répète et le train d'impulsions se produit.

En réalité, la durée totale de deux premières étapes correspond à la quasi-totalité de la période d'émission des impulsions (inverse du taux de répétition). Cette durée dépend donc du compromis entre l'absorption initiale de l'absorbant et le pompage. Dues aux fluctuations de la pompe, aux vibrations mécaniques, aux fluctuations des pertes, cette période présente toujours une instabilité. La durée totale des deuxième et troisième étapes correspond au temps de montée de l'impulsion. Ce temps dépend du rapport des puissances de saturation du milieu actif et de l'absorbant saturable [42, 61, 62]. Enfin, la durée de la dernière étape, dite temps de descente de l'impulsion, dépend, dans la plupart des cas, essentiellement du temps de vie des photons dans la cavité, qui, quant à lui, est relié à la transmission du miroir de sortie, la longueur de la cavité, etc. La durée des impulsions, somme de leur temps de montée et de leur temps de descente, dépend ainsi de plusieurs paramètres, notamment de la puissance de saturation dans le milieu actif et dans l'absorbant saturable. Par ailleurs, l'amplitude des impulsions, donc leur énergie, est déterminée au moment où le flux des photons laser est au maximum (fin de troisième étape). Cette amplitude est donc principalement proportionnelle à la différence entre la transmission initiale T_o (paramètre essentiel qui détermine le "deuxième seuil") et la transmission maximale T_s (paramètre essentiel qui détermine la fin de troisième étape) de l'absorbant (déjà discuté aussi dans le paragraphe 2).

Pour répondre aux besoins des applications, il est nécessaire d'optimiser toutes ces caractéristiques: taux de répétition, durée des impulsions, et amplitude des impulsions en sachant qu'ils dépendent essentiellement de l'absorbant saturable. Théoriquement, plusieurs auteurs ont discuté des influences des paramètres du laser sur ces caractéristiques mais très peu de méthodes expérimentales ont été proposées pour l'optimisation. Dans les parties qui suivent, nous allons étudier théoriquement et expérimentalement différentes approches sans avoir besoin de changer l'absorbant.

II. Stabilisation du taux de répétition

Dans le cas du laser à déclenchement passif, le train d'impulsions présente habituellement des instabilités du taux de répétition supérieures à 10 % [40, 41]. Pour certaines applications comme le soudage ou le perçage, cette instabilité ne pose pas de problème. Au contraire, les applications comme la télémétrie, le lidar-radar, ou le scanner [28, 29, 31, 83-85] nécessitent des impulsions avec le taux de répétition stable. En effet, pour ces systèmes de détection directe, les données sont simplement fournies par la mesure du temps mis par l'impulsion laser pour aller de l'émetteur vers une cible et retourner au détecteur après s'être réfléchi sur cette cible. Chaque impulsion doit ainsi être synchronisée sur un signal d'horloge ou bien doit être envoyée et reçue avant que le système ne se déplace à un autre pixel. L'instabilité du taux de répétition des impulsions limite donc la précision de ces applications. Cette instabilité est due au fait que l'émission laser démarre quand le gain dépasse les pertes non saturées. Cet instant présente des fluctuations dues aux variations de la puissance de la pompe, aux vibrations mécaniques, et aux fluctuations thermiques, etc. [85-87]. Nous allons donc étudier théoriquement et expérimentalement une méthode simple de stabilisation qui permet d'obtenir des impulsions stables même en présence de ces sources de bruits.

1. Instabilité du taux de répétition

Considérons par exemple un laser solide pompé longitudinalement par une diode laser et déclenché passivement par un absorbant saturable, schématisé sur la Figure 4. Le milieu actif est un cristal Nd:YAG dopé à 1 % de longueur 1,1 mm. Sa face d'entrée M_1 transmet fortement ($T > 95\%$) à 808 nm et est hautement réfléchissante ($R > 99,5\%$) à 1064 nm. L'absorbant saturable est un cristal Cr^{4+} :YAG du type [001], traité anti-reflet à 1064 nm. La transmission à petit signal (T_o) de l'absorbant est égale à 85 %. Le résonateur a une longueur $L = 97$ mm et est fermé par le miroir de sortie M_2 dont le rayon de courbure est de 100 mm et la transmission $T = 1\%$ à 1064 nm. Le laser de pompe est une diode laser fibrée émettant jusqu'à 900 mW à

808 nm dans une fibre dont le diamètre de cœur est de $150\ \mu\text{m}$. Le bout de la fibre est simplement accolé au cristal de Nd:YAG. Dans ces conditions, le seuil du laser est obtenu pour une puissance de pompe de 430 mW, correspondant à un courant de diode laser de 1,1 A. A une valeur de courant plus élevée, le laser émet un train d'impulsions qui semble très stable comme le montre la Figure 6(a). Dans cet exemple, le courant i est de 1,3 A et la période d'émission T est de $250\ \mu\text{s}$.

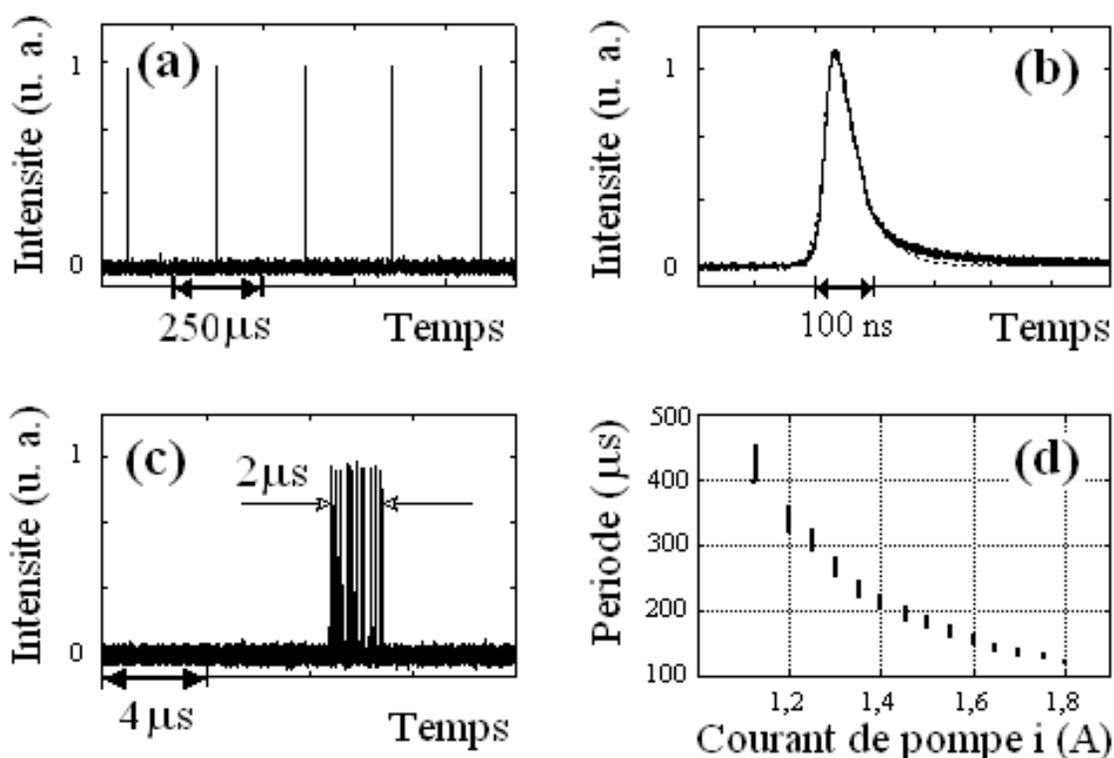


Figure 6: (a) Train d'impulsions obtenu quand $i = 1,3\ \text{A}$. (b) Forme temporelle d'une impulsion. Trait plein : expérience (FWHM = 58 ns), trait pointillé : simulation (FWHM = 60 ns, $\eta = 1,5$). (c) Superposition de 16 impulsions. (d) Période d'émission en fonction du courant de diode laser. La barre verticale représente l'amplitude de variation.

Curieusement, quand on superpose plusieurs impulsions, on remarque un décalage entre elles, comme le montre la Figure 6(c). La période d'émission varie donc d'une impulsion à l'autre. Cette variation, déterminée expérimentalement, est de $\pm 1\ \%$ pendant 1 seconde, et de $\pm 6\ \%$

pendant quelques minutes. Sur la Figure 6(c), on voit clairement une variation de période de $2 \mu\text{s}$, donc une variation de 0,8 % pendant 4 millisecondes [équivalent à 16 impulsions consécutives]. Quand on fait varier le courant de diode laser de 1,1 A à 1,8 A, la période d'émission des impulsions varie de $500 \mu\text{s}$ à $125 \mu\text{s}$, comme le montre la Figure 6(d). De plus, on voit que plus le courant de diode laser augmente, plus la période d'émission des impulsions diminue, et plus la variation de la période est petite. Par conséquent, le taux d'instabilité reste constant. Notons ici que le laser est mono-mode transverse et longitudinal avec une polarisation linéaire à tous les courants de diode de pompe.

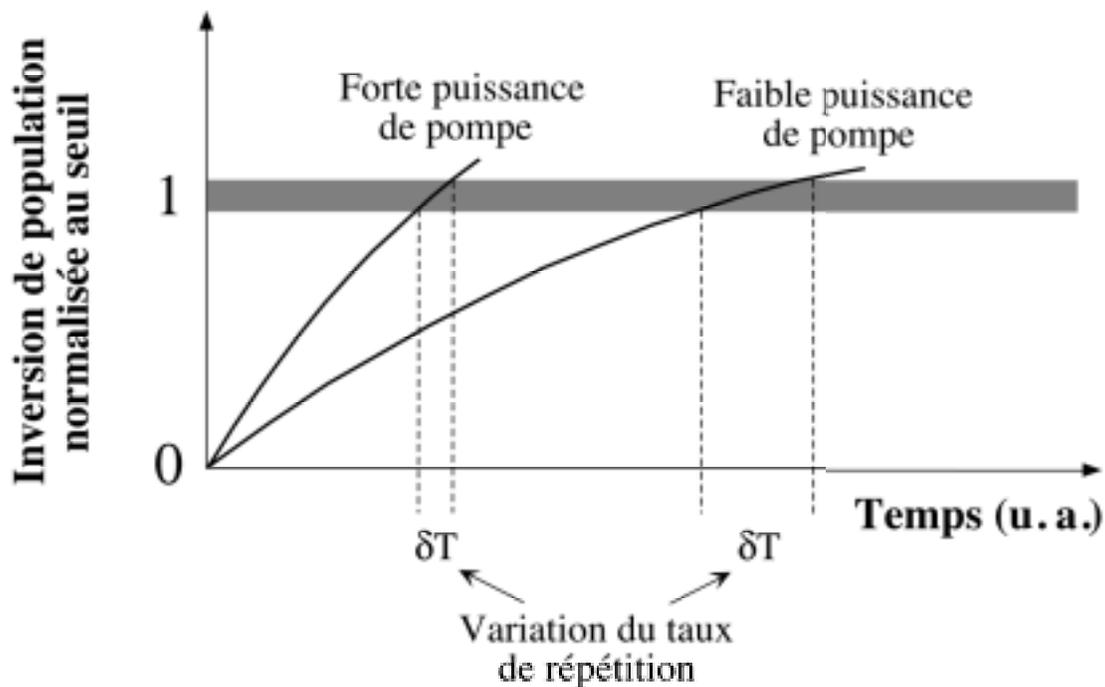


Figure 7: Dépendance de la période d'émission des impulsions en fonction de fluctuations du seuil et de la puissance de la pompe. Les fluctuations du seuil proviennent de la puissance de la pompe, de la mécanique, de la température, de l'absorption de l'absorbant, etc.

L'instabilité du taux de répétition (l'inverse de la période) peut être expliquée en se basant sur la modélisation de l'évolution de l'inversion de population en fonction du temps, pour différentes valeurs de puissance de la pompe, comme illustré sur la Figure 7. Toutes les variations provenant des fluctuations de l'intensité de la pompe, de la mécanique, de la

température, de l'absorption de l'absorbant, etc., ont pour conséquence une variation du seuil du laser. Les impulsions sont donc émises plus ou moins vite par rapport au cas idéal (sans fluctuations). La période d'émission des impulsions varie de δT . De plus, on voit bien que suivant la puissance de la pompe, forte ou faible, l'évolution de l'inversion de population est plus ou moins rapide, et donc la variation δT est différente. Quelques méthodes ont été proposées pour réduire cette instabilité du taux de répétition en combinant un système de modulation externe avec le laser ou en imposant le déclenchement du laser à la fois activement et passivement [85-87]. Cependant, ces techniques nécessitent l'ajout d'éléments électroniques et optiques, et la réduction de l'instabilité n'est pas optimisée. Nous nous demandons si, avec une méthode simple comme la modulation de la puissance de la pompe en utilisant simplement un générateur à basse fréquence pour moduler le courant de diode laser [88-91], on peut rendre stable le taux de répétition des impulsions dans un tel laser.

2. Modulation de la puissance de pompe : théorie

Pour prédire le comportement du laser quand on module la puissance de la pompe, nous utilisons le modèle général décrit dans la partie I. Dans ce cas, nous nous intéressons au laser fonctionnant en régime monomode. Les axes cristallins de l'absorbant saturable sont supposés alignés avec les axes x et y . La puissance de la pompe est modulée en fonction du temps. Les équations du laser, déduites des équations (2a)-(2i), sont donc les suivantes:

$$\frac{dI}{dt} = - \left[\Gamma + a + (a_o - a) \frac{\sigma_{ESA}}{\sigma_{GSA}} \right] I + \kappa(n_3 - n_2)I + \kappa n_3 \varepsilon , \quad (6a)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = \gamma_3 [P(t) - n_3] - \zeta(n_3 - n_2)I - \zeta n_3 \varepsilon , \quad (6b)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \gamma_3 n_3 - \gamma_2 n_2 + \zeta(n_3 - n_2)I + \zeta n_3 \varepsilon , \quad (6c)$$

$$\frac{da}{dt} = \gamma_a (a_o - a) - \mu a I . \quad (6d)$$

Afin de faciliter l'utilisation des paramètres dans la simulation, nous définissons un nouveau paramètre, le taux d'excitation η . Ce paramètre dépend aussi du temps et est déterminé par

$$\eta(t) = \frac{P(t)}{P_s} = \frac{\gamma_2 - \gamma_3}{\gamma_2} \frac{\kappa}{\Gamma + a_0} P(t), \quad (7)$$

où P_s est le taux de pompage au seuil du laser, déterminé en posant toutes les équations (6a)-(6d) égales à zéro et $a = a_0$.

A partir des équations (6a)-(6d), on trouve que le temps de construction de l'inversion de population, donc la période d'émission, dépend du taux d'excitation. Nous allons ici moduler le taux d'excitation afin d'imposer la valeur de la période d'émission. Dans notre simulation, nous avons choisi de moduler le taux d'excitation sous la forme d'une fonction carré entre η_{\min} et η_{\max} avec un rapport cyclique de 50 %. Le comportement du laser est modélisé numériquement à partir des équations (6a)-(6d) en utilisant un algorithme de Runge-Kutta [92] et en utilisant les paramètres expérimentaux.

Premièrement, quand $\eta_{\min} = \eta_{\max} = 1,5$ (sans modulation), la simulation produit un train d'impulsions dont la période d'émission est de 250 μs . Ce résultat est équivalent au cas de l'expérience où $i = 1,3$ A. La forme et la durée (60 ns) des impulsions dans ce cas sont en accord avec celles des impulsions observées expérimentalement [voir la Figure 6(b)]. Quand on fait varier le taux d'excitation périodiquement entre $\eta_{\min} = 1,31$ et $\eta_{\max} = 1,67$, le modèle prédit qu'il y a une synchronisation entre la période de modulation et la période d'émission des impulsions. Dans ce cas, la plage d'accrochage pour T se situe entre 243 μs et 273 μs ($\Delta T = 30$ μs). De plus, il apparaît un délai entre le début de la partie forte de l'intensité de la pompe ($\eta = \eta_{\max}$) et le moment d'apparition de l'impulsion. Ce délai τ varie de 0 à T/2 en fonction de la valeur de T : plus T est grande, plus τ est petit, comme le montrent les Figures 8(a)-(c).

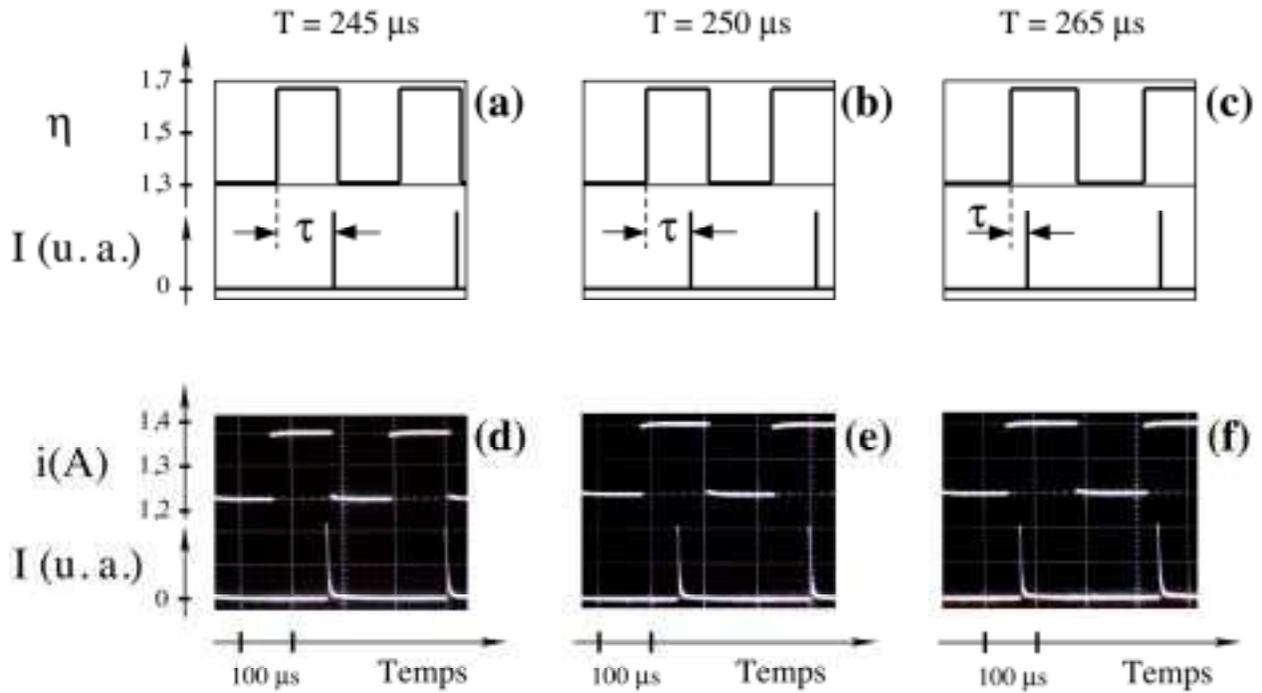


Figure 8: Synchronisation du train d'impulsions pour différentes valeurs de la période de modulation T . Figures (a)-(c): Résultats de la simulation utilisant les équations (6a)-(6d) avec $\Gamma = 5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_3^{-1} = 230 \mu\text{s}$, $\gamma_2^{-1} = 20 \text{ ns}$, $\gamma_a^{-1} = 4 \mu\text{s}$, $\kappa = \zeta = 1$, $\mu = 3,45$, $a_0 = 3,5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, et $\varepsilon = 10^{-20}$. Figures (d)-(f): Résultats expérimentaux correspondants.

Quant à la largeur de la plage d'accrochage, la simulation montre qu'elle dépend de l'amplitude de modulation. Plus l'amplitude de modulation est grande, plus la plage d'accrochage est large. Par exemple, quand le taux d'excitation est modulé entre $\eta_{\min} = 1,24$ et $\eta_{\max} = 1,88$, la plage d'accrochage est élargie à $\Delta T = 44 \mu\text{s}$ (de $218 \mu\text{s}$ à $262 \mu\text{s}$). En dehors de cette zone, la synchronisation est perdue et le taux de répétition des impulsions n'est plus stable. Par ailleurs, nous retrouvons l'existence de la synchronisation pour laquelle la période d'émission des impulsions est égale à un nombre entier de périodes de modulation. Par exemple, quand on module avec $\eta_{\min} = 1,24$ et $\eta_{\max} = 1,88$, la synchronisation est obtenue à $T = 125 \mu\text{s}$ (la période d'émission est égale à 2 fois la période de modulation) ou $T = 83,3 \mu\text{s}$ (la période d'émission est égale à 3 fois la période de modulation), comme le montrent les Figures 9(a)-(b).

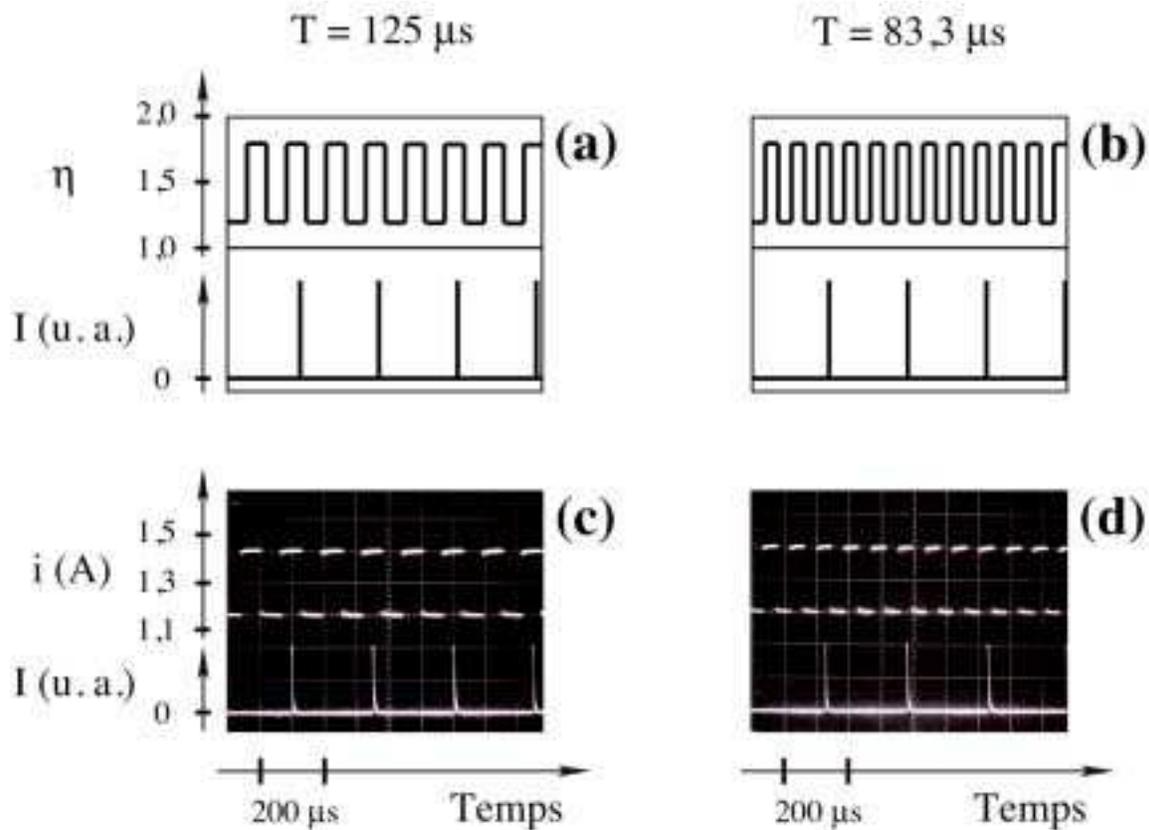


Figure 9: Synchronisation du train d'impulsions avec un nombre multiple entier ($2 \times T$ et $3 \times T$) de la période de modulation. Figures (a)-(b): Résultats de la simulation utilisant les mêmes paramètres dans la légende de la Figure 8, avec $\eta_{\min} = 1,24$ et $\eta_{\max} = 1,88$. Figures (c)-(d): Résultats expérimentaux correspondants.

3. Vérifications expérimentales

Pour vérifier expérimentalement ces prédictions, nous modulons maintenant la puissance de la pompe du laser. Pour cela, on utilise simplement un générateur à basse fréquence pour moduler le courant de diode laser de pompe. Quand le courant est modulé avec une amplitude de ± 65 mA autour de 1,3 A (correspondant à une période d'émission de 250 μ s), la synchronisation entre la période de modulation et la période d'émission des impulsions est obtenue entre 240 μ s et 266 μ s, en accord avec le résultat théorique. De plus, le délai entre le point de départ de la partie forte de l'intensité de la pompe et le moment d'apparition de l'impulsion varie en accord avec la simulation comme le montrent les Figures 8(d)-(f).

Remarquablement, lorsqu'il y a synchronisation, le taux de répétition devient très stable malgré les fluctuations environnementales [voir la Figure 10(a)].

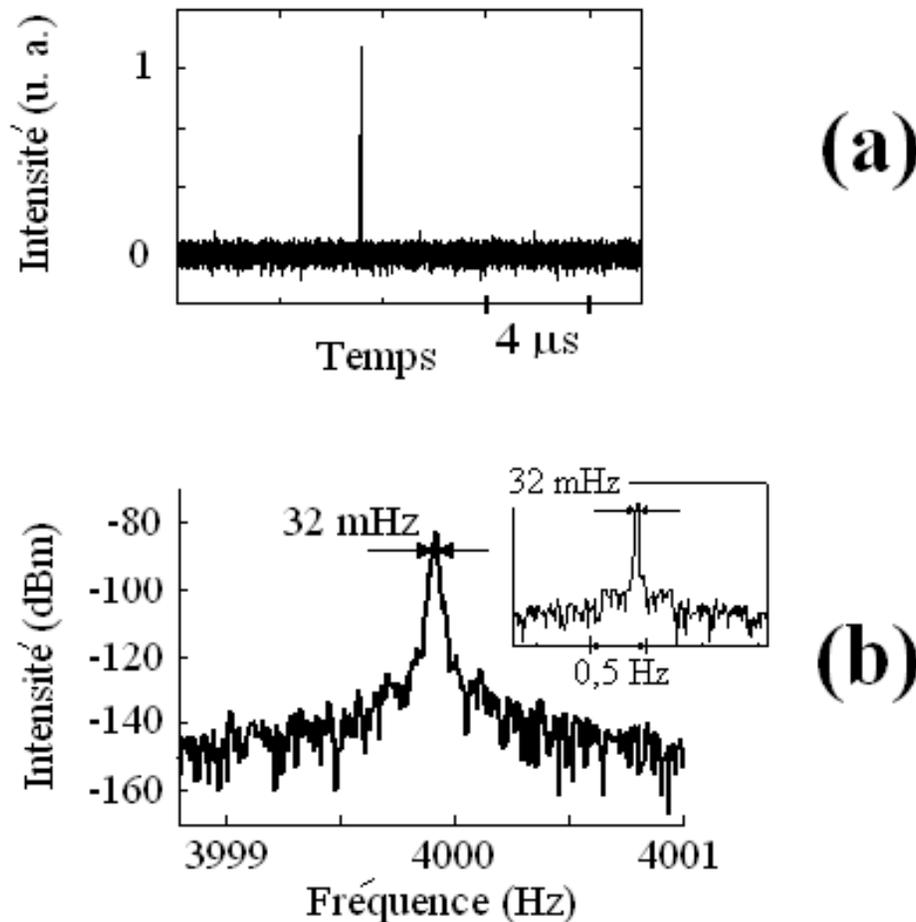


Figure 10: (a) Superposition de 16 impulsions quand on module le courant de diode de pompe à $T = 250 \mu\text{s}$. (b) Le spectre donné par le signal optique de la Figure 8(e). Dans l'encart, le spectre du signal électrique utilisé pour moduler le courant de diode laser correspondant. Résultats obtenus avec une bande passante de résolution de 9 mHz, et un temps de mesure de 164 secondes.

Les impulsions sont donc parfaitement synchronisées avec le signal de modulation. La stabilité du taux de répétition est ainsi fixée seulement par le signal de modulation. Nous avons donc confirmé le transfert de cette stabilité en comparant le spectre du signal électrique utilisé pour moduler le courant de diode laser avec le spectre du signal optique du laser. En effet, la Figure 10(b) reproduit un accord parfait entre ces spectres, de largeur de 32 mHz à une

fréquence de modulation de 4 kHz, avec une résolution de l'analyseur de spectre de 9 mHz. Cette valeur correspond à une stabilité de 10^{-5} pendant 3 minutes, équivalent à approximativement un million d'impulsions émises. Notons que la puissance de pompe est toujours au dessus du seuil du laser et que la stabilisation du taux de répétition n'influence pas l'amplitude des impulsions, qui, quant à elle, présente une instabilité de $\pm 2\%$ que ce soit avec ou sans modulation.

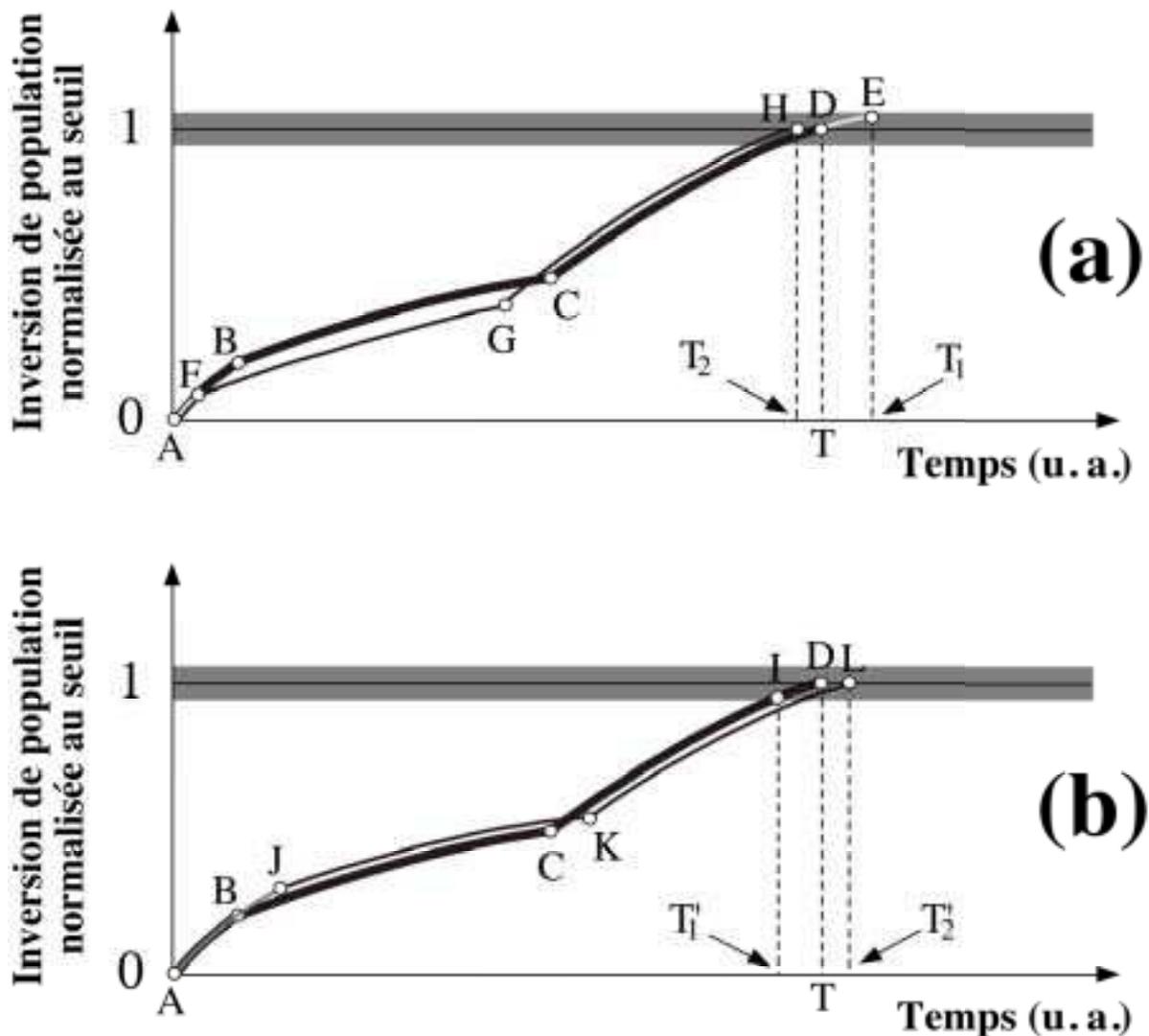


Figure 11: Modélisation de l'asservissement de la période d'émission des impulsions sur la période de modulation. La stabilité est obtenue par la concurrence entre deux puissances différentes de pompe utilisées pour augmenter l'inversion de population du laser (explications détaillées dans le texte).

Nous notons que la théorie et l'expérience montrent que dans le cas de la synchronisation, les impulsions sont émises au moment où le pompage est fort ($\eta = \eta_{\max}$). La synchronisation entre le train d'impulsions du laser et la modulation de la puissance de la pompe peut être expliquée physiquement par la concurrence entre deux puissances différentes de la pompe utilisées pour augmenter l'inversion de population, comme illustrée sur la Figure 11. Dans le cas idéal sans bruit, l'inversion de population suit le chemin ABCD pour atteindre le seuil. La période d'émission dans ce cas est égale à la période de modulation T . En présence de bruits, le seuil du laser varie, donc l'inversion de population va suivre, par exemple, le chemin ABCDE [Figure 11(a)] pour atteindre le seuil. La période d'émission (T_1) devient plus grande que celle du cas idéal. Mais juste après, l'évolution de l'inversion de population suit le chemin AFGH pour atteindre le seuil idéal. La période d'émission (T_2) dans ce cas se raccourcit. Le phénomène se répète de façon inverse dans le cas de la Figure 11(b). En effet, en présence des bruits, l'inversion de population suit le chemin ABCI pour la première impulsion et suit celui AJKL pour la suivante. Les périodes d'émission correspondantes changent d'une valeur plus petite (T_1') à une valeur plus grande (T_2') par rapport à T entre deux impulsions successives. Par conséquent, la modulation de la puissance de la pompe permet d'asservir la période d'émission des impulsions autour de la période idéale (période de modulation), donc rend stable le taux de répétition du train d'impulsions.

De plus, nous avons constaté que la plage d'accrochage s'élargit quand on augmente l'amplitude de modulation, comme le prédit la théorie. On obtient, par exemple, une plage ΔT de 54 μs quand on augmente l'amplitude de modulation à ± 130 mA. La synchronisation est aussi retrouvée quand la période de modulation est égale à un sous-multiple de la période d'émission d'impulsions, avec le même coefficient de stabilité que précédemment. Les résultats obtenus avec $T = 125$ μs et $T = 83,3$ μs sont reportés dans les Figures 9(c)-(d) afin de les comparer avec les résultats de la simulation.

Finalement, nous appliquons cette technique de modulation à deux autres lasers déclenchés passivement afin de montrer le caractère général du principe de stabilisation. Tout

d'abord, considérons un laser microchip Nd:YAG-Cr:YAG de 540 μm de longueur totale [93]. Ce laser émet des impulsions courtes de 2 ns de durée, donc une amplitude crête de 350 W. L'expérience montre que la synchronisation peut être obtenue jusqu'à un taux de répétition de 54 kHz, avec une stabilité de 10^{-6} . Puis pour un laser Er-Yb:verre, déclenché passivement par un absorbant saturable $\text{Co}^{2+}:\text{LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}$ [94], nous avons réussi à synchroniser le taux de répétition du laser avec la fréquence de modulation autour de 1,5 kHz. Les impulsions deviennent stables comme dans le cas du laser Nd,Cr:YAG. Notons que dans ce cas le mécanisme de synchronisation est un peu modifié dû au mécanisme de transfert d'énergie entre ions Yb^{3+} et Er^{3+} du milieu actif et aussi à la constante de temps liée au niveau métastable de ces ions [90, 91].

4. Conclusion

Nous avons étudié théoriquement et expérimentalement une technique simple de modulation de la puissance de pompe qui permet de stabiliser le taux de répétition d'un laser à déclenchement passif par un absorbant saturable. Nous avons montré que la stabilité du signal de modulation externe est parfaitement transférée au train d'impulsions. Le taux de répétition est stabilisé avec un coefficient de 10^{-6} pendant quelques minutes malgré les bruits qui viennent de tous types de fluctuations. Les résultats des simulations obtenus en utilisant le modèle de "rate equations" sont en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus avec le laser $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}-\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ pompé par diode. Nous avons également démontré le caractère général du principe de modulation en appliquant cette technique au laser microchip Nd,Cr:YAG et au laser Er-Yb:verre déclenché passivement par Co:LMA. Les résultats obtenus avec cette méthode sont très intéressants pour plusieurs applications, notamment celles qui exigent une synchronisation des impulsions très précise [28, 29, 83-85].

Notons enfin que dans le chapitre 2, nous allons appliquer cette méthode pour les lasers impulsions bi-fréquences dans l'étude de la qualité spectrale du battement.

III. Contrôle de la durée des impulsions

1. Introduction

Pour les applications nécessitant le contrôle et l'ajustement de la forme temporelle des impulsions, comme la télémétrie et la vélocimétrie par exemple, seuls des systèmes actifs ont été étudiés jusqu'à présent [95-101]. On s'intéresse ici à des lasers plus simples et plus compacts : les lasers à déclenchement passif. Considérons par exemple le laser présenté dans la Figure 12(a). La construction de l'impulsion dépend fortement des paramètres des éléments du laser: le gain, l'absorbant saturable, et la cavité. Une fois les paramètres du laser déterminés, la durée des impulsions semble difficile à changer. La Figure 12(b) représente ainsi la forme temporelle d'une impulsion obtenue grâce à ce laser. On voit que la durée des impulsions est liée au temps de montée T_m , c'est à dire le temps de construction de l'impulsion, et au temps de descente T_d , c'est à dire le temps nécessaire pour vider la cavité. Le temps T_d dépend essentiellement de la transmission du miroir de sortie et est donc fixé par construction. Par contre, le temps de construction de l'impulsion T_m dépend du rapport R de la puissance de saturation dans le milieu actif à la puissance de saturation dans l'absorbant saturable [42, 43], comme cela a déjà été discuté dans la partie I. Par conséquent, pour contrôler la durée des impulsions, il faut maîtriser le temps de construction de l'impulsion, donc le rapport des puissances de saturation. Quelques analyses théoriques ont été proposées mais très peu de résultats expérimentaux ont été publiés. Alors, comment peut-on changer le rapport des puissances de saturation R ? Pour cela plusieurs pistes sont à envisager. D'une part, on sait que la puissance de saturation du laser est proportionnelle à la taille du faisceau. Dans le cas du laser à un axe habituel, pourra-t-on contrôler le rapport des puissances de saturation par l'ajustement des tailles relatives du faisceau laser dans le milieu actif et dans l'absorbant saturable ? Est-ce que ce rapport pourra être aussi contrôlé par le changement de la taille du faisceau de pompe dans le milieu actif, comme suggéré par ZHANG *et al.* [43] ? D'autre part,

dans le cas du laser à deux axes, on sait qu'un mode propre du laser peut osciller simultanément sur deux axes de la cavité (état propre fourchu). Peut-on imaginer une façon de contrôler indépendamment la puissance de saturation dans le milieu actif et la puissance de saturation dans l'absorbant saturable en plaçant le milieu actif dans un bras de la cavité et l'absorbant dans l'autre ?

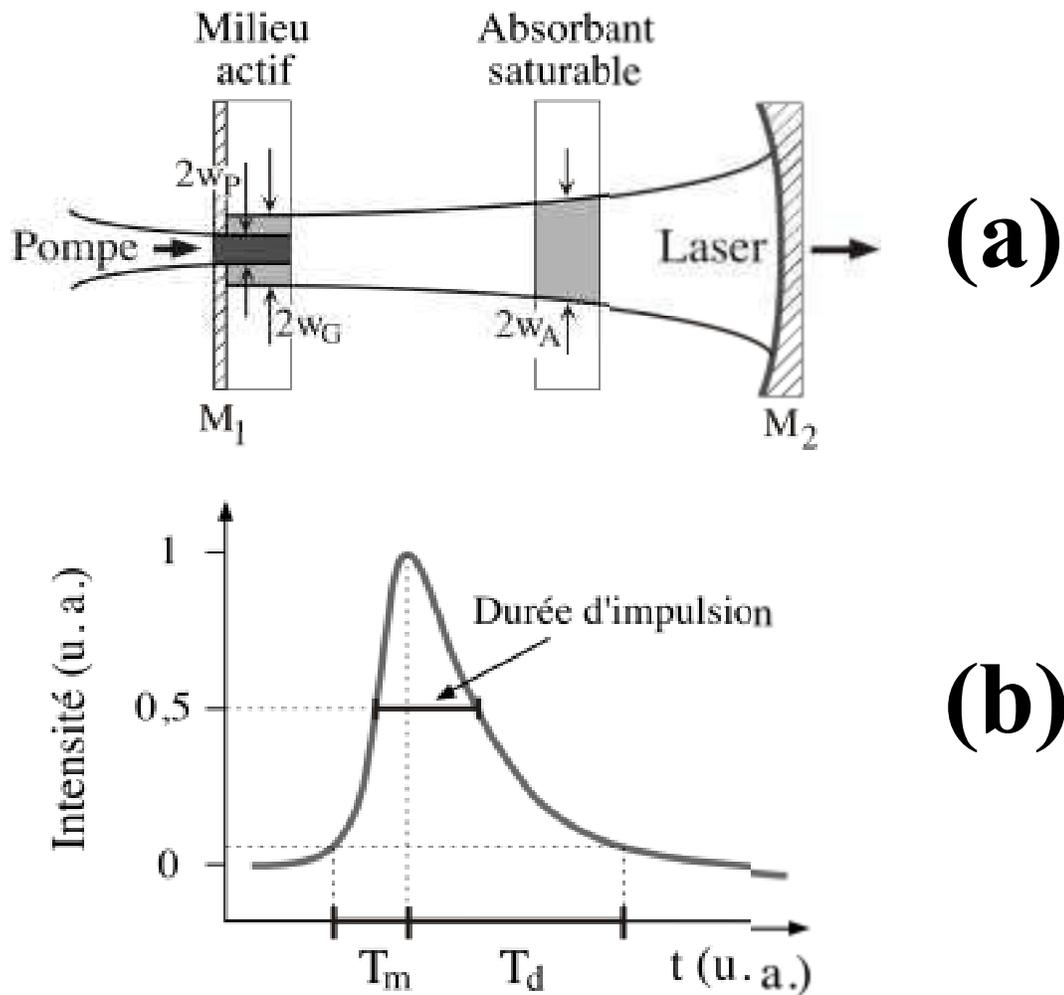


Figure 12: (a) Schéma d'un laser à déclenchement passif par un absorbant saturable. $2w_p$: diamètre du faisceau de pompe dans le milieu actif; $2w_G$ et $2w_A$: diamètres du faisceau laser dans le milieu actif et dans l'absorbant saturable. (b) Forme temporelle d'une impulsion, sa durée est reliée au temps de montée T_m et au temps de descente T_d .

Pour répondre à ces questions, nous allons tout d'abord étudier l'influence du rapport R sur la durée des impulsions en utilisant le modèle théorique pour le régime mono-mode décrit dans la partie II. Les prédictions théoriques seront comparées avec les résultats expérimentaux obtenus

avec les lasers Nd:YAG déclenchés passivement par Cr:YAG dans les deux cas: (i) pour le laser à un axe, nous allons faire varier le rapport du rayon du faisceau laser dans l'absorbant saturable et dans le milieu à gain (w_A/w_G) d'une part, et le rapport du rayon du faisceau de pompe au rayon du faisceau laser dans le milieu à gain (w_P/w_G) d'autre part; (ii) dans le cas du laser à deux axes, nous allons utiliser les états propres fourchus pour contrôler le rapport R en plaçant le gain et l'absorbant dans les deux bras différents de la cavité.

2. Laser à un axe: contrôle par la taille du mode

Considérons tout d'abord le laser présenté dans la Figure 12(a). La cavité de longueur L est constituée de deux miroirs M_1 et M_2 entre lesquels on installe un milieu actif solide isotrope et un absorbant saturable. Ce laser est pompé longitudinalement par une diode laser dont le faisceau est plus ou moins focalisé dans le milieu actif. Pour prédire le comportement du laser, nous utilisons les équations (6a)-(6d) dans lesquelles le taux d'excitation est supposé constant au cours du temps. Dans le but de contrôler la durée des impulsions, nous analyserons la dynamique du laser en faisant varier le rapport de la puissance de saturation R . Pour toutes ces analyses, le comportement du laser sera obtenu numériquement en utilisant l'algorithme de Runge-Kutta [92] et les paramètres donnés par l'expérience et résumés dans le Tableau 1.

2.1 Translation de l'absorbant saturable

Premièrement, nous choisissons de changer le rapport R en ajustant le rayon du faisceau laser dans l'absorbant saturable (w_A) tout maintenant le rayon de ce faisceau dans le milieu actif (w_G) fixée. Expérimentalement, cet ajustement est obtenu simplement par la translation de l'absorbant dans de la cavité, comme illustré sur la Figure 13(a). Les paramètres du laser sont identiques au laser utilisé dans la partie II. La longueur de la cavité est choisie égale à 9 cm afin de faciliter le déplacement de l'absorbant dans la cavité. A cause de la géométrie de cette cavité, le rayon du faisceau laser augmente de 100 μm à la position de M_1 ("waist" du laser) jusqu'à 320 μm à la position du miroir de sortie M_2 .

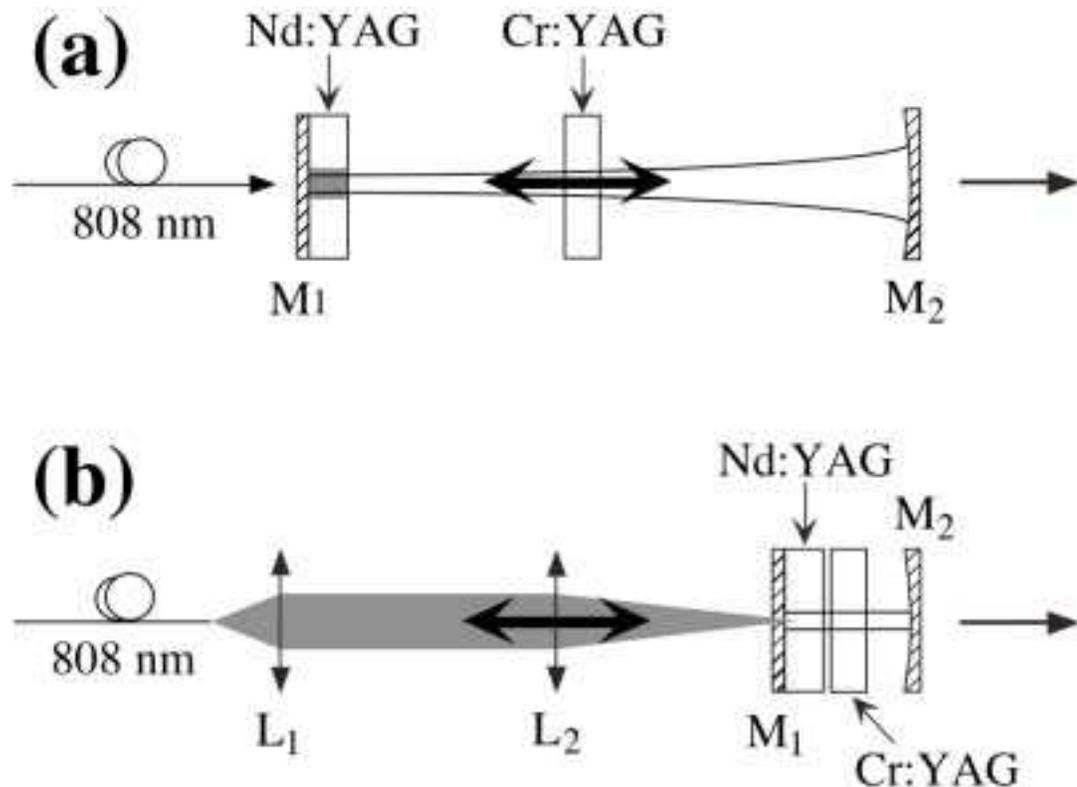


Figure 13: Arrangement expérimental du laser à un axe: Nd:YAG, milieu actif; Cr:YAG, absorbant saturable; L_1 , L_2 , lentilles; M_1 , miroir plan; M_2 , miroir concave. (a) Translation de l'absorbant saturable. (b) Translation de la lentille de focalisation.

Dans un premier temps, le Cr:YAG est placé contre le milieu actif, le laser émet un train d'impulsions dont le taux de répétition et la durée des impulsions sont respectivement de 11 kHz et 38 ns. Le laser oscille en régime mono-mode et délivre 20 mW de puissance moyenne avec 470 mW de puissance de pompe. En utilisant les paramètres expérimentaux donnés dans le Tableau 1 et avec $R = 0,12$, la simulation des équations du laser produit un train d'impulsions avec un taux de répétition de 10 kHz. La durée des impulsions correspondantes est égale à 33 ns. Ces résultats théoriques sont donc en accord avec l'expérience. Nous allons maintenant explorer la variation de la durée des impulsions en fonction de R . Par exemple, si R diminue, ce qui correspond au cas où la puissance de saturation du milieu actif reste fixe et la puissance de saturation de l'absorbant augmente, l'intensité relative dans l'absorbant diminue. Par conséquent, le processus d'émission stimulée ralentit et la durée de l'impulsion augmente.

On peut donc prédire que si l'on diminue le rapport R , on augmente la durée d'impulsion et *vice-versa*. En effet, quand R varie de 0,12 à 0,018, la simulation montre que la durée des impulsions augmente de 33 ns à 350 ns, comme le montre la Figure 14. De plus, le taux de répétition augmente également de 10 kHz à 71,5 kHz.

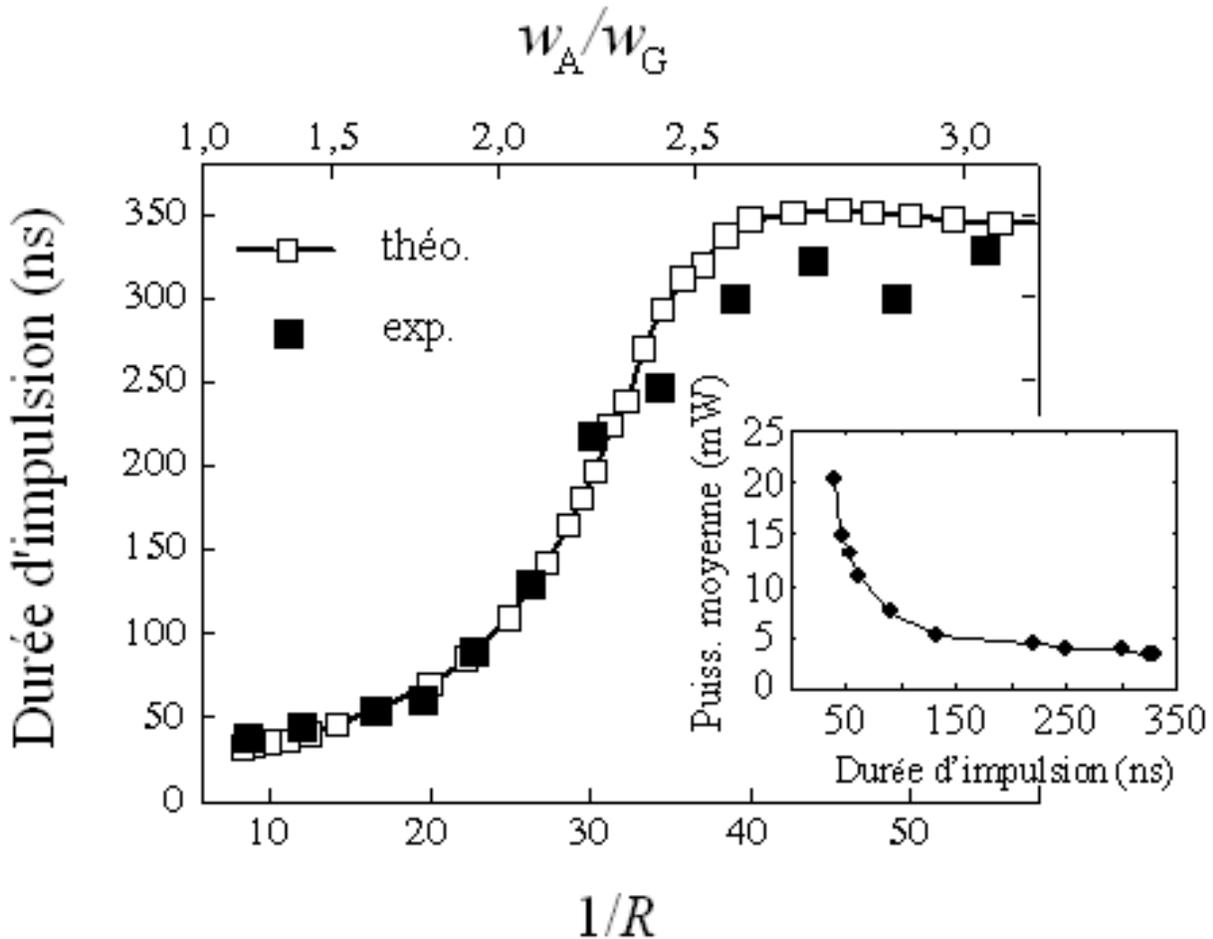


Figure 14: La durée des impulsions en fonction de $1/R$ et w_A/w_G . \square : résultats théoriques; \blacksquare : résultats expérimentaux. Les échelles horizontales sont reliées par $1/R = 3,46 (w_A/w_G)^2$. Encart: résultats expérimentaux de puissance moyenne en fonction de la durée des impulsions.

Nous allons maintenant vérifier ces prédictions théoriques en déplaçant l'absorbant saturable dans la cavité. Comme on a dit précédemment, si l'intensité reste constante, la puissance est proportionnelle à la surface du faisceau laser, donc au carré de son rayon. C'est à dire que le rapport R est proportionnel au rapport $(w_G/w_A)^2$. Expérimentalement, nous avons observé que la durée des impulsions augmente d'un facteur de 8,7 lorsque le rapport w_A/w_G augmente d'un

facteur de 2,7. En effet, ces résultats sont présentés dans la Figure 14 afin de les comparer avec la simulation. De cette façon résulte la relation $1/R = 3,46(w_A/w_G)^2$. On voit bien que la durée des impulsions augmente expérimentalement de 38 ns à 350 ns, en accord avec les résultats des simulations. De plus, le taux de répétition augmente également de 11 kHz à 71 kHz, ce qui confirme la théorie. Cependant, nous notons qu'avec cette méthode, la théorie et l'expérience montrent que, plus la durée d'impulsion augmente, plus la puissance moyenne du laser diminue, comme cela est présenté dans l'encart de la Figure 14.

Nous avons donc démontré théoriquement et expérimentalement la première méthode pour contrôler la durée des impulsions en ajustant le rapport w_A/w_G . Cette méthode simple est donc bien adaptée à tous les lasers dont la cavité est suffisamment longue pour pouvoir changer le rayon du faisceau laser dans le milieu actif et/ou dans l'absorbant saturable. Cependant, il y a actuellement beaucoup de lasers dont le rayon du faisceau à l'intérieur de la cavité reste constant, comme par exemple les microlasers [69-71]. Cette méthode qu'on peut qualifier d'*interne* (due à un déplacement à l'intérieur de la cavité) n'est plus applicable dans ce cas-là. Il est donc nécessaire de trouver une autre méthode. ZHANG *et al.* [43] ont suggéré récemment que par le changement de la surface du faisceau de pompe dans le milieu actif, on pourra changer les caractéristiques du laser, comme la durée des impulsions par exemple. En effet, par le changement de la focalisation du faisceau de pompe dans le milieu actif, on pourra augmenter la densité de l'inversion de population au centre du laser et laisser les bords du faisceau laser sans gain. Dans ce cas, la puissance de saturation effective du milieu actif sera plus petite par rapport au cas où l'inversion de population est homogène dans tout le profil du faisceau laser.

2.2 Translation de la lentille de focalisation

Pour étudier cette méthode dite de "contrôle *externe*" (l'opération a lieu hors de la cavité laser), nous utilisons une cavité laser courte, présentée dans la Figure 13(b). Les paramètres du laser sont donnés dans le Tableau 1 et la longueur de la cavité est raccourcie jusqu'à 2,7 cm. Dans ce cas, le rayon du faisceau laser dans le milieu actif est de 120 μm , mesuré expérimentalement, et reste quasiment constant à l'intérieur de la cavité. De plus, nous plaçons l'absorbant saturable

très proche du milieu actif afin d'assurer le rapport $w_A/w_G = 1$. Pour changer le rayon du faisceau de pompe (w_P) dans le milieu actif, nous utilisons deux lentilles L_1 (objectif de microscope avec un grandissement $\times 10$) et L_2 (objectif de microscope avec un grandissement $\times 63$). Le faisceau de pompe, sorti de la fibre de $150 \mu\text{m}$ de diamètre de cœur, est collimaté par L_1 et ensuite focalisé dans le milieu actif par L_2 . Le rayon de ce faisceau dans le milieu actif est ainsi ajusté par la translation de la lentille L_2 . Le laser est pompé avec une puissance de 800 mW et fonctionne en régime mono-mode. Premièrement, w_P est choisi égal à $270 \mu\text{m}$, c'est à dire plus grand que le "waist" du laser. Dans ce cas, la durée des impulsions est égale à 18 ns et le taux de répétition est de 2 kHz . L'intégration des équations (6a)-(6d) utilisant les paramètres donnés par l'expérience (Tableau 1) donne les résultats présentés dans la Figure 15(a). Quand $1/R = 12,5$ un train d'impulsions est ainsi obtenu avec un taux de répétition de 2 kHz et une durée d'impulsion de 11 ns , en accord avec l'expérience. De plus, la simulation montre que quand $1/R$ varie de $12,5$ à 40 la durée des impulsions et le taux de répétition augmentent respectivement de 11 ns à 310 ns et de 2 kHz à 70 kHz . Pour obtenir expérimentalement la validation de cette prédiction, nous allons simplement changer w_P en déplaçant L_2 le long de l'axe optique de la cavité. Après L_2 (ouverture numérique: 15°), le rayon du faisceau de pompe dans le milieu actif diminue de $270 \mu\text{m}$ à $40 \mu\text{m}$. La durée des impulsions correspondantes augmente de 18 ns à 240 ns , comme le montre la Figure 15(b), et le taux de répétition augmente de 2 kHz à 67 kHz . Avec cette méthode, la puissance moyenne a aussi diminué pour des impulsions longues, comme présenté dans l'encart de la Figure 15(b).

Ces observations expérimentales montrent qu'une variation de la surface du faisceau de pompe dans le milieu actif change en effet la puissance de saturation du mode du laser. Notons ici que la variation de R n'est peut-être pas directement reliée au rapport w_P/w_G , mais ce modèle simple permet de prédire correctement la tendance suivie par le comportement des impulsions. La similitude entre le modèle et les valeurs expérimentales nous confirme que la méthode *externe* de focalisation du faisceau de pompe donne bien accès au rapport des puissances de saturation régissant la dynamique de déclenchement du laser.

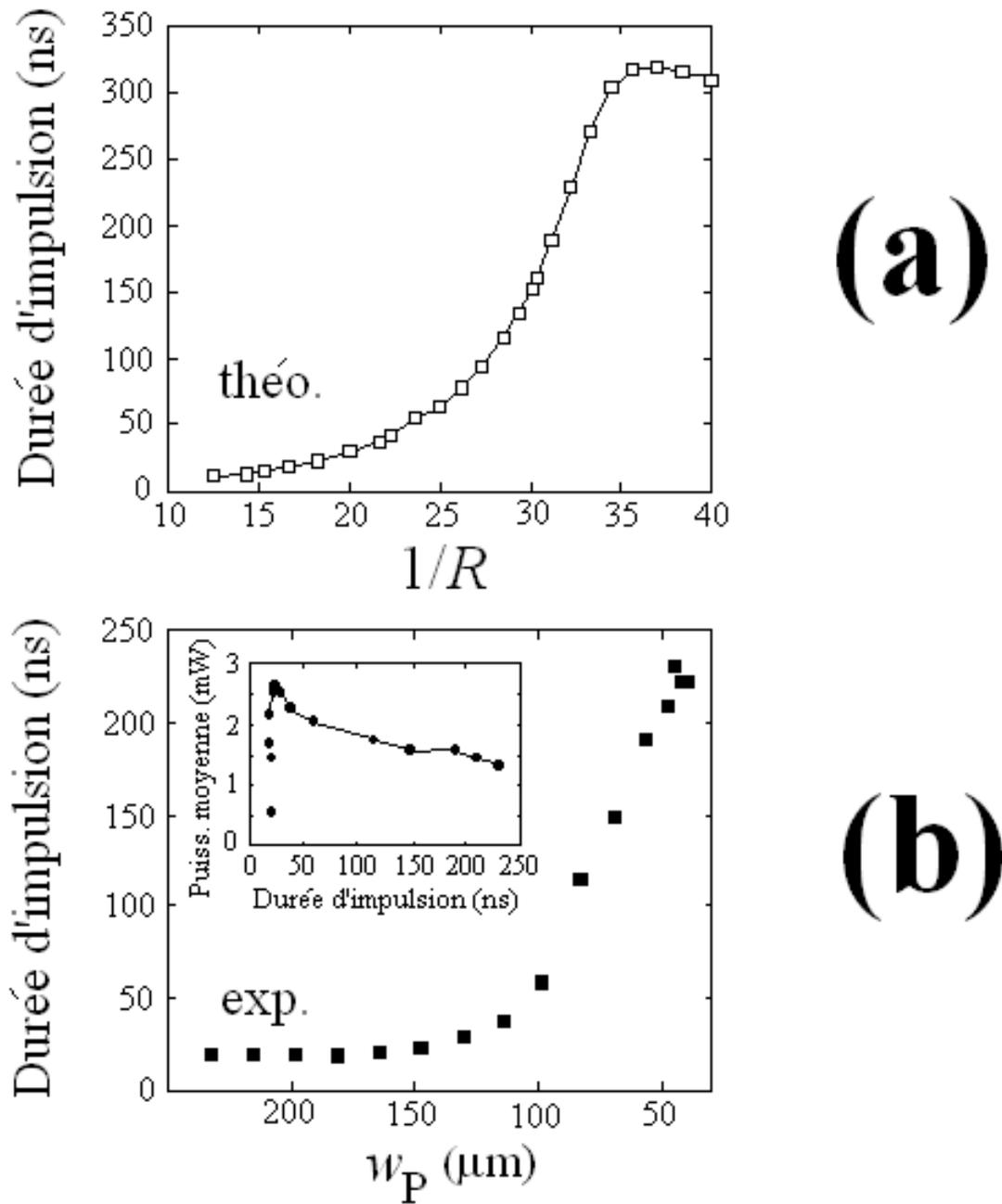


Figure 15: Résultats obtenus par translation de la lentille de focalisation. (a) Valeurs théoriques de la durée des impulsions en fonction de $1/R$. (b) Valeurs expérimentales de la durée des impulsions en fonction du rayon du faisceau de pompe (w_p) dans le milieu actif. Encart: résultats expérimentaux de la puissance moyenne en fonction de la durée des impulsions.

Nous avons ainsi montré théoriquement et expérimentalement dans cette partie deux méthodes, *interne* et *externe*, pour contrôler la durée des impulsions. Cette durée augmente d'un facteur 10 dans tous les cas. Le point faible de ces deux méthodes est que la puissance moyenne diminue

quand la durée des impulsions augmente. En effet, quand R diminue, il y a moins d'intensité pour blanchir l'absorbant et l'intensité crête de l'impulsion diminue également. Par conséquent, l'efficacité du laser est faible et la puissance moyenne diminue. Dans la partie qui suit, nous proposons une nouvelle méthode utilisant les états fourchus d'un laser à deux axes dont la géométrie nous permet de contrôler indépendamment les puissances traversant le milieu actif et l'absorbant saturable afin de maintenir une grande puissance moyenne avec des impulsions longues.

Paramètres	Unités	Figure 14	Figure 15	Figures 17 et 18
$\sigma_{ESA}/\sigma_{GSA}$		0,27	0,27	0,27
$1/\gamma_3$	μs	230	230	230
$1/\gamma_2$	ns	10	10	10
$1/\gamma_a$	μs	4	4	4
$\kappa = \zeta$		1	1	1
ε		10^{-20}	10^{-20}	10^{-20}
Γ	s^{-1}	5×10^7	$28,5 \times 10^7$	5×10^7
a_0	s^{-1}	$3,5 \times 10^8$	$18,1 \times 10^8$	$3,5 \times 10^8$
ϕ	(°)	n/a	n/a	5,7
R		variable	variable	0,05
ρ	(°)	n/a	n/a	variable

Tableau 1: Paramètres physiques et géométriques du laser utilisés pour les simulations.

3. Laser à deux axes: contrôle par les états fourchus

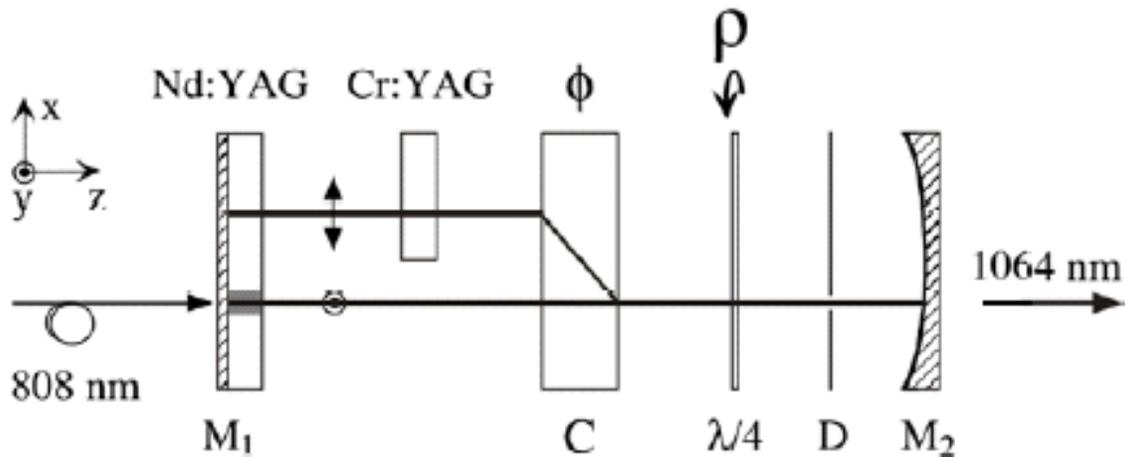


Figure 16: Schéma expérimental du laser à deux axes: Nd:YAG, milieu actif; Cr:YAG, absorbant saturable; M_1 , miroir plan; M_2 , miroir concave; C, cristal biréfringent; ϕ , différence de phase de C; $\lambda/4$, lame quart d'onde; ρ , angle entre l'axe rapide de $\lambda/4$ et l'axe x ; D, diaphragme.

3.1 Modèle théorique

Considérons la cavité laser dont l'axe de propagation est z , présentée dans la Figure 16. Elle est fermée par deux miroirs M_1 et M_2 et contient un milieu actif isotrope. On introduit dans la cavité un cristal biréfringent uniaxe C taillé à 45° de son axe optique. Ce cristal sépare spatialement un faisceau incident en un faisceau ordinaire polarisé suivant y et un faisceau extraordinaire polarisé suivant x . Les états propres de polarisations du laser dans une telle cavité sont séparés entre M_1 et C avec un décalage spatial $\Delta x = 1$ mm et sont superposés entre C et M_2 , comme l'assure le diaphragme D. Le laser est pompé longitudinalement par une diode laser fibrée. Le bout de la fibre est simplement placé contre le milieu actif dans la région du bras ordinaire. Pour imposer l'oscillation laser en régime fourchu, nous introduisons une lame quart d'onde ($\lambda/4$) dans la cavité. Cette lame quart d'onde pourra pivoter autour de l'axe z , formant un angle ρ entre son axe rapide et l'axe x . Les puissances circulant dans les deux bras de la cavité peuvent être alors changées en modifiant l'orientation de cette lame quart d'onde, donc l'angle ρ . La géométrie d'un tel laser suggère que si l'on place le gain et l'absorbant saturable

dans les deux bras différents, on pourra contrôler la puissance relative dans le milieu actif et dans l'absorbant saturable. Nous introduisons donc l'absorbant saturable seulement dans le bras extraordinaire. Pour prédire le comportement du laser dans ce cas, nous allons étendre les équations (6a)-(6d) en tenant compte de la géométrie de la cavité.

3.1.1 Calculs des états propres

Nous rappelons tout d'abord que dans le cas du laser à deux axes, il faut utiliser les matrices 4×4 de JONES généralisées pour tenir compte du décalage transversal entre les faisceaux ordinaire et extraordinaire [25, 26]. Pour obtenir les états propres de ce type de laser, nous allons résoudre le problème suivant

$$\mathbf{M}_4 \mathbf{E}_2 = \lambda \mathbf{E}_2, \quad (8)$$

où \mathbf{M}_4 est la matrice de JONES pour un aller-retour dans la cavité à partir du miroir M_2 ,

$$\mathbf{E}_2 = \begin{bmatrix} E_{Tx,2} \\ E_{Ty,2} \\ E_{Bx,2} \\ E_{By,2} \end{bmatrix} \quad (9)$$

est le vecteur propre à 4 composantes du champ électromagnétique, et λ est la valeur propre correspondante. Les deux composantes du haut du vecteur propre représentent les composantes polarisées suivant x et y du bras du haut ("Top"), et les deux autres représentent les composantes polarisées suivant x et y du bras du bas ("Bottom"). La matrice de JONES \mathbf{M}_4 est donnée par

$$\mathbf{M}_4 = \mathbf{A} \mathbf{G}^2 \mathbf{B}, \quad (10)$$

où \mathbf{A} et \mathbf{B} sont des matrices 4×4 de JONES pour un aller et un retour simple dans la cavité et \mathbf{G} tient compte du gain et de l'absorption des milieux actif et absorbant :

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} t_a & 0 & 0 & 0 \\ 0 & t_a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & t_g & 0 \\ 0 & 0 & 0 & t_g \end{bmatrix}. \quad (11)$$

Utilisons les mêmes notations dans les équations (6a)-(6d), les coefficients de gain et d'absorption t_g et t_a sont donnés par:

$$t_g = \exp\left[-\frac{2L}{c} \kappa(n_3 - n_2)\right], \quad (12)$$

$$t_a = \exp\left\{-\frac{2L}{c} \left[a + (a_0 - a) \frac{\sigma_{ESA}}{\sigma_{GSA}} \right]\right\}. \quad (13)$$

Les matrices \mathbf{A} et \mathbf{B} sont calculées par:

$$\mathbf{A} = \sqrt{R_1} \exp(ikL) \sqrt{T} \mathbf{D} \mathbf{L}(\rho) \mathbf{C}_+, \quad (14)$$

$$\mathbf{B} = \sqrt{R_2} \exp(ikL) \sqrt{T} \mathbf{C}_- \mathbf{L}(\rho) \mathbf{D}, \quad (15)$$

où R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion en intensité des miroirs M_1 et M_2 respectivement et T tient compte des pertes intracavité en simple passage. Les matrices de JONES généralisées du cristal \mathbf{C} quand le champ se propage de gauche à droite (+z) et de droite à gauche (-z) sont données respectivement par [21, 25]:

$$\mathbf{C}_+ = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\phi/2} & 0 & 0 \\ e^{i\phi/2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-i\phi/2} \end{bmatrix}, \quad (16)$$

et

$$\mathbf{C}_- = \begin{bmatrix} 0 & 0 & e^{i\phi/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi/2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-i\phi/2} \end{bmatrix}, \quad (17)$$

où ϕ est le déphasage introduit par le cristal biréfringent entre les polarisations ordinaire et extraordinaire. Les matrices de JONES généralisées du diaphragme et de la lame quart d'onde sont données, respectivement, par:

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (18)$$

et

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} l(\rho) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & l(\rho) \end{bmatrix}, \quad (19)$$

où la matrice 2×2 de JONES habituelle de la lame quart d'onde s'écrit

$$l(\rho) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 + i \cos 2\rho & i \sin 2\rho \\ i \sin 2\rho & 1 - i \cos 2\rho \end{bmatrix}. \quad (20)$$

Finalement, la matrice \mathbf{M}_4 calculée à partir de (10) s'écrit sous la forme

$$\mathbf{M}_4 = K \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{M}_2(\rho) \\ 0 & 0 & & \end{bmatrix}, \quad (21)$$

où K est une constante complexe contenant les facteurs de propagation communs aux deux bras et \mathbf{M}_2 est la matrice 2×2 de JONES

$$\mathbf{M}_2 = \begin{bmatrix} t_a^2 (1 + i \cos 2\rho)^2 e^{i\phi} - t_g^2 \sin^2 2\rho e^{-i\phi} & t_a^2 (i \sin 2\rho - \sin 2\rho \cos 2\rho)^2 e^{i\phi} + \\ t_a^2 (i \sin 2\rho - \sin 2\rho \cos 2\rho)^2 e^{i\phi} + & + t_g^2 (i \sin 2\rho + \sin 2\rho \cos 2\rho)^2 e^{-i\phi} \\ + t_g^2 (i \sin 2\rho + \sin 2\rho \cos 2\rho)^2 e^{-i\phi} & t_g^2 (1 - i \cos 2\rho)^2 e^{-i\phi} - t_a^2 \sin^2 2\rho e^{i\phi} \end{bmatrix}. \quad (22)$$

Remplaçant \mathbf{M}_4 dans l'équation (8) par l'équation (21), nous obtenons les solutions \mathbf{E}_2 . Ces vecteurs propres peuvent ainsi s'écrire généralement sous la forme:

$$\mathbf{E}_2 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ E_x \exp(i\varphi_x) \\ E_y \exp(i\varphi_y) \end{bmatrix}. \quad (23)$$

Les champs électromagnétiques \mathbf{E}_1 au niveau du miroir M_1 sont enfin déduits à partir de \mathbf{E}_2 en utilisant la formule

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{G}\mathbf{B}\mathbf{E}_2. \quad (24)$$

Utilisant \mathbf{E}_1 on peut calculer les puissances, des états propres dans les bras du haut ("Top") et du bas ("Bottom") par :

$$I_T = |E_{Tx,1}|^2 + |E_{Ty,1}|^2, \quad (25a)$$

$$I_B = |E_{Bx,1}|^2 + |E_{By,1}|^2. \quad (25b)$$

Il apparaît ici que les puissances traversant les deux bras dépendent de l'angle ρ . En effet, pour illustrer cette dépendance, considérons un cas simple où on suppose que (i) il n'y a pas de gain ni d'absorption ($t_g = t_a = 1$) et (ii) C ne présente pas de déphasage ($\phi = 0$). Dans ce cas, les états propres sur M_1 s'écrivent:

$$\mathbf{E}_1^+ = \begin{bmatrix} \sin \rho \\ 0 \\ 0 \\ \cos \rho \end{bmatrix}, \quad (26a)$$

$$\mathbf{E}_1^- = \begin{bmatrix} \cos \rho \\ 0 \\ 0 \\ -\sin \rho \end{bmatrix}. \quad (26b)$$

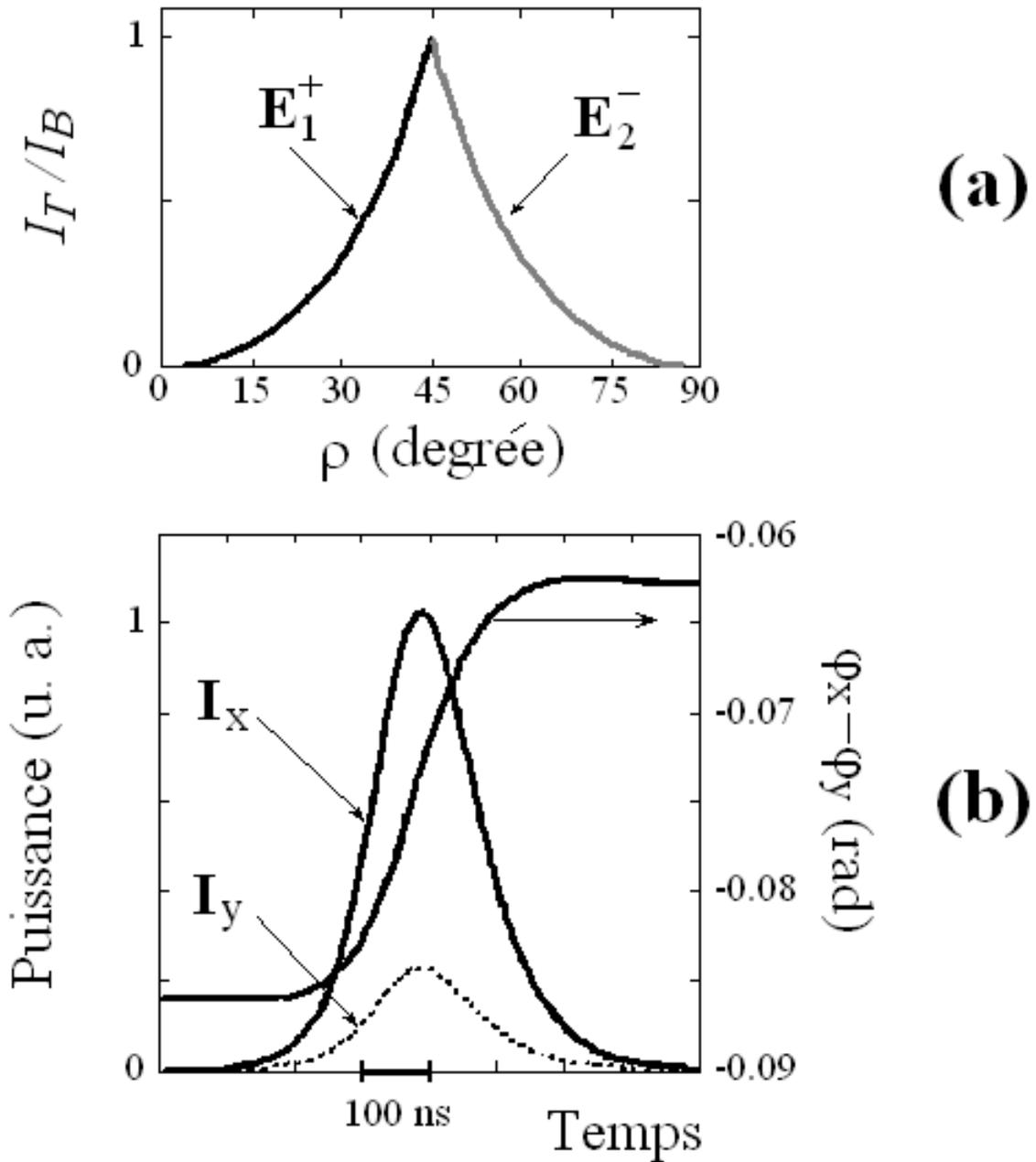


Figure 17: Résultats théoriques. (a) Variation du rapport des intensités dans les deux bras en fonction de l'angle ρ . De 0° à 45° : l'état propre E_1^+ oscille, de 45° à 90° : l'état propre E_2^- oscille. (b) La forme temporelle de l'impulsion suivant les directions x et y à M_2 et la variation de la différence de phase au cours du temps, quand $\rho = 27,5^\circ$.

Les états propres sont ainsi fourchus. En effet, des composantes non nulles de chaque état propre existent toujours dans les deux bras et varient avec l'angle ρ . Les intensités normalisées dans les deux bras sont $I_T^+ = \sin^2 \rho$ et $I_B^+ = \cos^2 \rho$ pour le premier état propre et sont $I_T^- = \cos^2 \rho$ et $I_B^- = \sin^2 \rho$ pour le deuxième état propre. Notons ici qu'avec une matrice 4×4 ,

nous devons en principe obtenir 4 vecteurs propres correspondants aux 4 états propres du laser, mais à cause du diaphragme D, deux autres états propres sont ainsi éliminés.

Avec cette analyse pour une cavité froide, nous pouvons donc, dans un premier temps, prévoir quelques comportements: (i) les puissances traversant les deux bras du laser dépendent fortement de l'orientation de la lame quart d'onde (angle ρ); (ii) si l'on pompe le laser seulement dans la région du bras ordinaire ("Bottom"), un état propre prend plus de gain que l'autre et doit osciller seul, c'est celui qui satisfait la condition $I_B/I_T > 1$; et (iii) si le laser est toujours pompé dans la région du bras ordinaire et l'absorbant saturable est introduit dans le bras extraordinaire ("Top"), on pourra donc ajuster la puissance traversant le milieu actif et l'absorbant saturable par ajustement de ρ . Ces quelques conclusions peuvent être résumées dans la Figure 17(a) où les états propres qui peuvent osciller et le rapports des intensités normalisées de deux bras sont présentés en fonction de l'angle de la lame quart d'onde ρ .

Nous allons maintenant utiliser ces propriétés des états fourchus dans les équations de populations pour prédire la dynamique du laser, donc la variation de la durée des impulsions.

3.1.2 Les équations de populations pour le laser à deux axes

Pour prédire le comportement du laser, nous tenons compte des variations temporelles des intensités. Ces variations mènent aux variations des coefficients de \mathbf{G} et donc des coefficients des matrices de JONES généralisées pour un aller-retour dans la cavité laser. La condition de résonance devient ainsi

$$\mathbf{E}_2 \left(t + \frac{2L}{c} \right) = \mathbf{M}_4 \mathbf{E}_2(t). \quad (27)$$

Grâce au diaphragme D, le champ électromagnétique intracavité du laser à la position du miroir M_2 peut être présenté sous la forme d'un vecteur \mathbf{E} de JONES d'ordre 2 habituel. De (23), on a

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \exp(i\varphi_x) \\ E_y \exp(i\varphi_y) \end{bmatrix}. \quad (28)$$

Finalement, nous utilisons une approximation du premier ordre pour écrire le champ électromagnétique après un aller-retour dans la cavité

$$\mathbf{E}\left(t + \frac{2L}{c}\right) = \mathbf{E}(t) + \frac{2L}{c} \frac{d\mathbf{E}(t)}{dt}. \quad (29)$$

Par conséquent, les équations différentielles de l'évolution du laser sont les suivantes:

$$\frac{dE_x}{dt} = \frac{c}{2L} \operatorname{Re} \left\{ \exp(-i\varphi_x) [(\mathbf{M}_2(t) - \mathbf{1}) \mathbf{E}] \bullet \hat{\mathbf{x}} \right\}, \quad (30a)$$

$$\frac{d\varphi_x}{dt} = \frac{c}{2L} \frac{1}{E_x} \operatorname{Im} \left\{ \exp(-i\varphi_x) [(\mathbf{M}_2(t) - \mathbf{1}) \mathbf{E}] \bullet \hat{\mathbf{x}} \right\}, \quad (30b)$$

$$\frac{dE_y}{dt} = \frac{c}{2L} \operatorname{Re} \left\{ \exp(-i\varphi_y) [(\mathbf{M}_2(t) - \mathbf{1}) \mathbf{E}] \bullet \hat{\mathbf{y}} \right\}, \quad (30c)$$

$$\frac{d\varphi_y}{dt} = \frac{c}{2L} \frac{1}{E_y} \operatorname{Im} \left\{ \exp(-i\varphi_y) [(\mathbf{M}_2(t) - \mathbf{1}) \mathbf{E}] \bullet \hat{\mathbf{y}} \right\}, \quad (30d)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = \gamma_3 [P - n_3] - \zeta (n_3 - n_2) I_B(t) - \zeta n_3 \varepsilon, \quad (30e)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \gamma_3 n_3 - \gamma_2 n_2 + \zeta (n_3 - n_2) I_B(t) + \zeta n_3 \varepsilon, \quad (30f)$$

$$\frac{da}{dt} = \gamma_a (a_o - a) - \mu a I_T(t), \quad (30g)$$

où \mathbf{M}_2 , \mathbf{E} , I_T , et I_B sont donnés par les équations (22), (28), et (25), et les autres paramètres sont définis comme dans la partie I. La dynamique du laser sera ainsi obtenue par l'intégration numérique de ces équations (30a)-(30g) en utilisant l'algorithme de Runge-Kutta et les paramètres donnés dans le Tableau 1.

Premièrement, nous trouvons théoriquement que le laser peut émettre un train d'impulsions en régime de fonctionnement normal. La forme d'une impulsion, obtenue avec $\rho = 27,5^\circ$, est présentée dans la Figure 17(b). On voit sur cette figure que la différence de phase entre les composants dans les bras du haut et du bas de l'état propre fourchu varie pendant l'émission de l'impulsion. Ceci montre que la description théorique se basant sur la condition

de résonance dépendant du temps est nécessaire. Cependant, on peut observer que la variation de ce déphasage est faible, et donc la polarisation des impulsions du laser reste presque constante au cours du temps. Le rapport des intensités du laser dans les deux axes reste également presque constant pendant l'émission. De plus, le modèle prédit que la durée des impulsions et le taux de répétition varient avec l'angle ρ . En effet, quand $\rho = 45^\circ$, le modèle montre qu'il y a une égalité de puissances entre les deux bras du laser et l'impulsion présente une durée de 110 ns. Si ρ est diminué, on peut voir que le rapport I_T/I_B diminue comme le montre la Figure 17(a), la durée des impulsions sera ainsi étirée. En effet, la simulation montre que la durée des impulsions augmente de 110 ns à 430 ns quand ρ est diminué de 45° à 25° , comme le montre la Figure 18(a). Quand ρ varie de 25° à 0° , le laser oscille en régime continu car dans ce cas la puissance circulant dans le bras du haut est insuffisante pour blanchir l'absorbant saturable (quand $\rho = 0^\circ$, $I_T = 0$). Le deuxième seuil du laser est donc déterminé à $\rho = 25^\circ$ [61, 102]. En outre, nous trouvons par la simulation que lorsque la durée des impulsions augmente, le taux de répétition augmente également de 10 kHz à 142 kHz [la période d'émission diminue de 100 μ s à 7 μ s, comme le montre la Figure 18(a)]. Ce résultat peut être expliqué par le fait que l'état fourchu bénéficie de plus de gain quand ρ est petit (quand ρ diminue I_B augmente). En revanche, à 45° , il y a moins de gain, le seuil est plus élevé et le taux de répétition est donc plus petit.

3. 2 Vérifications expérimentales

Pour vérifier expérimentalement ces prédictions, nous utilisons le laser décrit dans la Figure 16. Le milieu actif est un cristal Nd:YAG dopé à 1 % de longueur 1,1 mm. Sa face d'entrée M_1 transmet fortement ($T > 95\%$) à 808 nm et est hautement réfléchissante ($R > 99,5\%$) à 1064 nm. Le résonateur a une longueur $L = 97$ mm et est fermé par le miroir de sortie M_2 dont le rayon de courbure est de 200 mm et la transmission $T = 1\%$ à 1064 nm. C est un cristal biréfringent uniaxe YVO_4 , taillé à 45° de son axe optique. Cet élément biréfringent lève la dégénérescence transverse des états propres. La séparation spatiale est $\Delta x = 1$ mm entre M_1 et C. Les deux faisceaux sont superposés du côté du miroir de sortie, où un diaphragme est introduit

(diamètre 1 mm) afin de forcer l'oscillation sur cet axe. L'absorbant saturable est un cristal $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ du type [001], traité anti-reflet à 1064 nm. La transmission à petit signal (T_0) de l'absorbant est égale à 90 %. Afin d'éviter l'effet de saturation anisotrope [44, 103], l'axe [100] de l'absorbant saturable est donc aligné avec l'axe x . Une lame quart d'onde traitée antireflet à 1064 nm est introduite dans la partie superposée de deux bras. Cette lame peut être tournée précisément par un angle ρ autour de l'axe optique du laser. Le laser de pompe est une diode laser fibrée émettant jusqu'à 900 mW à 808 nm dans une fibre dont le diamètre de cœur est de 150 μm . Le bout de la fibre est simplement accolé au cristal de Nd:YAG. Expérimentalement, quand $\rho = 45^\circ$, les impulsions dont la durée est égale à 109 ns sont obtenues en accord avec la prédiction. De plus, quand on tourne la lame quart d'onde de 45° à 20° , nous observons que la durée des impulsions augmente de 109 ns à 495 ns et le taux de répétition correspondant augmente de 8 kHz à 100 kHz [la période d'émission diminue de 125 μs à 10 μs , comme le montre la Figure 18(b)]. Dans cette série de mesures, le laser est toujours mono-mode. Le "deuxième seuil" est obtenu entre 25° et 20° , en dessous de cette valeur ($0^\circ < \rho < 20^\circ$) le laser oscille en régime continu. Ces résultats présentés dans la Figure 18(b) sont en accord avec les résultats de la simulation. La petite différence de l'angle correspondant au "deuxième seuil" est attribuée au fait que les pertes non saturées ne restent pas constantes pendant la rotation de la lame quart d'onde (environ 15 % de variation). Particulièrement, par cette méthode, plus la durée des impulsions augmente plus la puissance moyenne du laser est grande. En effet, la Figure 19(a) représente l'augmentation de la durée des impulsions en fonction de l'angle ρ et la Figure 19(b) présente la puissance moyenne du laser obtenue avec cette augmentation. Ce résultat remarquable peut être expliqué comme précédemment. Pour les états fourchus, le gain augmente quand l'angle ρ est petit. A 45° , la moitié de puissance de l'état propre se propage dans l'absorbant saturable, la moitié se propage dans le milieu actif, donc les impulsions sont courtes mais la puissance moyenne est faible. Quand, ρ est tourné de 45° vers 20° , le gain net de l'état propre qui oscille augmente. Donc, bien que la durée des impulsions augmente, la puissance moyenne augmente également. On voit bien ici que ces résultats contrastent avec le cas du laser à un axe.

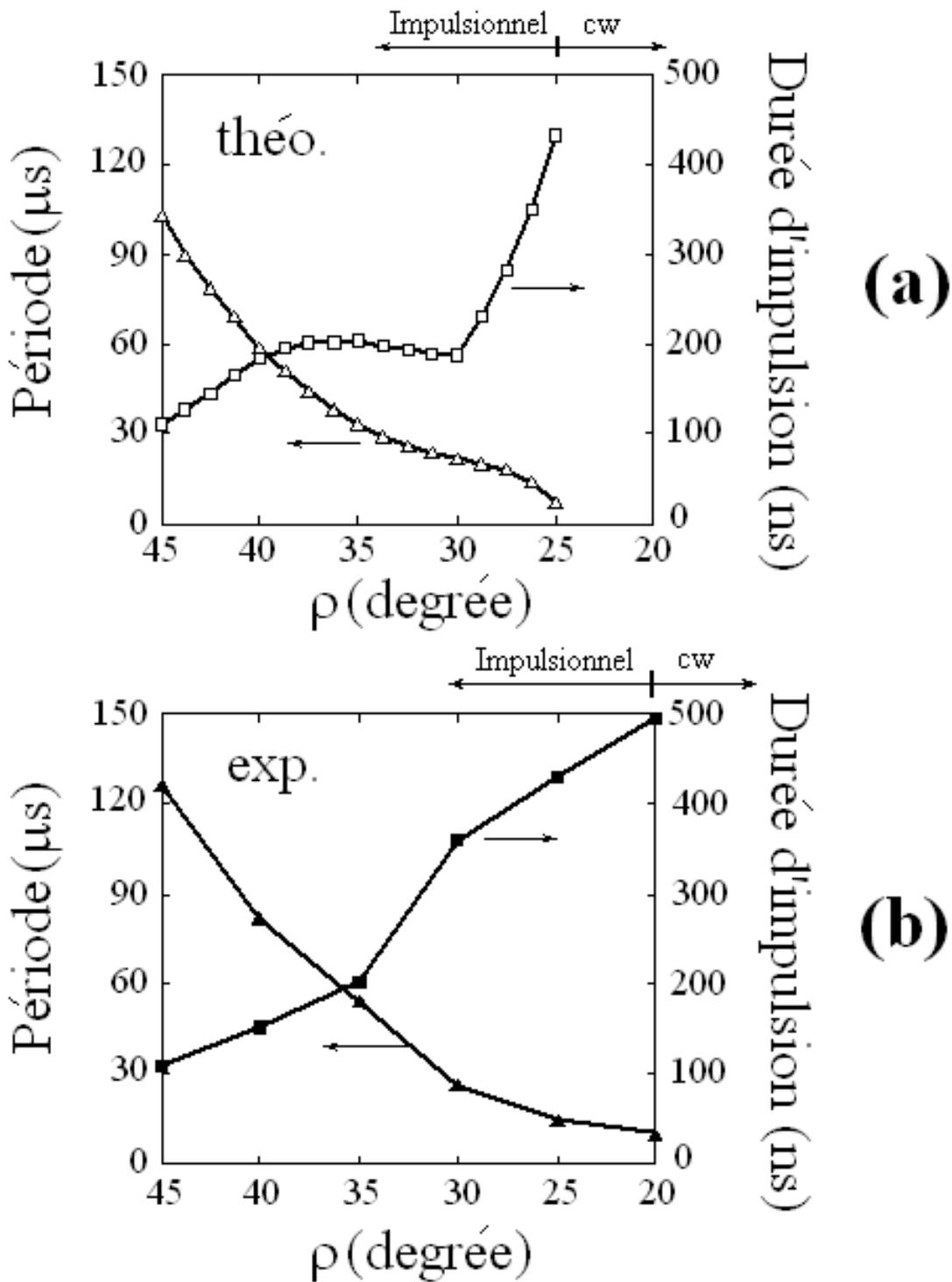


Figure 18: (a) Résultats des simulations: carrés, durée des impulsions en fonction de ρ ; triangles, taux de répétition en fonction de ρ . Le laser oscille en régime impulsionnel si $\rho > 25^\circ$ et en régime continu si $\rho < 25^\circ$. (b) Résultats expérimentaux correspondants. Le laser oscille en régime impulsionnel si $\rho > 20^\circ$ et en régime continu si $\rho < 20^\circ$.

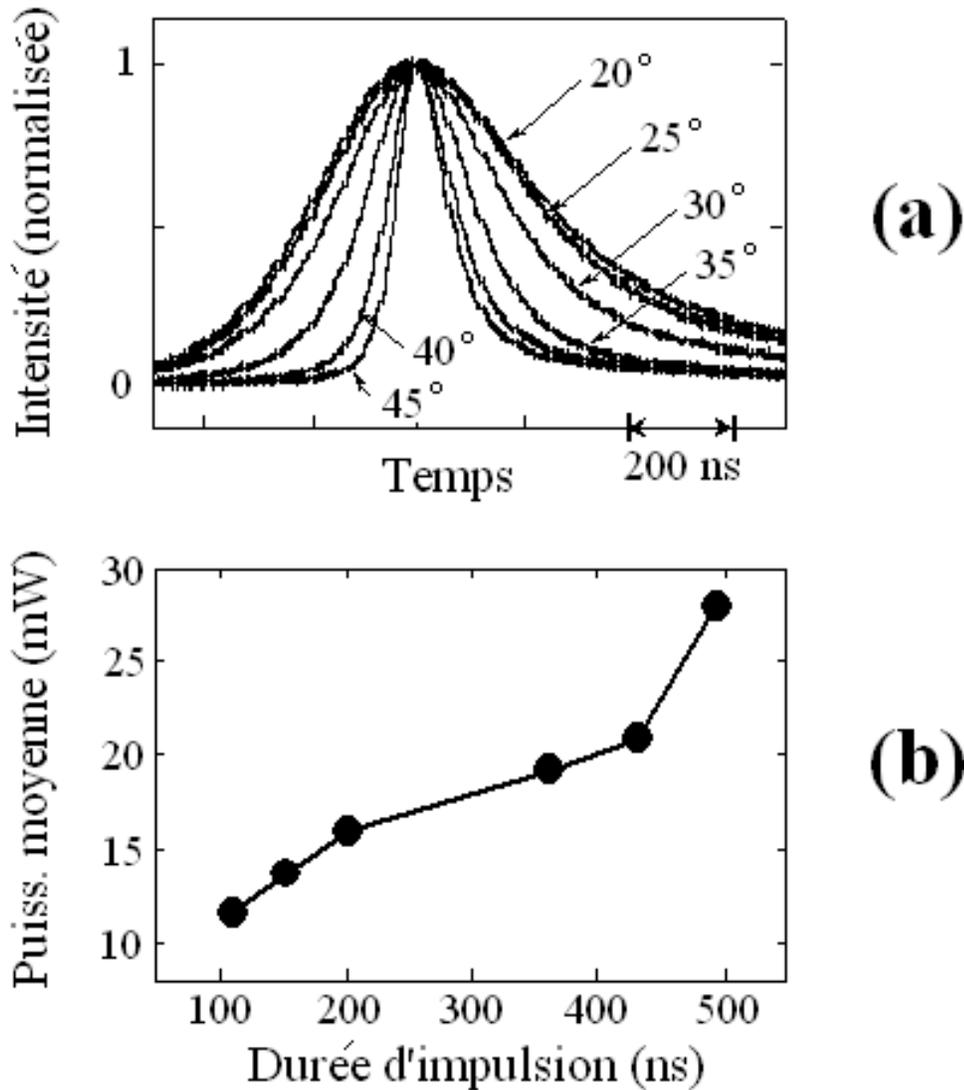


Figure 19: Résultats expérimentaux : (a) Six impulsions différentes obtenues quand ρ varie de 45° à 20° . La durée des impulsions augmente de 109 ns à 495 ns. (b) Puissance moyenne en fonction de la durée des impulsions.

4. Discussion et Conclusion

Nous avons démontré que pour les lasers solides à déclenchement passif par un absorbant saturable, il est possible de contrôler continûment la forme et la durée des impulsions en utilisant soit l'ajustement de la focalisation dans les milieux (gain et absorbant) du laser à un axe, soit les états fourchus d'un laser à deux axes. Toutes les méthodes se basent sur l'effet de la puissance de saturation dans les milieux pendant la construction de l'impulsion: quand la puissance de saturation de l'absorbant saturable est augmentée et/ou la puissance de saturation

de l'inversion de population est faible, la durée des impulsions est étirée et le taux de répétition augmente. Avec ces techniques de contrôle, nous avons en fait changé la puissance de saturation, soit du milieu actif soit de l'absorbant saturable.

En particulier, dans le cas des états fourchus, ces changements de puissance de saturation sont physiquement équivalents au fait de changement du nombre d'ions actifs dans ces milieux. En effet, pour l'absorbant saturable par exemple, le changement de puissance de saturation entraîne le changement du taux de dopage d'ions Cr^{4+} dans la matrice YAG. Le nombre de photons traversant l'absorbant saturable est proportionnel à $\sin^2 \rho$, et on sait que le nombre de photons absorbé par l'absorbant saturable est proportionnel à son dopage et au nombre de photons incidents. Le changement du nombre de photons incidents est équivalent au changement de dopage en gardant le nombre de photons incidents fixé. Donc, si l'on suppose que à 45° le dopage d'ions Cr^{4+} dans la matrice YAG est 1 %, alors à 20° ce dopage est ajusté jusqu'à 0,23 %. Par conséquent, on peut dire que la méthode des états fourchus nous permettent de réaliser des absorbants saturables ajustables sans y toucher.

Parmi les techniques que nous avons utilisées, la translation de l'absorbant saturable dans la cavité semble la plus simple. Pourtant, quand on utilise un microlaser, la technique se basant sur la focalisation du faisceau de pompe dans le milieu actif est peut-être la seule qui permet d'ajuster la durée des impulsions. Cette technique sera ainsi appliquée dans les lasers bi-fréquences (chapitre 2) qui génèrent des battements avec des fréquences élevées. Cependant, la puissance moyenne du laser utilisant ces deux méthodes diminue quand la durée des impulsions augmente. Au contraire, les états fourchus permettent non seulement d'augmenter la durée des impulsions mais également d'augmenter la puissance moyenne avec les impulsions longues. De plus, les lasers à deux axes permettent physiquement d'identifier le "deuxième seuil" du laser à déclenchement passif. Les régimes de fonctionnement de continu à impulsionnel (jusqu'à 100 ns de durée) sont observés uniquement par cette méthode en tournant simplement la lame quart d'onde dans la cavité. Tous les résultats obtenus par les expériences exécutées avec les laser Nd:YAG-Cr:YAG sont en accord avec les résultats des simulations utilisant le modèle des

équations de population avec R variable. Enfin, ces méthodes d'une part nous permettent de comprendre mieux la dynamique du laser à déclenchement passif et d'autre part de répondre aux plusieurs applications nécessitant des impulsions contrôlables.

Dans la partie suivante, nous continuerons à exploiter les avantages des états fourchus du laser à deux axes afin de découvrir encore d'autres aspects physiques du laser à déclenchement passif et éventuellement des applications.

IV. Addition cohérente d'impulsions

1. Introduction

De nombreuses applications nécessitent des sources lasers de forte puissance instantanée. Pour cela, l'utilisation de lasers impulsions est nécessaire. En effet, dans le cas des lasers nanosecondes, la puissance crête peut être 1000 fois plus grande que la puissance moyenne. Cependant, l'amplitude des impulsions est fixée par les paramètres du laser. Si l'on veut avoir une amplitude crête plus importante (par le laser lui-même), ce qui est toujours souhaitable dans des applications comme la conversion de fréquence par exemple, ceci semble difficile. Bien qu'il existe déjà quelques techniques pour multiplier l'amplitude des impulsions dans le cas du laser à déclenchement actif [104, 105] mais il n'y a pas encore de méthodes pour les lasers à déclenchement passif. La méthode théorique de synchronisation de BARSELLA *et al.* [106] dans le cas du laser CO₂ (déclenchement passif) ne permet que d'obtenir deux trains d'impulsions quasiment en même temps mais les impulsions restent toujours indépendantes et l'amplitude des impulsions n'est donc pas augmentée. En revanche, dans le cas des lasers continus, plusieurs techniques ont été mises au point pour combiner plusieurs lasers en un laser compact et de grande puissance [26, 107-109]. Notamment, l'utilisation des états fourchus [26] permet d'augmenter la puissance du laser de façon cohérente en gardant toutes les qualités du laser initial. Nous nous demandons donc si l'on pourra augmenter l'amplitude des impulsions d'un laser à déclenchement passif par l'addition cohérente utilisant les états propres fourchus d'un laser multiaxe [26, 110] en conservant toutes les autres caractéristiques du laser comme le taux de répétition, la durée des impulsions, etc. Dans cette partie, nous allons donc nous baser sur les calculs du laser à deux axes de la partie III précédente en y ajoutant le gain et l'absorbant dans les deux bras du laser. Le principe de l'addition sera testé expérimentalement en utilisant le laser à deux axes Nd:YAG déclenché passivement par Cr:YAG.

2. Modèle théorique

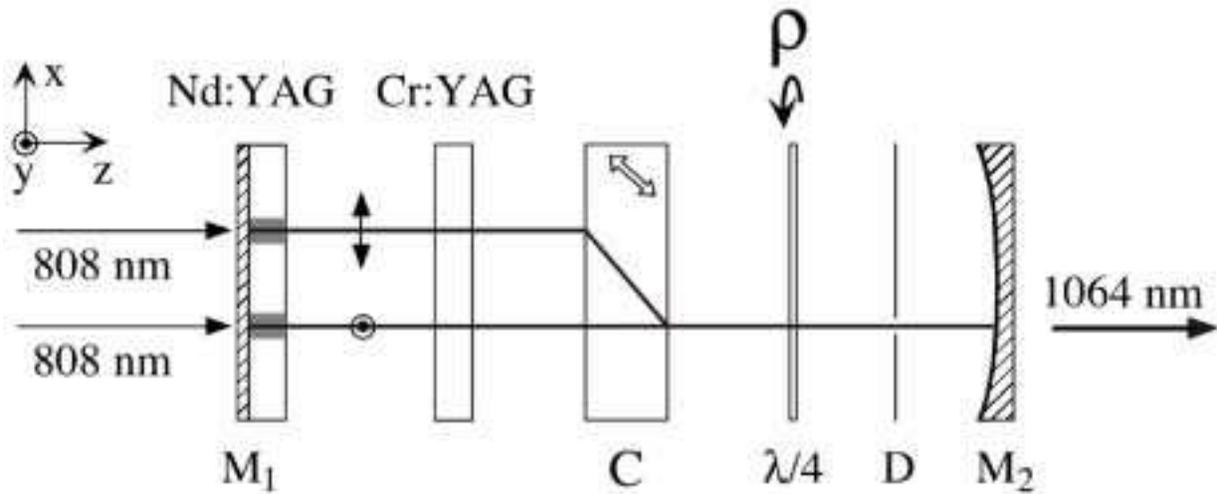


Figure 20 : Schéma expérimental du laser à deux axes: Nd:YAG, milieu actif; Cr:YAG, absorbant saturable; M_1 , miroir plan; M_2 , miroir concave; C, cristal biréfringent; $\lambda/4$, lame quart d'onde; ρ , angle entre l'axe rapide de $\lambda/4$ et l'axe x ; D, diaphragme.

Considérons le laser présenté dans la Figure 20. La cavité du laser est identique à celle de la Figure 14, sauf que cette fois-ci, nous introduisons le gain et l'absorbant saturable dans les deux bras du laser. Dans ce cas, la matrice \mathbf{G} s'écrit sous la forme

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} t_g t_a & 0 & 0 & 0 \\ 0 & t_g t_a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & t_g t_g & 0 \\ 0 & 0 & 0 & t_g t_g \end{bmatrix} = t_g t_a \mathbf{I}_4 \quad (31)$$

où \mathbf{I}_4 est la matrice unitaire 4×4 de JONES. Pour obtenir les états propres de ce laser, nous devons résoudre l'équation aux valeurs propres (8) en utilisant la matrice de JONES, \mathbf{M}_4 , pour un aller-retour dans la cavité à partir du miroir M_1 . Cette matrice \mathbf{M}_4 est calculée par :

$$\mathbf{M}_4 = \mathbf{G}\mathbf{B}\mathbf{A}\mathbf{G} = t_g t_a \mathbf{B}\mathbf{A}. \quad (32)$$

Utilisant les matrices \mathbf{A} et \mathbf{B} données dans la partie III, équations (14) et (15), \mathbf{M}_4 peut s'écrire finalement sous la forme

$$\mathbf{M}_4 = K \begin{bmatrix} \cos(2\rho)e^{i\phi} & 0 & 0 & \sin(2\rho) \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \sin(2\rho) & 0 & 0 & -\cos(2\rho)e^{-i\phi} \end{bmatrix} \quad (33)$$

où K est une constante complexe contenant les facteurs de propagation communs de deux bras. Remplaçant \mathbf{M}_4 dans l'équation (8) par l'équation (33), nous obtenons les vecteurs propres \mathbf{E} [ici, nous écrivons \mathbf{E} au lieu de \mathbf{E}_2 dans l'équation (8)]. Ces vecteurs peuvent ainsi s'écrire sous la forme

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \exp(i\varphi_x) \\ 0 \\ 0 \\ E_y \exp(i\varphi_y) \end{bmatrix}. \quad (34)$$

Dans le cas simple où nous supposons que $\phi = 0$, et quelles que soient les valeurs du gain et de l'absorption, nous obtenons deux états propres :

$$\mathbf{E}_1 = \begin{bmatrix} \sin \rho \\ 0 \\ 0 \\ \cos \rho \end{bmatrix}, \quad (35a)$$

$$\mathbf{E}_2 = \begin{bmatrix} \cos \rho \\ 0 \\ 0 \\ -\sin \rho \end{bmatrix}. \quad (35b)$$

On voit que si $\rho = 0^\circ$ (ou 90°), les états propres sont séparés spatialement, c'est-à-dire que chaque état propre oscille indépendamment sur un des axes propres, ordinaire et extraordinaire, [23, 24] :

$$\mathbf{E}_1 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \equiv \mathbf{E}_o, \quad (36a)$$

$$\mathbf{E}_2 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \equiv \mathbf{E}_e. \quad (36b)$$

Ces deux états propres partagent la même cavité mais oscillent de façon indépendante, avec chacun son gain et son absorption différents. Par conséquent, les deux trains d'impulsions émis par ce laser à deux axes restent indépendants. Le taux de répétition et les autres caractéristiques de chaque train d'impulsions peuvent être ajustés de façon différente par le gain et l'absorbant dans chaque axe. Au contraire, si ρ est différent de 0° et 90° , les états propres sont fourchus comme le montrent les équations (35a)-(35b). Les états propres oscillent simultanément sur les deux axes du laser et ils partagent les gains et les pertes dans les deux bras. Par conséquent, les pertes saturables et les gains du laser sont augmentés pour chaque état propre (par rapport au cas séparé). Nous pouvons ainsi prédire trois effets. (i) Tout d'abord, l'efficacité est plus grande puisque le gain nécessaire pour compenser les pertes non saturables est deux fois plus petit par rapport au cas de "deux lasers indépendants", un ordinaire et un autre extraordinaire. (ii) Deuxièmement, les pertes saturables sont doublées car l'absorbant est introduit dans les deux bras (comme si le mode propre traversait deux fois l'absorbant), le seuil du laser et l'énergie accumulée dans le milieu actif seront doublés, et donc l'énergie de l'impulsion émise (ou bien l'amplitude de l'impulsion) va augmenter. (iii) Troisièmement, le rapport "gain/pertes" est constant, donc le taux de répétition doit rester le même que dans le cas séparé. Notons encore que l'intensité totale traversant chaque axe reste constante quelque soit l'angle ρ : $I_1^T + I_2^T = (\sin \rho)^2 + (\cos \rho)^2 = 1$ et $I_1^B + I_2^B = (\cos \rho)^2 + (\sin \rho)^2 = 1$.

3. Résultats expérimentaux

Pour vérifier expérimentalement les prédictions précédentes, nous utilisons le laser présenté sur la Figure 20. Tous les paramètres du laser sont identiques à ceux du laser utilisé dans la partie III (Figure 16). Dans ce cas, nous introduisons l'absorbant saturable dans les deux bras de la cavité. Le laser est également pompé dans les deux bras par deux diodes laser fibrées identiques. Dans un premier temps, nous fixons $\rho = 0^\circ$. Les puissances de pompe dans les deux

bras sont respectivement $P_o = 600$ mW et $P_e = 600$ mW (seuils du laser $P_{os} = 460$ mW et $P_{es} = 470$ mW). Nous obtenons expérimentalement à laser sortie du laser deux trains d'impulsions indépendants, un train d'impulsions ordinaire et un train d'impulsions extraordinaire. Les formes des impulsions sont quasiment identiques mais le taux de répétition est légèrement différent, comme le montre les Figures 21(a)-(b). Ceci est dû au fait que les gains et les pertes dans les deux bras ne sont pas tout à fait les mêmes. De plus, nous observons expérimentalement que le changement de gain (changement de la puissance de la pompe) pour chaque état propre n'influence pas sur le fonctionnement de l'autre état propre. Les deux états propres oscillent en régime mono-mode suivant les modes choisis par la sélection naturelle du mécanisme de déclenchement passif du laser [111]. Les taux de répétition des impulsions, les puissances moyennes, et les énergies de l'impulsion de ces deux trains d'impulsions sont donnés dans le Tableau 2. Bien que les paramètres du laser dans les deux bras soient quasiment identiques, l'énergie des impulsions dans chaque bras sont légèrement différentes : ceci étant dû à la différence des pertes provenant du cristal C et au recouvrement entre les deux faisceaux de pompe et les deux axes propres du laser.

Paramètres	Mode "e"	Mode "o"	Mode "fourchu"	Laser à 1 axe
Taux de répétition (kHz)	2,57	2,05	2,35	2,35
Durée de l'impulsion (ns)	52	52	55	50
Energie d'impulsion (μ J)	1,27	1,36	3,59	1,9
Puissance moyenne (mW)	3,3	2,85	8,5	4,5
Amplitude d'impulsion (W)	24,42	26,15	65,27	38,3

Tableau 2 : Résultats expérimentaux des caractéristiques du laser à deux axes, et d'un laser à un axe standard (mêmes paramètres que laser à deux axes décrit ici mais sans contenant le cristal C et la lame quart d'onde dans la cavité et pompé seulement par $P_o=600$ mW).

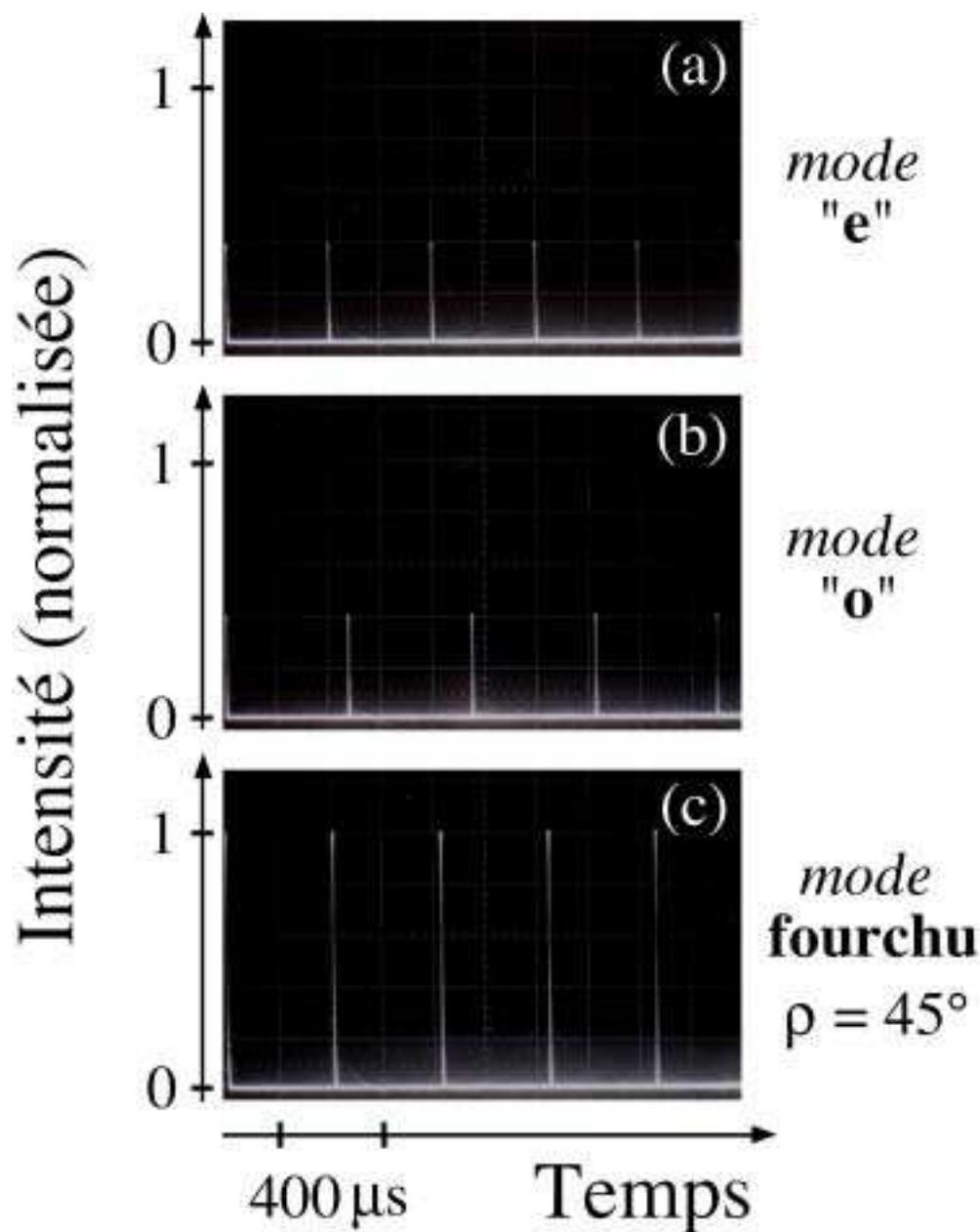


Figure 21 : Résultats expérimentaux. (a) Train d'impulsions extraordinaire, $\rho = 0^\circ$. (b) Train d'impulsions ordinaire, $\rho = 0^\circ$. (c) Train d'impulsions fourchu, $\rho = 45^\circ$.

Maintenant, si on tourne la lame quart d'onde autour de l'axe z de la cavité, les états propres deviennent fourchus. L'expérience montre que les deux trains d'impulsions s'accrochent alors en un train unique et l'amplitude des impulsions est augmentée d'un facteur 2,5, comme le montre la Figure 21(c). On voit bien que le taux de répétition des impulsions reste au voisinage du taux de répétition du train ordinaire ou du train extraordinaire comme nous l'avons prédit. De plus, la forme temporelle de l'impulsion dans ce cas est reproduite exactement comme dans le cas $\rho = 0^\circ$, comme le montre la Figure 22.

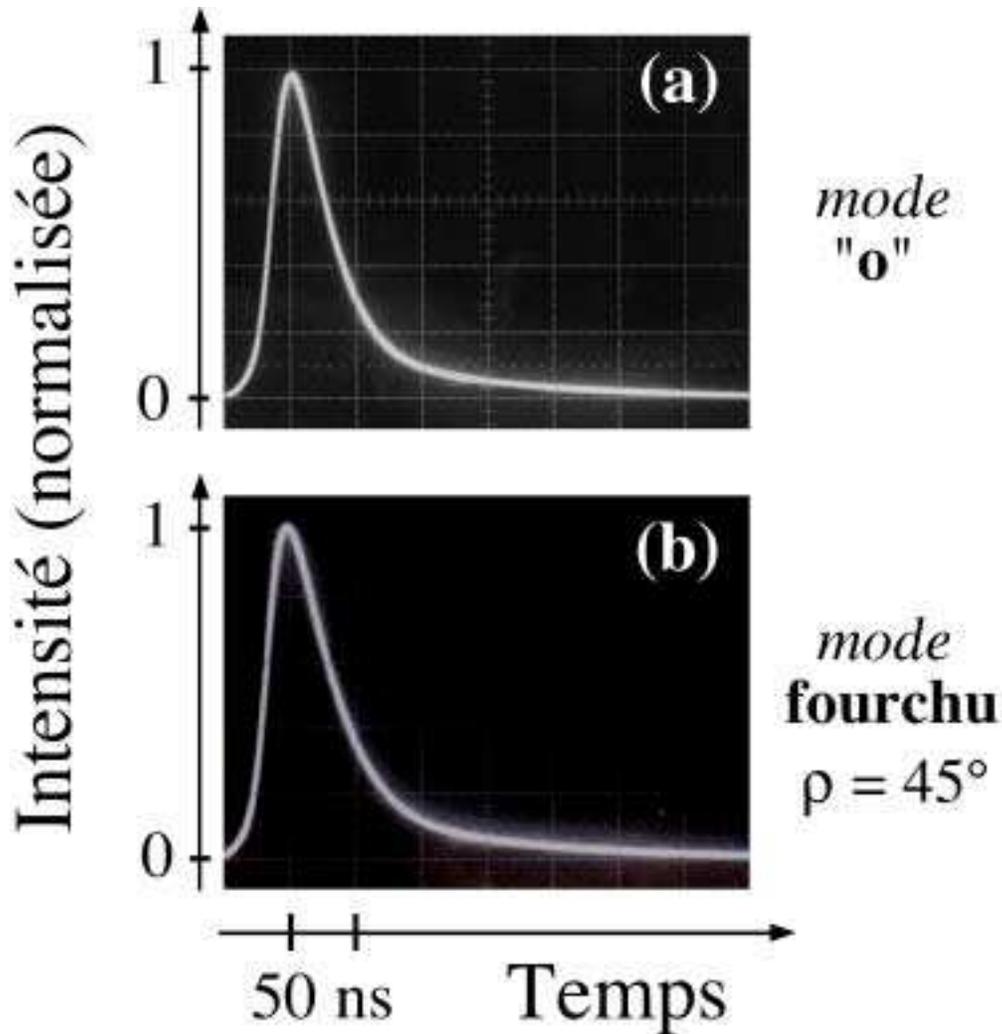


Figure 22 : Résultats expérimentaux : Comparaison de la forme temporelle de l'impulsion dans le cas (a) $\rho = 0^\circ$ (mode "o") et dans le cas (b) $\rho = 45^\circ$ (mode "fourchu").

La puissance moyenne du laser, l'énergie de l'impulsion, et l'amplitude des impulsions pour $\rho = 45^\circ$ sont comparées à celles pour le cas $\rho = 0^\circ$ dans le Tableau 2. On trouve que la puissance moyenne (resp. l'énergie de l'impulsion) est plus grande que la puissance moyenne totale de deux trains (resp. la somme des énergies de deux impulsions) quand $\rho = 0^\circ$. Ces résultats montrent que, en utilisant les états fourchus, nous avons non seulement augmenté l'amplitude des impulsions mais gagné un facteur plus grand que 2. Nous pouvons également confirmer ce résultat en comparant les profils spatiaux des faisceaux laser dans les cas fourchu et ordinaire, par exemple, comme le montre la Figure 23. On voit bien que le faisceau a un

profil gaussien et que la puissance dans le cas fourchu ($\rho = 45^\circ$, comme exemple) est également deux fois plus grand par rapport au mode ordinaire ($\rho = 0^\circ$), tout en gardant la même taille de mode puisque c'est la même cavité.

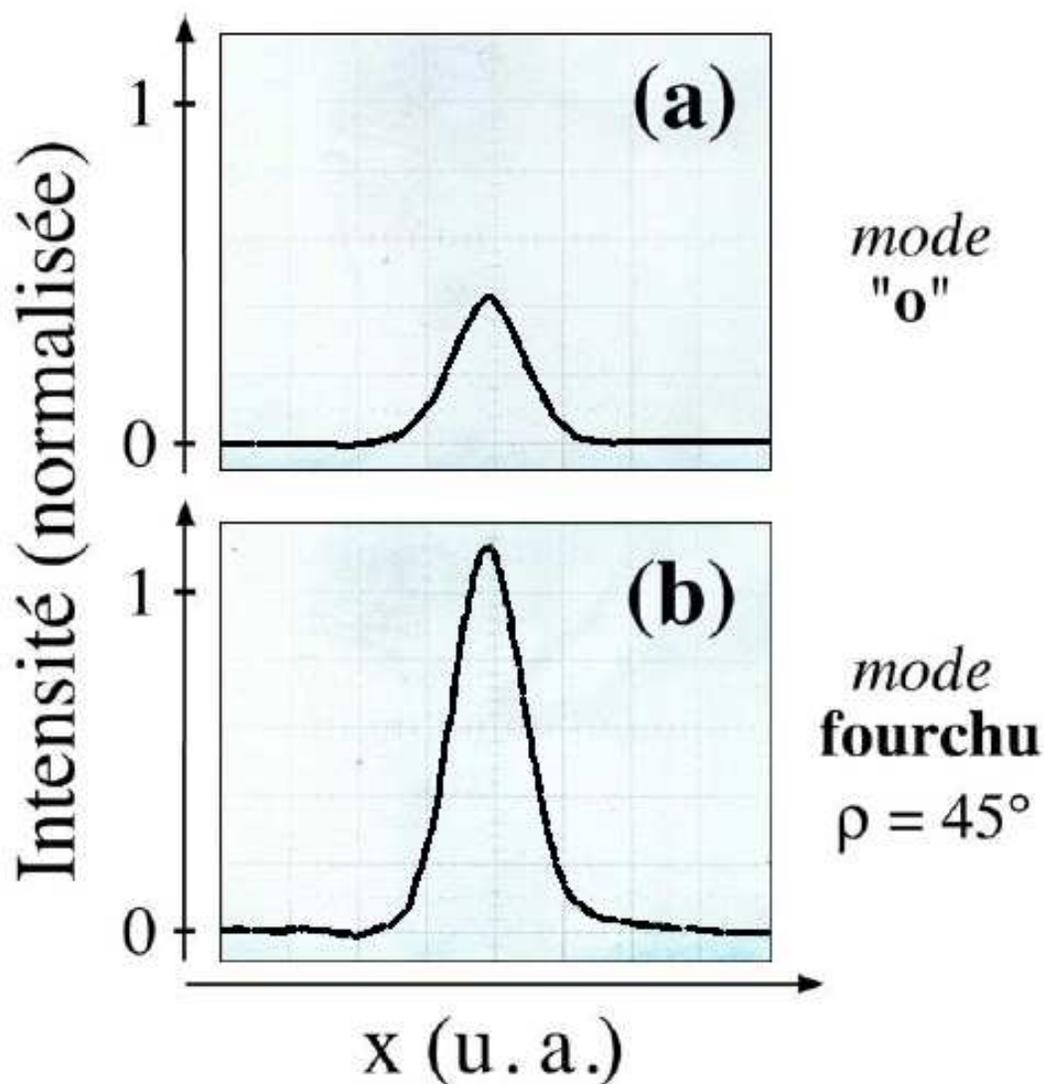


Figure 23 : Résultats expérimentaux : Comparaison du profil spatial du faisceau laser dans le cas (a) $\rho = 0^\circ$ (mode "o") et dans le cas (b) $\rho = 45^\circ$ (mode "fourchu").

Finalement, nous notons que quand le laser fonctionne en régime fourchu, il n'y a qu'un mode fourchu qui oscille, comme le montre la Figure 24(b). Ceci est lié au mécanisme de "hole burning" spatial dans l'absorbeur [111] comme dans le cas d'un laser à un axe.

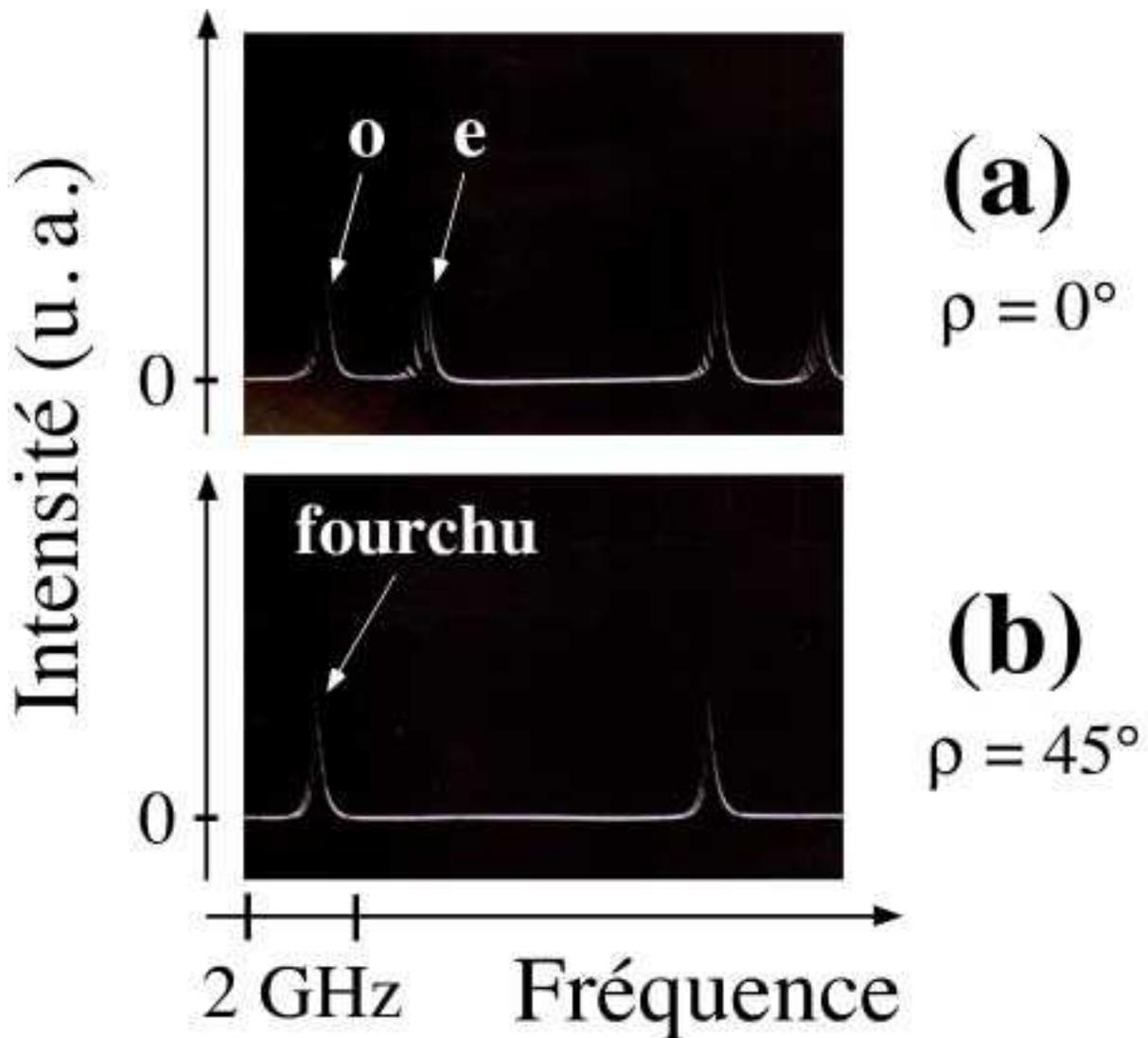


Figure 24 : Les modes propres du laser impulsionnel à deux axes. (a) $\rho = 0^\circ$, les deux modes “o” et “e” oscillent simultanément et indépendamment. (b) $\rho = 45^\circ$, il n’y a qu’un mode **fourchu** qui oscille.

4. Conclusion

Nous avons démontré que pour les lasers solides à déclenchement passif par un absorbant saturable, il est possible d’augmenter l’énergie et l’amplitude des impulsions en conservant toutes les autres caractéristiques du laser (taux de répétition, durée des impulsions, etc.). La

structure de deux axes permet d'augmenter le gain et de doubler l'absorption d'un même absorbant dans un même laser. De plus, les états fourchus permettent d'obtenir un mode présent simultanément dans les deux bras et donc de coupler les gains et les pertes de ces deux bras. Finalement, les impulsions fourchues sont émises avec une énergie (une amplitude) deux fois plus grande que dans le cas d'un axe (voir le Tableau 2). Tous les résultats obtenus par les expériences exécutées avec les laser Nd:YAG-Cr:YAG sont en accord avec les prédictions théoriques obtenues par l'analyse des matrices de JONES. Cette méthode d'addition cohérente des impulsions par les états fourchus est la seule méthode qui permet donc de synchroniser deux trains d'impulsions dans les lasers à déclenchement passif par un absorbant saturable. Cette technique peut *a priori* être applicable aux autres lasers à déclenchement passif. De plus, le principe de base dans ce laser à deux axes peut être élargi pour les lasers à plusieurs axes de propagation [22, 112] afin d'augmenter encore plus l'énergie (l'amplitude) de l'impulsion.

V. Conclusion du premier chapitre

En conclusion, nous avons démontré théoriquement et expérimentalement différentes techniques pour optimiser les caractéristiques des lasers solides à déclenchement passif par un absorbant saturable. En se basant sur le modèle général d'un laser solide Nd:YAG à quatre niveaux déclenché passivement par l'absorbant saturable Cr:YAG, nous avons prédit la dynamique et les comportements du laser en faisant varier différents paramètres comme le taux d'excitation, le rapport des puissances de saturation, et les gains et les pertes de la cavité. Ces prédictions théoriques nous ont permis d'obtenir différentes méthodes pour (i) stabiliser le taux de répétition, (ii) contrôler la forme et la durée des impulsions, et (iii) augmenter l'amplitude des impulsions de façon cohérente. Toutes ces prédictions sont confirmées par les résultats expérimentaux obtenus dans les lasers Nd:YAG-Cr:YAG à un ou à deux axes. En effet, dans la deuxième partie, nous avons expérimentalement réduit l'instabilité du taux de répétition de 10 % à une stabilité de 10^{-6} (mesure sur quelques minutes) en modulant légèrement la puissance de la pompe. Dans la troisième partie, en utilisant l'ajustement du rayon du faisceau laser dans l'absorbant saturable ou le rayon du faisceau de pompe dans le milieu actif, nous avons pu contrôler la durée des impulsions de 20 ns à 350 ns. De plus, par l'utilisation des états fourchus, la durée des impulsions est ainsi contrôlée de 100 ns à 500 ns en conservant une forte puissance moyenne avec les impulsions longues. Cette technique nous permet en fait d'obtenir un cristal de dopage ajustable sans avoir besoin de toucher le cristal. L'analyse des états fourchus nous a suggéré ensuite une méthode pour augmenter l'amplitude et l'énergie de l'impulsion par la technique de l'addition cohérente. En effet, dans la quatrième partie, nous avons démontré que l'énergie de l'impulsion est augmentée d'un facteur de 2,5 en mettant le gain et l'absorbant saturable dans les deux bras d'un laser fourchu à deux axes. Le principe de l'addition cohérente pourra être appliqué dans le cas d'un laser multiaxe afin d'augmenter plus encore l'amplitude des impulsions. Toutes ces techniques, appliquées ici dans

le cadre du laser Nd:YAG-Cr:YAG, pourront également être applicables dans les autres lasers solides à déclenchement passif. Ces résultats nous ont permis de mieux comprendre la dynamique du laser à déclenchement passif et sont très utiles dans plusieurs applications comme nous l'avons dit dans l'introduction de ce chapitre. Dans le chapitre suivant, nous allons en plus appliquer ces méthode aux lasers impulsionnels bi-fréquences pour optimiser le fonctionnement de tels lasers.

Chapitre 2

Lasers solides impulsionnels bi-fréquences

Chapitre 2

Lasers solides impulsionnels bi-fréquences

I. Introduction

Les lasers solides bi-fréquences pompés par diodes sont l'objet d'un intérêt croissant, en raison de leur compacité et de leurs applications potentielles dans de nombreux systèmes opto-hyperfréquences [27-33]. En particulier, en régime impulsif, ces lasers présentent beaucoup d'avantages dans les applications comme la télémétrie, le lidar-radar, ou la génération de micro-ondes ou d'ondes sub-millimétriques, en raison de leur amplitude crête élevée. En effet, considérons par exemple l'application au lidar-radar Doppler [31], dont le principe de fonctionnement est présenté sur la Figure 25. Le système émet vers une cible un faisceau laser contenant deux fréquences optiques ν_1 et ν_2 , avec une différence de fréquence $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$ dans le domaine radar (GHz). La lumière rétrodiffusée par la cible est collectée par un système optique, préamplifiée optiquement, et enfin détectée par une photodiode rapide. La différence de fréquence $\Delta\nu' = \nu_1' - \nu_2'$, décalée par rapport à $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$ en raison de l'effet Doppler optique, est finalement traitée de façon analogue à un signal radar. L'utilisation d'impulsions est alors nécessaire du point de vue énergétique et permet d'obtenir des mesures à longue portée.

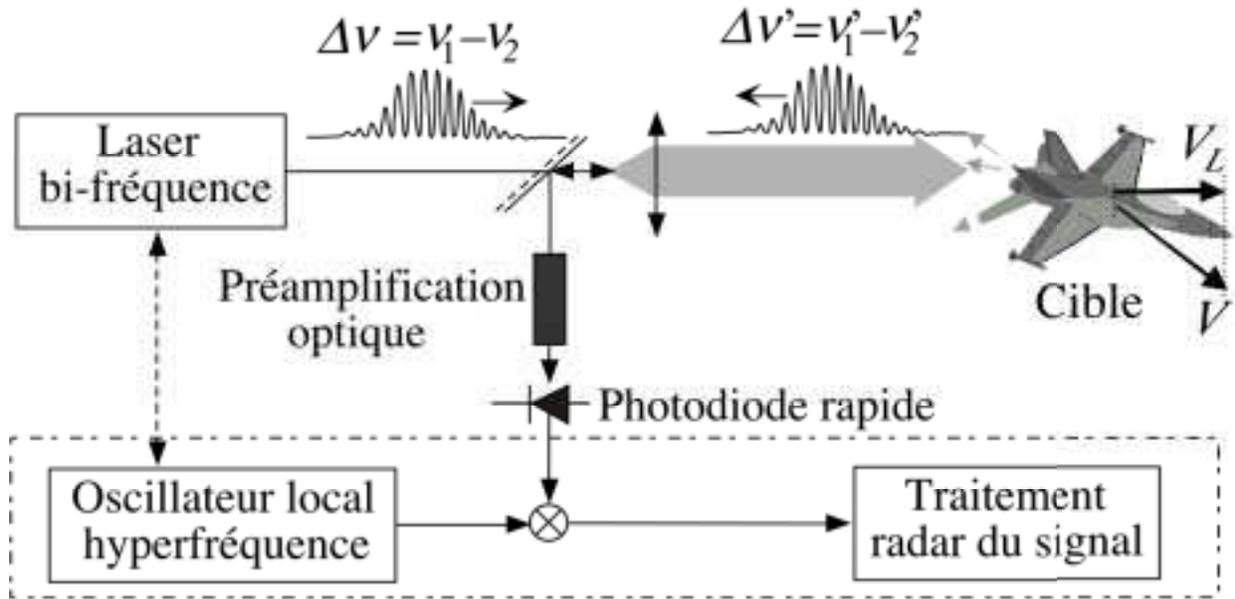


Figure 25 : Principe de lidar-radar Doppler. Les impulsions laser contenant deux fréquences optiques ajustables (la différence de fréquence $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$ est dans la gamme GHz) sont envoyées directement vers une cible. Le signal rétrodiffusé (avec $\Delta\nu' = \nu_1' - \nu_2'$) est traité de façon analogue à un signal de radar.

Pour répondre à ces applications, une première étude du laser impulsionnel bi-fréquence a été réalisée dans notre laboratoire [44]. Le laser Nd:YAG déclenché passivement par un absorbant saturable Cr:YAG peut émettre des impulsions contenant deux états propres orthogonaux dont le battement est continûment accordable de 0 à 750 MHz. Cependant, l'application au lidar-radar nécessite des impulsions dont la durée est de quelques centaines de nanosecondes avec un battement dans la gamme de 1 GHz à 10 GHz [31]. De plus, afin de se rapprocher de la fenêtre de sécurité oculaire [113] et de pouvoir utiliser des composants développés pour les télécommunications optiques [45-47], il est nécessaire d'avoir des sources impulsionnelles bi-fréquences à $1,55 \mu\text{m}$ [114]. Nous rappelons ici que pour permettre au laser de fonctionner simultanément sur deux polarisations, l'absorbant saturable doit être le plus isotrope possible [44]. Malheureusement, les absorptions de tous les absorbants utilisés habituellement dans la gamme de $1,55 \mu\text{m}$ sont anisotropes [115-121]. La recherche d'un nouvel absorbant isotrope à $1,55 \mu\text{m}$ est donc nécessaire. Finalement, il faut noter que la cohérence d'impulsion à impulsion du battement entre les deux états propres est un paramètre très important pour l'application au

lidar-radar Doppler. En effet, la fenêtre temporelle de traitement du signal, et donc la résolution Doppler, est limitée par le temps de cohérence du battement. Ce problème devra donc être abordé et la longueur de cohérence du battement allongée le plus possible. Par conséquent, nous allons dans ce chapitre étudier et réaliser des lasers impulsionnels compacts bi-fréquences qui pourront répondre aux critères suivants: durée d'impulsion contrôlable, fréquence de battement élevée, sécurité oculaire, et battement cohérent d'impulsion à impulsion.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous faisons tout d'abord quelques rappels sur le fonctionnement général du laser impulsionnel bi-fréquence. Nous construisons un laser compact Nd,Cr:YAG qui peut émettre des impulsions, de durée de quelques centaines de nanosecondes, contenant deux états propres dont le battement est dans la gamme de quelques GHz. La troisième partie a pour but d'étudier un nouvel absorbant saturable à 1,55 μm et de réaliser un microlaser impulsionnel bi-fréquence qui satisferait la condition de sécurité oculaire. Dans la quatrième partie, nous allons aborder l'étude du problème de cohérence du battement d'impulsion à impulsion et étudierons une autre méthode sans utilisation de l'absorbant saturable dans la cavité pour obtenir des impulsions avec des battements cohérents d'une impulsion à l'autre. Nous terminerons ce chapitre par des conclusions et perspectives.

II. Laser Nd:YAG déclenché passivement par Cr:YAG

1. Rappel sur les résultats théoriques

Nous allons tout d'abord rappeler les résultats théoriques obtenus avec le laser Nd:YAG déclenché passivement par l'absorbant saturable Cr:YAG du type [001] en utilisant le modèle général pour le laser impulsionnel bi-fréquence présenté dans la partie I du chapitre 1. Dans la Réf. 44, BRUNEL *et al.* ont montré que l'oscillation simultanée de deux modes de polarisations du laser Nd,Cr:YAG est tout à fait possible avec un certain type d'absorbant et avec certaines orientations particulières de l'absorbant par rapport aux axes du biréfringence du laser. En effet, pour tous les absorbants Cr:YAG taillés suivant l'axe [111] par exemple, l'oscillation simultanée de deux modes n'est pas réalisable à cause de la saturation alternée des différents dipôles de l'absorbant par ces deux modes. Par contre, avec l'absorbant taillé selon [001], on peut obtenir simultanément les deux modes quand cet absorbant est orienté avec $\alpha = 45^\circ$ [α est l'angle entre le dipôle d'absorption \mathbf{u} et l'axe \mathbf{x} , illustré sur la Figure 2(b)].

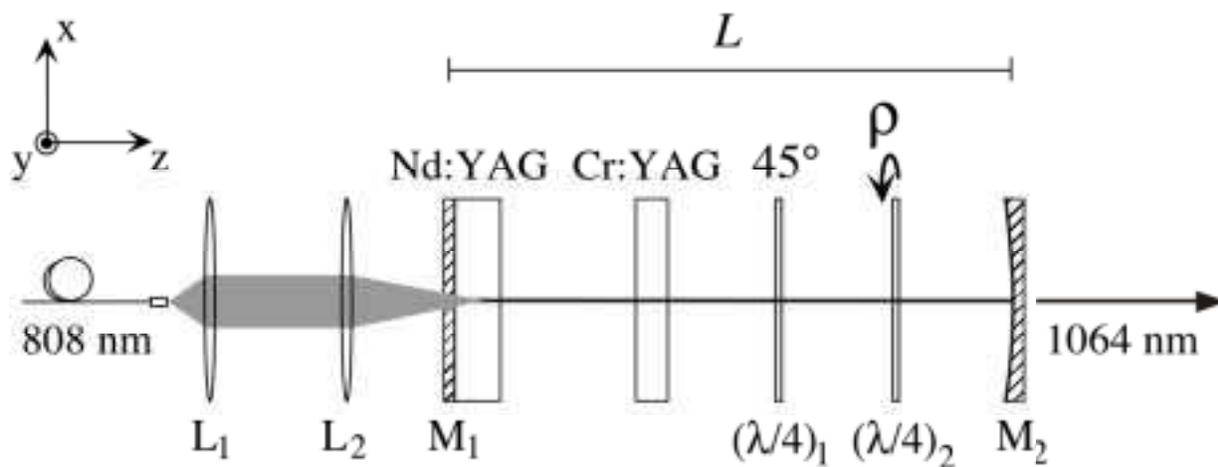


Figure 26: Schéma du laser impulsionnel bi-fréquence. L_1, L_2 : lentilles de collimation et de focalisation ; M_1, M_2 : miroirs ; $(\lambda/4)_1, (\lambda/4)_2$: lames quart d'onde.

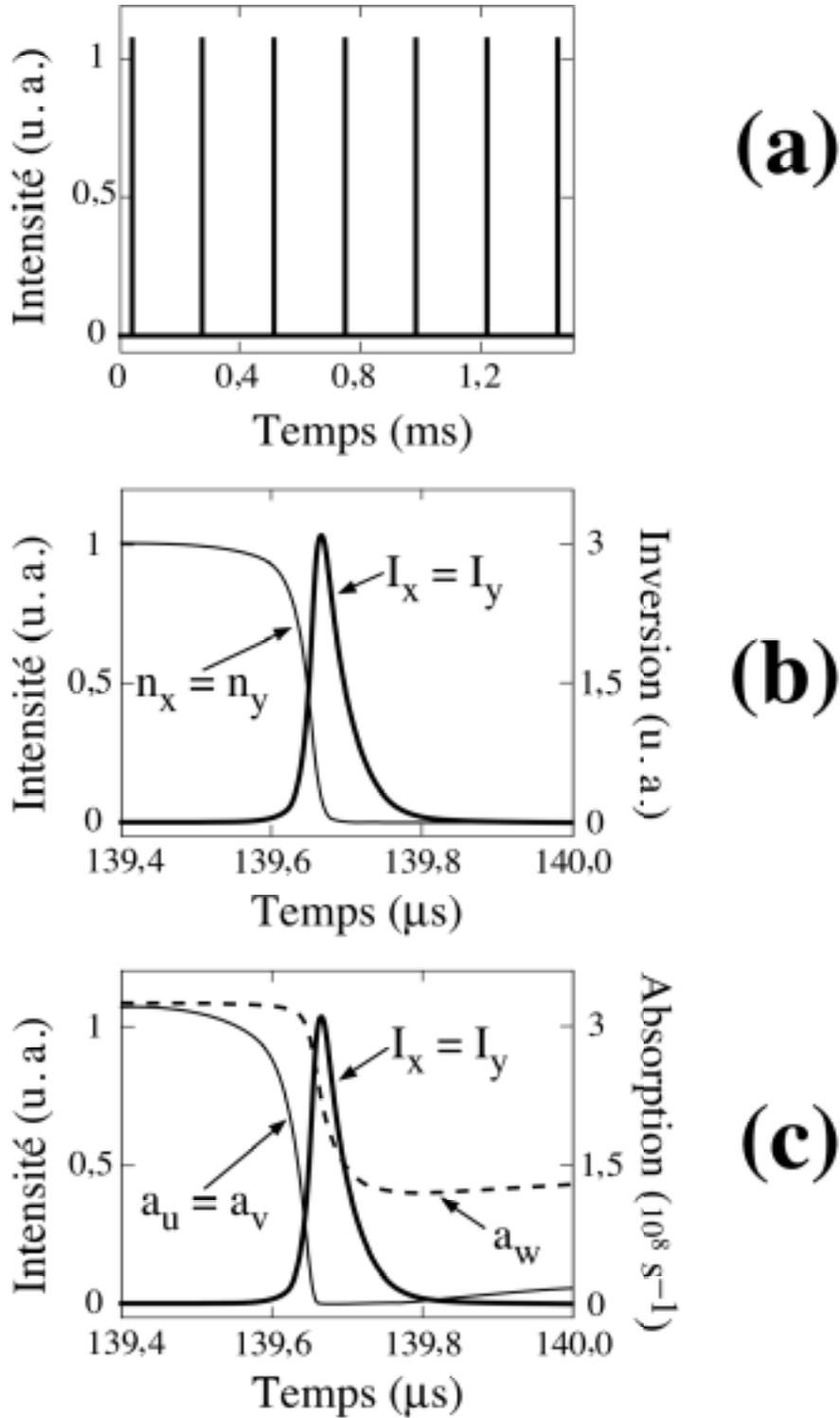


Figure 27: Evolution temporelle théorique (a) de l'intensité totale, (b) des intensités I_x et I_y et des inversions de populations n_x et n_y ($n = n_3 - n_2$), et (c) les mêmes intensités I_x et I_y avec les absorptions a_u , a_v , et a_w , dans le cas du Cr:YAG taillé [001] avec $\alpha = 45^\circ$. Les deux états propres sont émis simultanément. Les paramètres utilisés pour la simulation sont : $L = 0,097$ m, $R_1 = 1$, $R_2 = 0,99$, $\kappa = \zeta = 1$, $1/\gamma_a = 4 \mu$ s, $1/\gamma_3 = 230 \mu$ s, $1/\gamma_2 = 20$ ns, $\sigma_{\text{ESA}}/\sigma_{\text{GSA}} = 0,27$, $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 10^{-20}$, $R = 0,05$, $T_o = 0,85$, $\delta_x = \delta_y = 5.10^{-3}$, $\beta = 0,21$, $C_a = 0,03$, $\eta_x = \eta_y = 1,7$.

Considérons par exemple la cavité laser présentée dans la Figure 26. Cette cavité est constituée de deux miroirs M_1 et M_2 entre lesquels on installe un milieu actif Nd:YAG et un absorbant saturable Cr:YAG du type [001]. L'introduction de deux lames quart d'onde permet ensuite de créer un déphasage ajustable entre les polarisations x et y . Les lignes neutres de $(\lambda/4)_1$ sont orientées à 45° par rapport aux axes x et y . L'axe rapide de $(\lambda/4)_2$ fait un angle ρ avec l'axe lent de $(\lambda/4)_1$. Rappelons que les axes cristallins [100], [010], et [001] de l'absorbant, notés u , v , et w , respectivement, sont présentés dans la Figure 2(b). Nous choisissons ainsi $\alpha = 45^\circ$ et dans ce cas, les états propres (suivant les polarisations x et y) de la cavité doivent interagir autant avec chacune de deux classes de dipôles orientées suivant les axes u et v du Cr:YAG. Nous intégrons alors numériquement les équations (2a)-(2i) du modèle général écrit dans le chapitre 1. Comme le montre la Figure 27(a), nous obtenons alors un train d'impulsions dont la durée des impulsions et le taux de répétition sont égaux respectivement à 49 ns et 4,7 kHz. De plus, il apparaît que les deux états propres sont émis simultanément, comme en témoignent les Figures 27(b)-(c). L'inversion de population du milieu actif et les absorptions de trois classes de dipôles de l'absorbant sont aussi reproduites sur les Figures 27(b)-(c). On voit bien que l'inversion de population (ou les absorptions des dipôles u et v) est réduite par l'action conjuguée des deux états propres orthogonaux qui oscillent simultanément. Ces résultats théoriques ont été vérifiés expérimentalement dans le Réf. 44, où les impulsions contenant deux fréquences propres sont modulées par la fréquence du battement jusqu'à 750 MHz. Afin d'augmenter la fréquence de battement, il est nécessaire donc de construire un laser plus compact [31]. En effet, la fréquence de battement entre deux états propres dépend de la variation de l'anisotropie de phase de la cavité mais sa limite maximale est fixée par la longueur de la cavité. Dans le cas où nous utilisons deux lames quart d'onde pour ajuster l'anisotropie de phase, cette fréquence est déterminée par [31, 44]

$$\Delta\nu = \nu_x - \nu_y = \frac{c\rho}{\pi L}, \quad (37)$$

où ν_x et ν_y sont les fréquences propres, c est la vitesse de la lumière, L est la longueur de la cavité, et ρ est l'angle entre l'axe rapide de $(\lambda/4)_2$ et l'axe lent de $(\lambda/4)_1$. Par rotation de la

deuxième lame quart d'onde autour de l'axe z , nous pouvons ajuster continûment la fréquence de battement de 0 à $c/4L$. Nous allons donc dans cette partie construire un laser avec une cavité longue de quelques centimètres seulement afin d'obtenir une fréquence de battement dans la gamme GHz. De plus, il faut noter que les applications de type lidar-radar nécessitent des impulsions longues. Et on sait que la durée des impulsions est proportionnelle à la longueur de la cavité (qui influence sur le temps de vie des photons dans la cavité). Alors, si on diminue la longueur de la cavité pour augmenter la fréquence de battement, la durée des impulsions sera diminuée, contrairement aux besoins des applications au lidar-radar. Il est donc nécessaire d'utiliser une méthode de contrôle de la durée des impulsions comme celles présentées dans le chapitre 1 afin de remplir simultanément les deux critères pour cette source : la fréquence de battement élevée (plusieurs GHz) et la durée des impulsions longue (plusieurs centaines de ns).

2. Résultats expérimentaux

Considérons la cavité laser schématisée dans la Figure 26. Le milieu actif est un cristal Nd:YAG dopé à 1 % de longueur 1,1 mm. Sa face d'entrée M_1 transmet fortement ($T > 95\%$) à 808 nm et est hautement réfléchissante ($R > 99,5\%$) à 1064 nm. Le résonateur est fermé par le miroir de sortie M_2 de rayon de courbure 200 mm et ayant une transmission $T = 1\%$ à 1064 nm. Les deux états propres de polarisations sont fixés par l'introduction de deux lames quart d'onde $[(\lambda/4)_1$ et $(\lambda/4)_2]$ dans la cavité. La différence de fréquence entre ces deux états propres est déterminée par la relation (37). Pour obtenir le régime impulsionnel, on introduit dans la cavité un absorbant saturable Cr^{4+} :YAG taillé selon la direction [001], traité antireflet à 1064 nm. La transmission à petit signal T_o de l'absorbant est égale à 85 %. Cet absorbant est placé très près du milieu actif afin de profiter d'une plus forte intensité. De plus, pour que les deux états propres puissent osciller simultanément, nous alignons les dipôles [100] et [010] de l'absorbant avec les axes neutres de $(\lambda/4)_1$, qui sont eux-mêmes à 45° par rapport aux directions de polarisation des états propres, comme cela a déjà été discuté précédemment. Enfin, le laser de pompe est une diode laser fibrée émettant jusqu'à 800 mW à 808 nm dans une fibre dont le diamètre de cœur est de 150 μm . Afin de contrôler la durée des impulsions par la méthode

(externe) de l'ajustement de la taille du faisceau de pompe dans le milieu actif, nous utilisons deux lentilles de focalisation L_1 et L_2 , comme nous l'avons déjà décrit dans la troisième partie du premier chapitre. Utilisant l'équation (37), nous diminuons la longueur de la cavité du laser jusqu'à $L = 2,8$ cm, la longueur minimale nécessaire à la manipulation mécanique des divers éléments intracavité, afin d'augmenter la limite $(c/4L)$ de la fréquence de battement. En déplaçant la lentille L_2 , nous optimisons tout d'abord la puissance moyenne du laser. A travers un polariseur à la sortie du laser, nous obtenons des impulsions dont l'amplitude est modulée quasiment à 100 % comme le montre la Figure 28(a), avec $\rho = 17^\circ$. On voit que l'impulsion de durée 36 ns contient un battement à 1 GHz, correspondant bien à $\rho = 17^\circ$ dans l'équation (37).

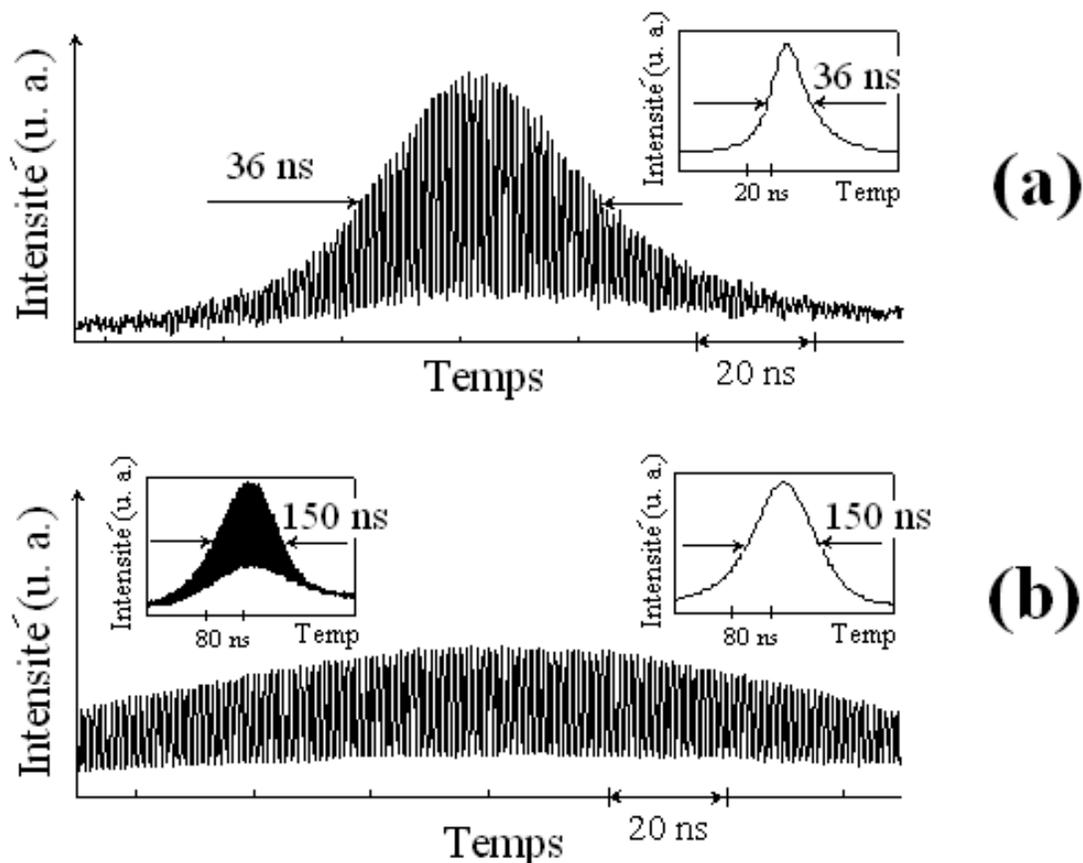


Figure 28: Impulsion contenant un battement à 1 GHz. (a) Impulsion courte (36 ns). Encart : résultat de simulation utilisant les paramètres comme dans la Figure 27, sauf $L = 0,028$ m et $R = 0,046$. (b) Impulsion longue (150 ns). Encart gauche: même impulsion expérimentale avec une plus grande échelle de temps. Encart droit: résultat des simulations utilisant les mêmes paramètres que dans l'encart (a), sauf $R = 0,033$.

L'énergie de l'impulsion mesurée expérimentalement est de $0,2 \mu\text{J}$. Les impulsions sont émises avec un taux de répétition de 13 kHz et ce dernier est stabilisé en utilisant la technique de modulation de la puissance de la pompe présentée dans la partie II du chapitre 1. En utilisant les équations (2a)-(2i), la simulation produit un train d'impulsions de durée 36 ns [une impulsion est présentée dans l'encart de la Figure 28(a)], et avec un taux de répétition de 13 kHz , en bon accord avec les résultats expérimentaux. De plus, comme prévu, la fréquence de battement est ajustable linéairement de 0 à $2,65 \text{ GHz}$ par simplement la rotation de $(\lambda/4)_2$ autour de l'axe z de la cavité. Ce résultat, présenté sur la Figure 29, est en bon accord avec l'équation (37).

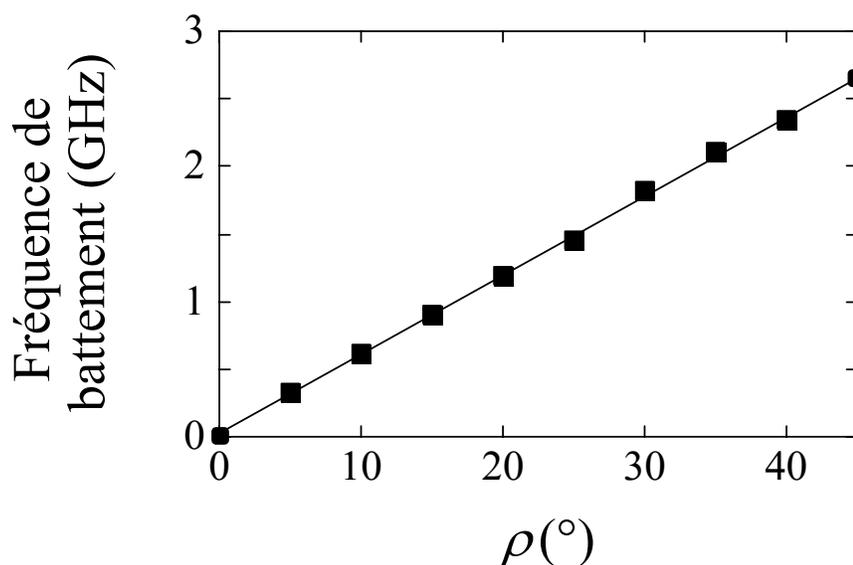


Figure 29 : Fréquence de battement mesurée en fonction de l'angle ρ . Carreaux noirs : résultat expérimental ; ligne droite : résultat théorique. Cette fréquence est continûment accordable jusqu'à $c/4L = 2,65 \text{ GHz}$.

Comme nous l'avons déjà dit précédemment, plus on raccourcit la cavité, plus la durée des impulsions diminue : cette durée est égale à 52 ns avec $L = 9,7 \text{ cm}$ et égale à 36 ns avec $L = 2,8 \text{ cm}$. La durée des impulsions dans ce cas n'est donc pas propice à l'application au lidar-radar. Nous allons maintenant utiliser la méthode de contrôle externe afin d'augmenter la durée des impulsions de ce laser [31, 110]. En effet, dans ce cas où la longueur de la cavité est courte, seule la méthode de contrôle externe est applicable. Par translation de la lentille L_2 , nous retrouvons en effet que plus le faisceau de pompe est focalisé dans le milieu actif, plus la durée

des impulsions augmente. Tous les résultats relatifs à la durée des impulsions obtenus, expérimentalement et théoriquement, avec ce laser bi-fréquence se reproduisent exactement ceux du laser mono-mode du chapitre 1. Remarquablement, la qualité du battement entre deux modes propres n'est pas changée quand nous réalisons cette opération. En effet, une impulsion de durée de 150 ns et modulée à quasiment 100 % est présentée dans la Figure 28(b). On voit bien que la durée est augmentée mais l'impulsion porte toujours un battement stable à 1 GHz.

Maintenant, nous allons caractériser plus précisément le spectre du battement de ce laser. En effet, pour les applications comme le lidar-radar par exemple, la pureté repose sur la qualité spectrale du signal, et donc sur la cohérence du signal de battement d'impulsion à impulsion.

3. Cohérence du battement d'impulsion à impulsion

Afin d'évaluer d'un point de vue théorique le spectre de battement du signal émis par un tel laser, nous allons utiliser une analyse simplifiée du battement entre deux ondes. Considérons tout d'abord le battement entre deux modes propres d'un laser continu. Ces deux modes propres sont des ondes électromagnétiques superposées spatialement qui ont des fréquences légèrement différentes et s'écrivent, dans une même direction (à 45° par rapport aux polarisations des deux modes), simplement par :

$$E_1 = E_{10} \cos(2\pi\nu_1 t + \varphi_1), \quad (38a)$$

$$E_2 = E_{20} \cos(2\pi\nu_2 t + \varphi_2), \quad (38b)$$

où φ_1 et φ_2 sont les phases des deux modes. La puissance optique instantanée traversant une surface unité est

$$P = \frac{E^2}{\eta_0} \quad (39)$$

où E est le champ total et $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} \cong 377\Omega$. Dans notre cas, P s'écrit ainsi :

$$P = \frac{1}{\eta_0} \left\{ E_{10}^2 \cos^2(2\pi\nu_1 t + \varphi_1) + E_{20}^2 \cos^2(2\pi\nu_2 t + \varphi_2) + E_{10} E_{20} \left(\cos[2\pi(\nu_1 - \nu_2)t + (\varphi_1 - \varphi_2)] + \cos[2\pi(\nu_1 + \nu_2)t + (\varphi_1 + \varphi_2)] \right) \right\}. \quad (40)$$

Il apparaît ici les trois termes en ν_1 (ou ν_2), $(\nu_1 - \nu_2)$, et $(\nu_1 + \nu_2)$. La détection se fait à l'aide d'un photodétecteur qui a un temps de réponse τ_D tel que :

$$\frac{1}{\tau_D} \geq \nu_1 - \nu_2, \quad (41a)$$

$$\frac{1}{\tau_D} \ll \nu_1, \nu_2, \nu_1 + \nu_2. \quad (41b)$$

La puissance effective vue par le détecteur est donc :

$$P = P_0 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos[2\pi(\nu_1 - \nu_2)t + \varphi], \quad (42)$$

avec $P_1 = \frac{E_1^2}{2\eta_0}$, $P_2 = \frac{E_2^2}{2\eta_0}$, $P_0 = P_1 + P_2$, et $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$. (43)

Nous nous intéressons au terme de battement entre deux ondes $(\nu_1 - \nu_2)$, et écrivons ce terme finalement comme suit

$$I(t) = I_0 \cos[2\pi(\nu_1 - \nu_2)t + \varphi]. \quad (44)$$

Dans le cas du laser impulsif bi-fréquence, nous supposons pour simplifier que chaque impulsion a une enveloppe gaussienne de largeur à mi-hauteur τ . L'intensité émise par le laser est alors le produit de convolution d'un "peigne de Dirac" avec l'enveloppe gaussienne modulée par la fonction de battement. A partir de (44), la puissance vue par le détecteur pour le terme de battement peut s'écrire

$$I(t) = \left\{ I_0 \exp\left(\frac{-t^2}{(\tau/2\sqrt{\ln 2})^2}\right) \otimes \sum_n \delta(nT - t) \right\} \cdot \cos[2\pi\nu_b t + \varphi] \quad (45)$$

où I_0 est l'intensité maximale de l'impulsion, ν_b ($\nu_b = \nu_1 - \nu_2$) est la fréquence de battement, T est la période de répétition des impulsions, δ désigne la fonction de Dirac, et n est un nombre

entier. En supposant un signal de battement tel que φ est constant, le spectre du signal autour de ν_b est donné par la composante réelle de la transformée de Fourier de $I(t)$, soit :

$$I(\nu) = \frac{I_0}{\pi\nu_m} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left(\frac{-(\nu - \nu_b)^2}{(\nu_m/2\sqrt{\ln 2})^2}\right) \cdot \sum_n \delta(n\nu_0 + \nu_b - \nu) \quad (46)$$

qui est également un “peigne de Dirac” de pas $\nu_0 = 1/T$, dans une enveloppe gaussienne de largeur $\nu_m = 4\ln 2/(\pi\tau)$ et centrée sur la fréquence de battement ν_b . Notons que le spectre vu à l’analyseur de spectre est le module au carré de cette transformée de Fourier. D’après cette formule théorique, en l’absence de fluctuations, nous espérons observer un signal de battement sous la forme d’un “peigne de Dirac” dans une enveloppe gaussienne (Voir aussi la Figure 1 dans la partie IV de ce chapitre : publication jointe).

Afin de caractériser les propriétés spectrales du battement obtenu expérimentalement et de les comparer à la prédiction théorique, le signal détecté par la photodiode est envoyé sur un analyseur de spectre. Nous choisissons de vérifier avec les impulsions de durée de 36 ns portant un battement à 1GHz. La Figure 30(a) présente ainsi un spectre d’enveloppe de largeur (totale à -3dB) $\nu_m = 20$ MHz centré sur $\nu_b = 1$ GHz. Cependant, on voit bien que le peigne de période $\nu_0 = 1/T$ correspondant au taux de répétition à 13 kHz n’est pas résolu, même lorsque la bande passante de résolution de l’analyseur de spectre est de 1 kHz (voir la Figure 30(b)). Plusieurs causes peuvent être à l’origine de ce brouillage: (i) fluctuations du taux de répétition ν_0 , mais ce problème est déjà réglé par la technique de la modulation de la puissance de la pompe [90], (ii) fluctuations de la fréquence de battement ν_b , et (iii) fluctuations de la phase φ . Ce sont donc les fluctuations de fréquence et de phase du battement qui sont prédominantes. En effet, on sait par ailleurs que la gigue de fréquence du battement d’un laser bi-fréquence émettant en continu en fonctionnement libre est de l’ordre de quelques kHz. Une telle gigue pourrait venir brouiller le peigne de pas 13 kHz. Mais, les fluctuations de la phase sont sans doute la cause principale du brouillage du peigne. En effet, dans le cas du laser impulsionnel, le flux des photons laser s’annule entre les impulsions. La phase du battement est alors perdue d’une impulsion à l’autre.

Par conséquent, la différence de phase φ entre les états propres (la phase du battement) varie aléatoirement en fonction du temps. Ces raisonnements seront repris dans la quatrième partie de ce chapitre.

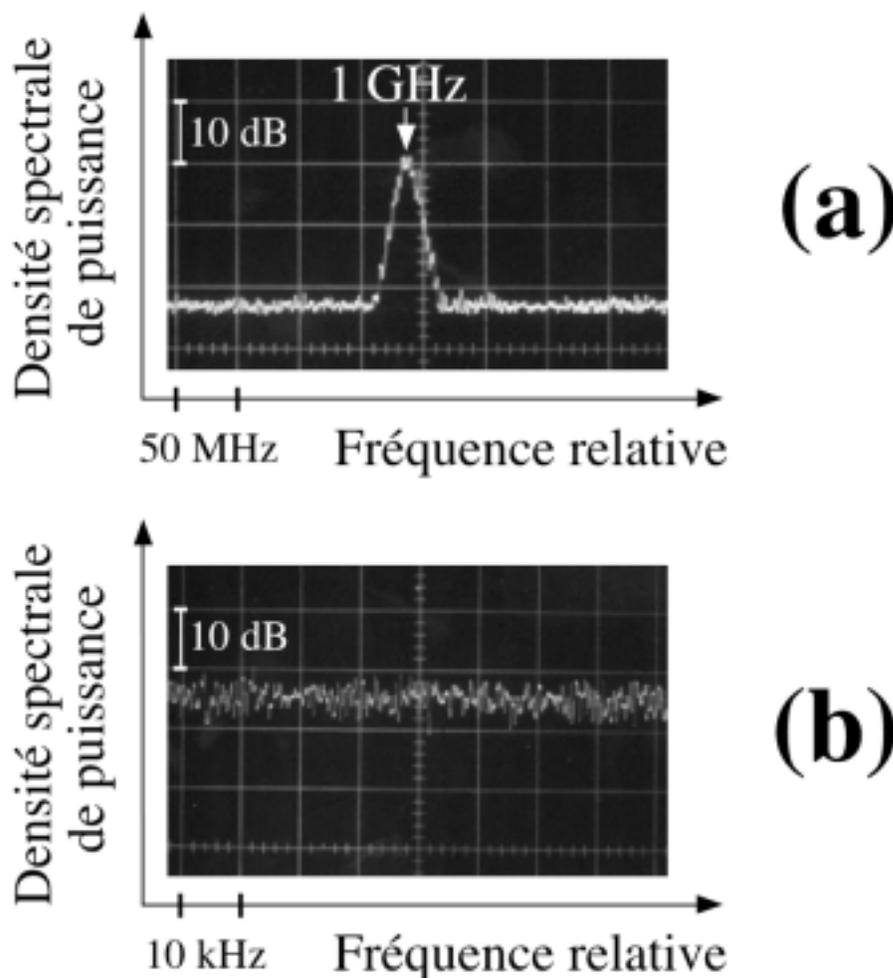


Figure 30 : Résultat expérimental de la densité spectrale de puissance du battement à 1 GHz lorsque le taux de répétition est stabilisé : (a) Span 500 MHz, résolution 100 kHz ; (b) Zoom sur le spectre de (a) avec Span 100 kHz, résolution 1 kHz.

4. Conclusion et perspectives

En résumé, nous avons montré théoriquement et expérimentalement que les impulsions bi-fréquences peuvent être obtenues dans des lasers solides vectoriels déclenchés passivement par un absorbant saturable de Cr^{4+} :YAG. Quand on utilise un cristal Cr^{4+} :YAG taillé [001] et orienté à 45° par rapport aux polarisations des modes propres, les états propres de polarisations orthogonales sont simultanément émis dans chaque impulsion. Les montages expérimentaux

ont permis de montrer l'oscillation de lasers impulsionnels bi-fréquences continûment accordables dans la gamme des GHz, avec la durée des impulsions contrôlable dans la gamme des centaines de ns, et des puissances moyennes de quelques mW. L'analyse du spectre du battement du train d'impulsions a permis de montrer, lorsque le taux de répétition est stabilisé, que la fréquence et/ou sa phase présentent des fluctuations. Le battement n'est donc pas cohérent d'impulsion à impulsion dans ce cas. Tous les résultats expérimentaux ont été obtenus avec un laser Nd:YAG pompé par diode, en bon accord avec le modèle théorique.

Dans le but de comprendre mieux les influences des paramètres du laser et d'élargir les applications de ce type de source, quelques perspectives peuvent être envisagées : appliquer le principe du laser impulsionnel bi-fréquence aux autres types de laser, comme le laser Er-Yb:verre par exemple, et montrer le rôle des fluctuations de la fréquence et de la phase du battement dans le brouillage de spectre de battement et résoudre ce problème.

III. Laser impulsionnel bi-fréquence à 1,55 μm

1. Introduction

En raison de leur grande efficacité et de leur directivité, les lasers sont des sources optiques extrêmement dangereuses pour l'œil humain. Cependant, il existe une bande spectrale autour de 1,55 μm où le seuil d'endommagement de l'œil est plus élevé et où les risques encourus sont moins importants [113, 122]. Cette bande spectrale est dite à "sécurité oculaire". Un laser solide pompé par diode laser émettant dans cette bande spectrale doit trouver de nombreuses applications dans les domaines de la détection d'obstacles et de la télémétrie par exemple [31, 83, 122, 123]. C'est en particulier le cas pour l'application au lidar-radar Doppler qui utilise des sources contenant deux états propres dont la fréquence de battement est continûment accordable dans la gamme GHz [31]. Pour cette application, les impulsions bi-fréquences à 1,55 μm sont les plus souhaitables. Depuis les années 60, l'émission de l'Erbium vers 1,55 μm est bien connue [124]. En particulier, la mise en évidence du transfert d'énergie de l'ion Ytterbium vers l'ion Erbium, la réalisation des matrices codopées [125-127], ainsi que l'émergence récente des diodes laser de puissance émettant vers 980 nm, permettent de démultiplier l'intérêt pour ce genre de lasers dans beaucoup d'applications, aussi bien dans les systèmes de propagation libre sans danger (sécurité oculaire) que dans les systèmes de propagation guidée par les fibres optiques dans les réseaux de télécommunications. De plus, un laser monolithique et déclenché par commutation des pertes grâce à un absorbant saturable peut avoir des applications intéressantes dû à sa grande intensité instantanée. Les impulsions laser à 1,55 μm ont été ainsi obtenues dans les lasers Er-Yb:verre par le déclenchement passif utilisant différents absorbants saturables: Co:ZnSe, Co:LaMgAl₁₁O₁₉, Co:MgAl₂O₄, ou bien SESAM ("semiconductor saturable absorber mirror") [120-123, 128]. Parmi ces absorbants, le cristal Co:LaMgAl₁₁O₁₉ est un bon absorbant saturable qui permet d'obtenir des impulsions de puissance crête supérieure au kiloWatt avec une durée inférieure à 10 ns [117, 123]. Cependant, l'émission laser obtenue avec cet absorbant est toujours polarisée linéairement. Cela vient du

fait que l'absorption est anisotrope avec un cristal taillé habituellement suivant l'axe a . Cette caractéristique n'est malheureusement pas favorable pour l'application aux lasers bi-fréquences qui nécessitent des absorbants les plus isotropes possibles afin de permettre aux deux états propres d'osciller simultanément [44]. Par ailleurs, nous savons que le cristal $\text{La}_x\text{Sr}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Co}_y\text{Al}_{12-x}\text{O}_{19}$ (Co:ASL) [129-131] a une structure similaire à celle de $\text{Co:LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}$, mais peut être taillé suivant l'axe c . La lumière traversant ce cristal, suivant l'axe de propagation c , ne doit pas subir de dichroïsme. Nous espérons ainsi pouvoir utiliser ce cristal dans le laser Er-Yb:verre pour obtenir des impulsions bi-fréquences à $1,55 \mu\text{m}$ en répondant aux applications mentionnées précédemment. Notons que, malheureusement, aucune étude sur les propriétés spectroscopiques et laser de ce cristal n'a été publiée jusqu'à présent. Dans cette partie, nous allons donc étudier, en collaboration avec le CEA/LETI de Grenoble, l'utilisation de ce cristal ASL dopé Co^{2+} comme absorbant saturable dans un laser Er-Yb:verre pour obtenir des impulsions bi-fréquences dans la zone de "sécurité oculaire". Pour cela, plusieurs questions se posent: (i) l'absorption du Co:ASL est-elle isotrope autour de $1,55 \mu\text{m}$? (ii) quelles sont les caractéristiques du laser Er-Yb:verre utilisant Co:ASL comme absorbant saturable? (iii) les deux états propres peuvent-ils osciller simultanément dans chaque impulsion avec une différence de fréquence ajustable? et enfin (iv) peut-on construire un microlaser bi-fréquence à $1,55 \mu\text{m}$? Pour répondre à ces différentes questions, nous allons tout d'abord construire un laser mono-mode utilisant Co:ASL comme absorbant saturable, vérifier l'isotropie de l'absorption de l'absorbant, et caractériser les propriétés du laser dans ce régime. Une fois l'isotropie de Co:ASL démontrée, nous étudierons le laser en régime bi-fréquence et construirons un laser tout compact émettant des impulsions bi-fréquences à $1,55 \mu\text{m}$.

2. Caractéristiques du laser : régime mono-mode

Considérons tout d'abord la cavité laser schématisée dans la Figure 26. Le milieu actif est un verre phosphate (verre QX fabriqué par KIGRE) de longueur 2 mm dopé à $0,8 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ d'Erbium et $20 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ d'Ytterbium. Sa première face, qui sert de miroir d'entrée M_1 , est traitée pour avoir plus de 95 % de transmission à 975 nm et 99,9 % de réflexion à 1550 nm. La

seconde face du milieu actif est recouverte d'un traitement antireflet à 1550 nm. Le résonateur de longueur 50 mm est fermé par le miroir de sortie M_2 ayant un rayon de courbure de 50 mm et un coefficient de transmission de 0,5 % à 1550 nm. Le laser est pompé par une diode laser fibrée émettant à 975 nm. Le faisceau de pompe est tout d'abord collimaté par la lentille L_1 et est ensuite focalisé dans le milieu actif sur une tache de diamètre 140 μm par la lentille L_2 . Nous optimisons le recouvrement spatial entre les modes de la pompe et du laser dans le milieu actif en ajustant la longueur de la cavité et la focalisation de la lentille L_2 . Pour déclencher passivement le laser, nous utilisons un cristal Co^{2+} :ASL taillé c et fabriqué au CEA/LETI par la méthode de Czochralski. Ce nouveau cristal présente une bande d'absorption autour de 1,33 μm due à la transition ${}^4A_2 \rightarrow {}^4T_1$ de Co^{2+} , comme le montre la Figure 31. Les caractéristiques du Co:ASL comme le temps de vie de fluorescence et la section d'efficace de l'absorption sont évaluées au même ordre de grandeur que ceux de $\text{Co}:\text{LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}$ [114, 131]. Nous choisissons pour ce cristal une épaisseur de 160 μm et une concentration de 1,5 % de Co^{2+} afin d'obtenir une transmission à petit signal de 99 % à 1550 nm. Nous vérifions, hors cavité, que la transmission à petit signal de cet absorbant est parfaitement isotrope, comme conséquence de l'orientation du cristal (taillé c). Cet absorbant est introduit près du milieu actif afin de bien profiter d'une plus forte intensité.

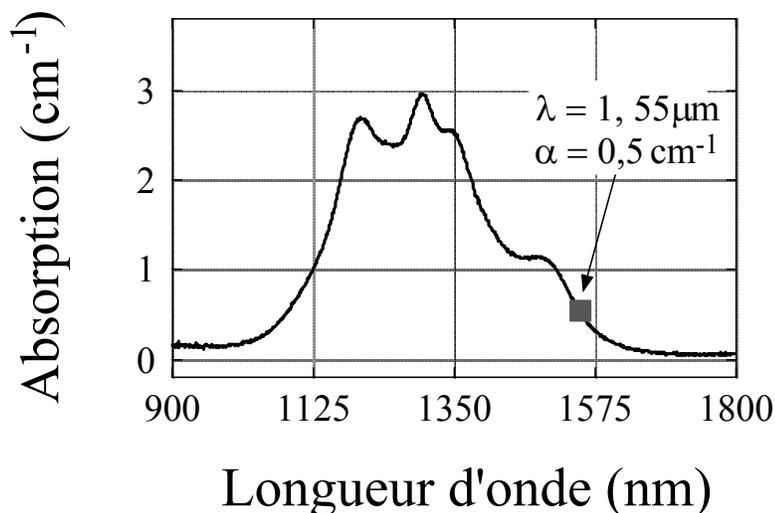


Figure 31 : Spectre d'absorption du Co^{2+} :ASL, taillé c , pour la transition ${}^4A_2 \rightarrow {}^4T_1$.

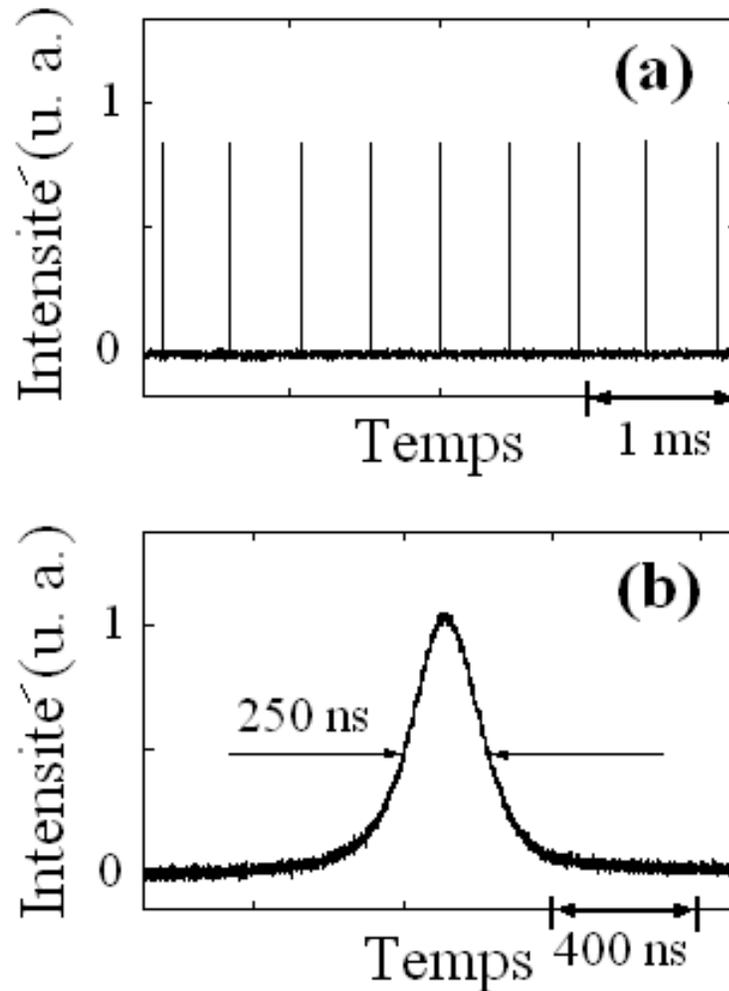


Figure 32 : Résultats expérimentaux obtenus avec $L = 50$ mm et une puissance de pompe de 480 mW. (a) Train d'impulsions présentant un taux de répétition de 2 kHz. (b) Zoom sur une impulsion dont la durée est égale à 250 ns.

Dans un premier temps, nous n'introduisons pas les deux lames quart d'onde dans la cavité afin de caractériser tout d'abord le laser en régime mono-mode. Dans ce cas, le seuil du laser est atteint avec une puissance de pompe de 300 mW. Avec une puissance de pompe plus élevée, un train d'impulsions stable à $1,55 \mu\text{m}$ est obtenu expérimentalement. En effet, à une puissance de pompe de 480 mW par exemple, nous avons obtenu un train d'impulsions dont la durée et le taux de répétition sont respectivement égaux à 250 ns et 2 kHz, comme en témoignent les Figures 32(a)-(b). Une puissance moyenne maximale de 5,8 mW (correspondant à une énergie de $3 \mu\text{J}$ par impulsion) est mesurée. Ce résultat montre donc la possibilité d'utilisation Co:ASL pour déclencher les lasers à $1,55 \mu\text{m}$. De plus, la puissance moyenne du laser augmente

linéairement avec un rendement de 3,2 % en fonction de la puissance de pompe comme le montre la Figure 33. L'efficacité du laser est faible, sans doute à cause des pertes (pertes de Fresnel) sur les deux faces de l'absorbant, car elles ne sont pas traitées antireflet. En effet, le rapport de la puissance moyenne du laser impulsif à la puissance du laser en régime continu (sans absorbant dans la cavité) est seulement de 25 %. Malgré cela, cette valeur de 25 % reste plus grande que la valeur obtenue avec les autres absorbants [117, 119-121] et confirme que Co:ASL est un bon absorbant saturable pour les lasers à 1,55 μm . De plus, nous notons que le laser oscille en régime mono-mode longitudinal (à la longueur d'onde de 1551 nm) pour toutes les valeurs de puissance de pompe. Ce résultat est expliqué par le mécanisme de sélection [111] des modes du laser à déclenchement passif et aussi par l'effet d'étalon du cristal Co:ASL d'épaisseur 160 μm .

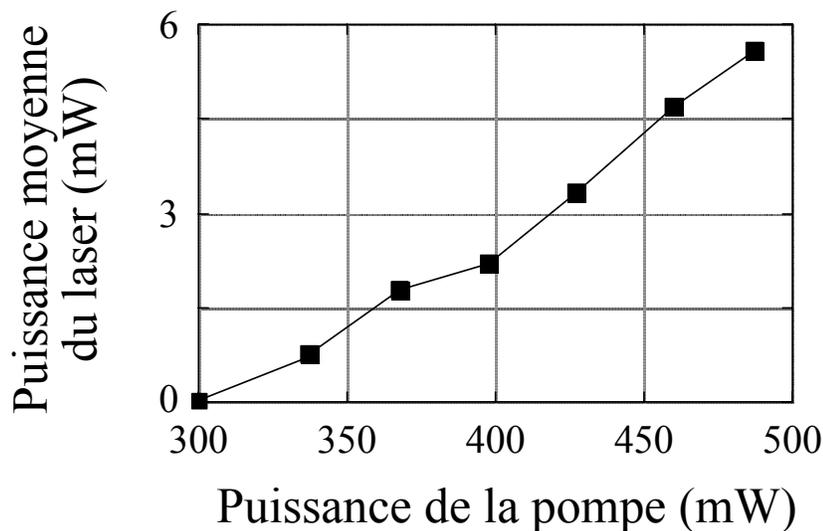


Figure 33 : Puissance moyenne du laser en fonction de la puissance de pompe.

Maintenant, pour vérifier la possibilité d'utiliser l'absorbant Co:ASL dans un laser Er-Yb:verre fonctionnant sur deux polarisations [20], nous observons l'influence de l'orientation de cet absorbant sur la polarisation du laser. Pour cela, nous contrôlons la polarisation du laser à la sortie en tournant le Co:ASL autour de l'axe optique z de la cavité. Notons que les directions de polarisation du laser dans ce cas (sans lames quart d'onde dans la cavité) sont définies par l'anisotropie résiduelle du milieu actif, qui provient des contraintes mécaniques de la monture.

En accord avec la mesure de l'isotropie de la section efficace d'absorption, nous trouvons que la polarisation du laser reste inchangée pour toutes les orientations de l'absorbant. De plus, la polarisation du laser est la même avec ou sans absorbant saturable. Cette mesure confirme encore une fois que l'absorption de Co:ASL est isotrope. Par conséquent, nous concluons que les impulsions bi-fréquences à $1,55 \mu\text{m}$ devraient être obtenues en utilisant l'absorbant saturable Co:ASL.

3. Les impulsions bi-fréquences à $1,55 \mu\text{m}$

Pour obtenir les deux modes de polarisations dont les deux fréquences correspondantes sont ajustables, nous introduisons maintenant deux lames quart d'onde $(\lambda/4)_1$ et $(\lambda/4)_2$ dans la cavité, comme présenté dans la Figure 26. Ces deux lames quart d'onde sont traitées antireflet à $1,55 \mu\text{m}$. L'axe lent de $(\lambda/4)_2$ est tourné d'un angle ρ par rapport à l'axe rapide de $(\lambda/4)_1$. Utilisant l'analyse des matrices de JONES, nous obtenons pour cette cavité deux états propres orthogonaux [31, 44, 114] dont la différence de fréquence est donnée par l'équation (37). Avec une puissance de pompe de 480 mW, nous obtenons à nouveau dans ce cas un train d'impulsions dont le taux de répétition est de 2 kHz, comme le montre la Figure 32(a). Mais, grâce aux deux lames quart d'onde, nous obtenons simultanément les deux états propres de polarisations. En effet, nous observons à travers un polariseur les impulsions modulées en amplitude par le battement entre ces deux états propres. La Figure 34(a) représente ainsi une telle impulsion dans le cas $\rho = 5^\circ$. L'amplitude de l'impulsion est modulée à une fréquence de 160 MHz, en accord avec la fréquence du battement calculée avec $\rho = 5^\circ$ en utilisant l'équation (37). Quand on tourne Co:ASL autour de l'axe optique de la cavité, nous vérifions encore que le régime bi-fréquence ne dépend pas de l'orientation de l'absorbant saturable, ce qui n'était pas le cas dans le laser Nd:YAG–Cr:YAG. De plus, nous confirmons que la fréquence de battement est continûment accordable de 0 jusqu'à $c/4L \approx 1,5 \text{ GHz}$ (avec $L = 50 \text{ mm}$) quand on tourne ρ de 0 à 45° , comme le montre la Figure 34(b). Notons que comme le régime bi-fréquence ne dépend pas de l'orientation de l'absorbant, nous pouvons ajuster la fréquence de battement

entre les deux états propres par la rotation de n'importe laquelle des lames quart d'onde $(\lambda/4)_1$ ou $(\lambda/4)_2$.

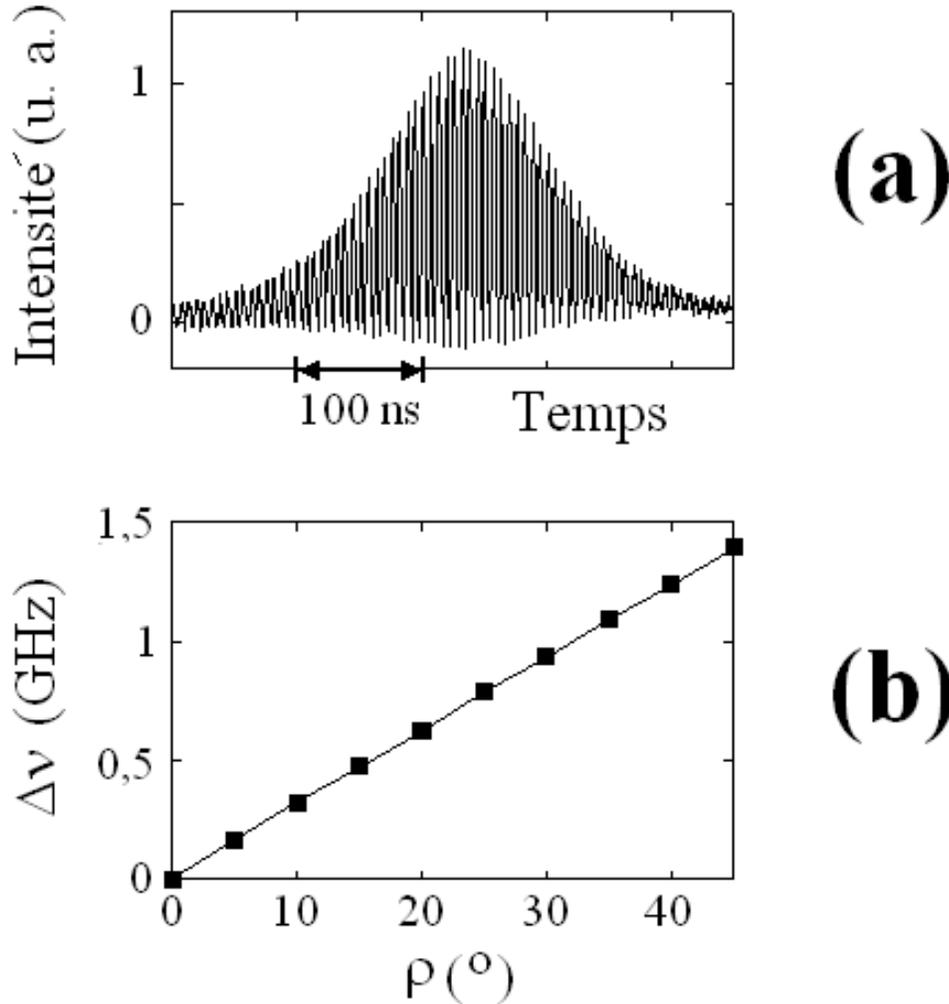


Figure 34: Résultats expérimentaux du régime bi-fréquence. **(a)** Impulsion à 1,55 μm contenant un battement à 160 MHz, correspondant à $\rho = 5^\circ$. **(b)** Fréquence de battement mesurée en fonction de l'angle ρ .

Les caractéristiques du laser en régime bi-fréquence sont les mêmes que celles obtenues dans le cas du régime mono-fréquence précédent, car les lames quart d'onde sont traitées antireflet et ne présentent pas de pertes pour la lumière à 1,55 μm . Finalement, comme nous l'avons discuté précédemment, les applications nécessitent souvent des impulsions de grande puissance crête et de fréquence de battement élevée. Selon l'équation (37), nous pouvons répondre à ces besoins en réduisant la longueur de la cavité du laser et construire un laser bi-fréquence à 1,55 μm tout

solide et compact. Pour cela, nous utilisons un milieu actif d'épaisseur 0,5 mm et remplaçons le miroir M_2 par un miroir plan de 99,5 % de réflexion à 1,55 μm . Tous les éléments de la cavité sont rapprochés et forment une microcavité de longueur totale 4 mm telle que présentée sur la Figure 35.

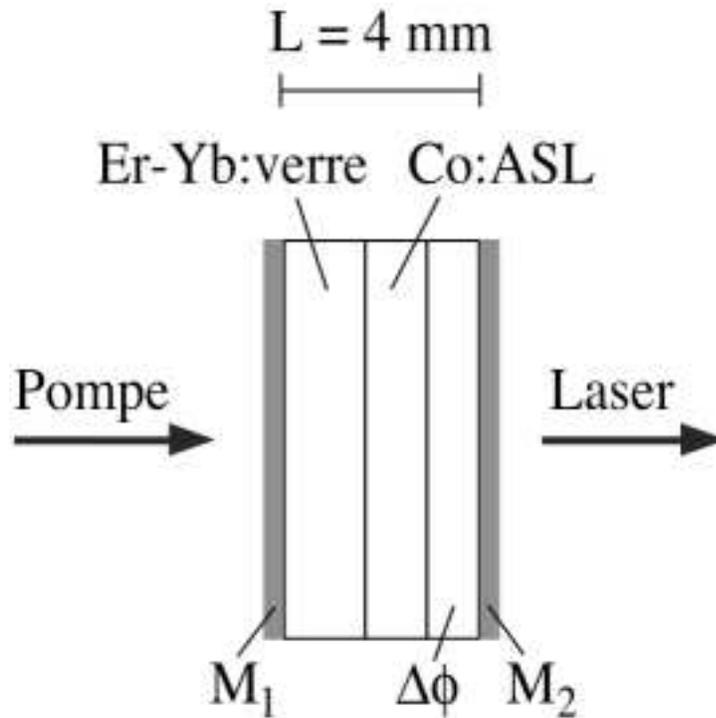


Figure 35 : Schéma du microlaser bi-fréquence Er-Yb:verre déclenché passivement par Co:ASL. M_1 et M_2 sont des miroirs plans. $\Delta\phi$ est l'anisotropie de phase créée par deux lames quart d'onde.

Pour obtenir la fréquence de battement maximale $c/4L$, nous fixons les orientations des deux lames quart d'onde à $\rho = 45^\circ$. Avec une puissance de pompe de 420 mW, nous obtenons dans ce cas un train d'impulsions dont le taux de répétition est de 1,82 kHz. Notons que nous utilisons deux miroirs plans pour former la microcavité laser, mais l'oscillation laser est alors obtenue grâce à l'effet thermique dans le milieu actif qui rend cette cavité stable. De plus, vue la longueur réduite de la cavité, la durée des impulsions est alors raccourcie à 6 ns comme le montre la Figure 36(a). La puissance moyenne mesurée est de 5,1 mW, correspondant à une

puissance crête de 470 W dans ce cas (36 fois plus grande par rapport au cas de la cavité étendue, 13 W avec $L = 50$ mm). Pour vérifier la simultanéité des deux états propres du laser, nous observons le signal laser sur un analyseur de spectre optique. La Figure 36(b) montre ainsi l'oscillation simultanée de deux modes du laser avec une séparation de 0,15 nm, correspondant à une différence de fréquence de 19 GHz. Cette valeur est en accord avec la valeur calculée en utilisant l'équation (37) avec $L = 4$ mm et $\rho = 45^\circ$.

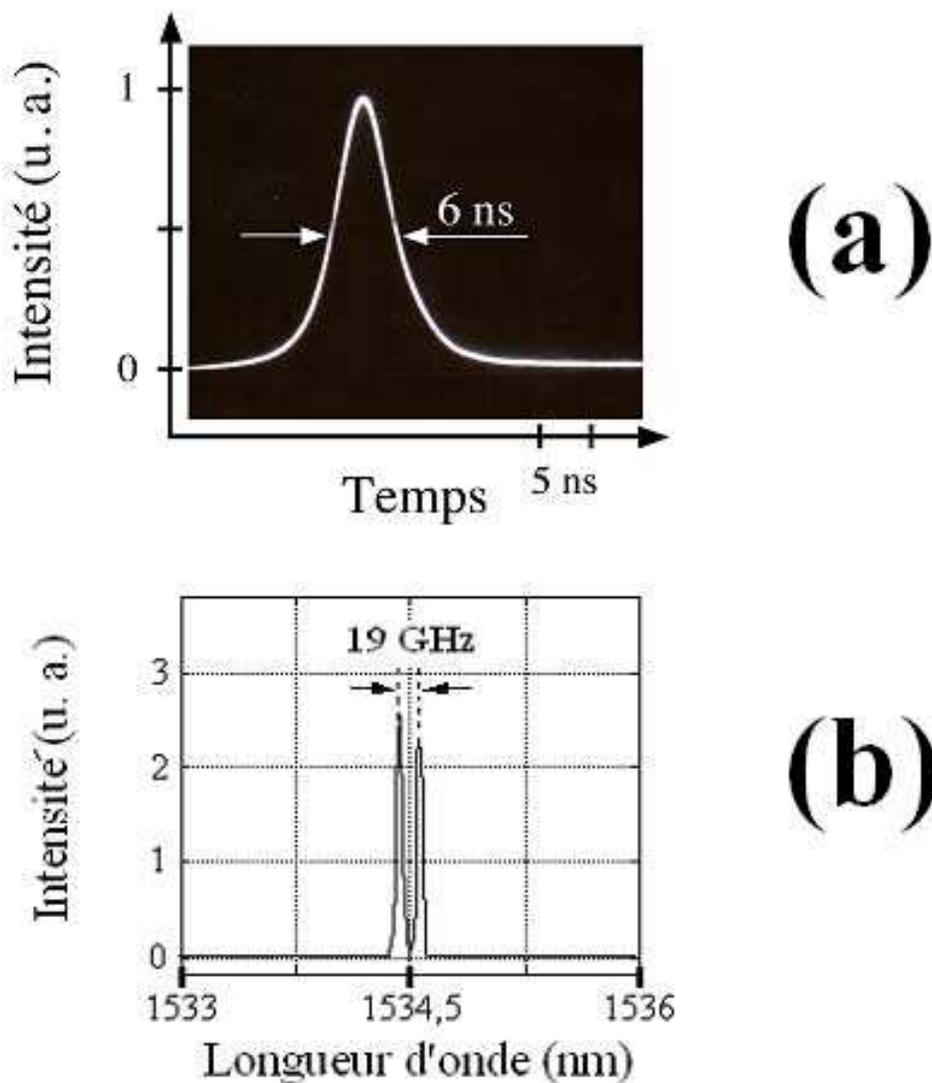


Figure 36 : Résultats expérimentaux obtenus avec le microcavité. (a) Zoom sur une impulsion de durée 6 ns. (b) Le spectre optique du laser présente deux pics correspondant aux deux états propres séparés de 0,15 nm ($\Delta\nu = 19$ GHz). La bande de résolution de l'analyseur de spectre optique est de 0,07 nm.

4. Conclusion et perspectives

En conclusion, nous avons montré que les impulsions bi-fréquences à 1,55 μm peuvent être obtenues dans des lasers Er-Yb:verre déclenchés passivement par un nouvel absorbant saturable Co^{2+} :ASL. Ce nouvel absorbant est utilisé pour la première fois pour déclencher passivement un laser à 1,55 μm et fait preuve de caractéristiques intéressantes. D'une part, les caractéristiques du laser, rendement, stabilité, etc., sont comparables avec celles obtenues dans des lasers utilisant d'autres absorbants. D'autre part, l'isotropie de l'absorption de Co:ASL, taillé perpendiculairement à c , permet de réaliser un laser émettant simultanément deux états propres dans une même impulsion. Les caractéristiques du laser utilisant Co:ASL sont étudiées dans le cas d'une cavité étendue de 50 mm. Des impulsions stables à 1,55 μm contenant deux états propres dont la différence de fréquence est continûment ajustable de 0 à 1,5 GHz sont obtenues. De plus, nous avons construit un laser tout compact de longueur totale 4 mm qui émet des impulsions courtes (la durée est égale à 6 ns) contenant deux états propres séparés en fréquence de 19 GHz. Les résultats obtenus dans cette partie nous confirment ainsi (i) l'utilisation efficace d'un nouvel absorbant saturable Co:ASL pour le déclenchement passif du laser Er-Yb:verre et aussi pour tous les autres lasers à 1,55 μm et (ii) la possibilité d'obtention des impulsions bi-fréquences à 1,55 μm avec cet absorbant saturable. Ces résultats sont très utiles pour plusieurs applications déjà mentionnées dans l'introduction et liées aux besoins de sécurité oculaire.

Le résultat du laser en microcavité nous encourage à construire un microlaser encore plus robuste en remplaçant les deux lames quart d'onde par un cristal électro-optique [20] afin d'ajuster continûment la fréquence de battement tout en gardant la grande puissance crête et la valeur de $c/4L$ élevée. Notons enfin que, comme dans le laser Nd,Cr:YAG bi-fréquence, le battement n'est pas cohérent d'une impulsion à l'autre. Ce problème est expliqué de la même façon que dans la partie précédente. Nous allons maintenant étudier ce problème de cohérence du battement et proposer une nouvelle méthode pour le résoudre.

IV. Cohérence du battement en régime impulsionnel

Cette partie se présente sous la forme d'un article publié à Journal of Lightwave Technology.

Publication jointe:

NGOC DIEP LAI, FABIEN BRETENAKER, et MARC BRUNEL

“Coherence of pulsed microwave signals carried by two-frequency solid-state lasers”

J. Lightwave Technol., special issue on microwave photonics, V.21, No.12 (2003) 3037-3042

Coherence of pulsed microwave signals carried by two-frequency solid-state lasers

Ngoc Diep Lai, Fabien Bretenaker, and Marc Brunel

Abstract : We study the coherence of the RF beat note between the two frequencies emitted by a two-eigenstate solid-state laser operating in pulsed regime. Depending on how the pulsed operation regime is obtained – passive Q switching using a saturable absorber or resonant amplitude modulation using pump-power modulation – we show theoretically and experimentally that the RF beat note loses or maintains its coherence from pulse to pulse. Namely, RF coherence is shown to be lost when the laser intensity vanishes between pulses, while it can be maintained if a slight amount of intensity remains inside the cavity between pulses. We give experimental demonstrations of these results for both Nd:YAG and Er-Yb:glass two-frequency pulsed lasers, in connection with applications to lidar-radar systems.

Index terms : Two-frequency lasers, Relaxation oscillations and long pulse operation, Photon statistics and coherence theory, Microwave generation.

Manuscript submitted April 15, 2003. This work was supported by the Délégation Générale à l'Armement and the Conseil Régional de Bretagne in the framework of the Groupement d'Intérêt Scientifique FOTON.

Ngoc Diep Lai and Marc Brunel are with the Laboratoire d'Electronique Quantique–Physique des Lasers, Unité Mixte de Recherche du Centre National de la Recherche Scientifique PALMS 6627, Université de Rennes I, Campus de Beaulieu, F–35042 Rennes Cedex, France (corresponding author's phone:+33-223-23-5573, fax: +33-223-23-6750, e-mail: brunel@univ-rennes1.fr).

Fabien Bretenaker was with the Laboratoire d'Electronique Quantique–Physique des Lasers, Unité Mixte de Recherche du Centre National de la Recherche Scientifique PALMS 6627, Université de Rennes I, Campus de Beaulieu, F–35042 Rennes Cedex, France; he is now with the Laboratoire Aimé Cotton, Centre National de la Recherche Scientifique, Bâtiment 505, F–91405 Orsay Cedex, France.

1. INTRODUCTION

Compact all solid-state laser sources are now commonplace in the laser field, either in cw or Q -switched regimes [1, 2]. These lasers are widely used in scientific, medical, industrial, and military systems [3, 4]. Besides, there is a growing interest in beat note-carrying optical sources, whose potential applications include radio-on-fiber [5, 6] and lidar-radars [7, 8] for example. Recently, it has been shown that solid-state two-frequency lasers are attractive in terms of beat note tunability and spectral purity [6, 9, 10]. In particular, dual-polarization operation of passively Q -switched lasers has been shown to provide a suitable means to generate pulsed adjustable beat notes [11, 12] that are useful for applications using the lidar-radar concept [7]. In the framework of this application, range and Doppler resolution critically rely on the coherence time of the microwave signal, which must be much longer than the optical pulse duration [8]. Unfortunately, Q switching usually leads to a complete extinction of the laser intensity between pulses. As a result, the phase of the microwave signal is expected to be lost, limiting the temporal window of lidar-radar signal processing to the duration of one pulse only. On the one hand, since cw dual-frequency oscillators offer high-purity beat notes, one could use a master cw dual-frequency oscillator followed by a pulsed amplifier, or use the technique of injection seeding [13, 14] in the dual-frequency Q -switched oscillator, in order to improve the coherence time of the pulsed microwave signal. But these schemes are quite complex. On the other hand, it is long-known that solid-state lasers can be operated in pulsed regime by modulating their pump power at frequencies close to their relaxation oscillation frequency [15, 16]. Namely, pump-power modulation can produce either the so-called spiking regime, where the laser intensity drops off between pulses, or the resonant amplitude-modulated (AM) regime, in which the laser intensity does not vanish completely between pulses [17, 18]. One can hence wonder whether modulating the pump power of a dual-frequency laser could provide a means to make the laser oscillate in a pulsed regime while keeping the beat note coherent from pulse to pulse. The aim of this article is to study theoretically and experimentally the simple pump-power modulation technique of a diode-

pumped dual-frequency solid-state laser and compare it with passive Q switching. In particular, we wish to investigate the conditions to obtain two-frequency laser pulses. In order to study the pulse-to-pulse coherence, we analyze the resulting microwave spectrum.

To this aim, we first calculate in Section II the microwave power spectral density of a train of model two-frequency pulses. This calculus allows us to show the influence of coherence from pulse to pulse on the beat note spectrum. The expected spectrum is then compared to the experimental one obtained from a usual Q -switched laser. In Section III, we compute the laser dynamics using a rate equations model with modulated pump power. The predictions provided by this analysis are then compared in Section IV with experimental results obtained on a Nd:YAG laser emitting at 1064 nm and an Er-Yb:glass laser emitting at 1550 nm. The conditions to obtain a coherent beat note are isolated. Finally, the results are summarized and discussed in Section V.

2. SPECTRUM OF A MODEL PULSED TWO-FREQUENCY LASER

We aim here at showing that a signature of the pulse-to-pulse coherence is obtained from the RF spectrum analysis. In order to predict the spectral features that one can expect from the measurement of an optically carried pulsed microwave signal, we first consider here a train of two-frequency Gaussian pulses, such as the one shown in Fig. 1(a). When detected by a photodiode, the ac photocurrent generated by such an optical pulse train can be given by the following model analytical expression :

$$I(t) = \left\{ I_0 \exp\left(-\frac{t^2}{(\tau/2\sqrt{\ln 2})^2}\right) \otimes \sum_n \delta(nT - t) \right\} \cdot \cos(2\pi\nu_b t + \varphi(t)). \quad (1)$$

The brackets enclose the convolution product (denoted by \otimes) of a Gaussian pulse with a peak power I_0 and a time duration τ (full-width at half-maximum) with a comb of Dirac functions with a period T (n is an integer). This usual pulse train is here modified by the modulation term at the beat note frequency ν_b (i.e. the microwave frequency to be detected) with a phase $\varphi(t)$. In order to predict the experimental signature of the resulting beat note coherence, we calculate the

power spectral density of $I(t)$. It is given by the Fourier transform of the autocorrelation function of $I(t)$ [19]. Assuming that the phase can be described as a stationary process with a power spectral density $S_\varphi(\nu)$, simple calculation yields the pulse train electrical power spectral density $S_I(\nu)$ around the beat frequency

$$S_I(\nu) = \left\{ S_0 \exp\left(-\frac{\nu^2}{(\nu_m/2\sqrt{\ln 2})^2}\right) \cdot \sum_n \delta(n\nu_0 - \nu) \right\} \otimes S_\varphi(\nu - \nu_b). \quad (2)$$

Hence the frequency comb with a period $\nu_0 = 1/T$ is contained in a Gaussian envelope with an amplitude S_0 and a spectral width ν_m (FWHM), the latter being linked to the pulse duration through $\tau \times \nu_m = 0.62$. The spectrum is given by the convolution product of this frequency comb with the power spectral density of the beat note. Let us analyze this expression in two opposite cases. First, considering the “incoherent” case, corresponding to a random $\varphi(t)$ from pulse to pulse (with a correlation time lower than T), we predict the microwave spectrum to exhibit a smooth Gaussian shape centered on the beat frequency, with a width of the order of ν_m , as depicted in Fig. 1(b). Second, when we consider the “coherent” case, corresponding to a constant deterministic phase $\varphi(t) = \varphi_0$, hence $S_\varphi(\nu - \nu_b) = \delta(\nu - \nu_b)$, then we predict the microwave spectrum to exhibit a ν_0 -period comb around the beat frequency, within the Gaussian envelope of width ν_m , as depicted in Fig. 1(c). In the intermediate case (partial coherence among pulses), each component of the frequency comb is simply broadened by the beat note phase noise. In view of these predictions, we investigate a first experimental case.

Q switching a two-frequency solid-state laser with a passive saturable absorber is an efficient technique to get an optically carried pulsed microwave signal [11]. Let us briefly describe the beat note spectrum obtained with such a laser. For example, we consider a typical diode-pumped Nd:YAG laser with a specially designed Cr:YAG saturable absorber which ensures two-frequency operation (for details, see Ref. [8]). It emits a train of 36 ns long pulses with a 250 μ s period. Two optical frequencies at around 282 THz (1064 nm wavelength) are emitted simultaneously in each pulse. The beat note frequency is continuously adjustable between 0 and 2.65 GHz by varying an intracavity phase anisotropy. We choose a 1.0 GHz beat

frequency and observe the power spectrum after detection of the pulse train by a fast photodiode. The signal is reproduced in Fig. 2(b). The spectrum envelope width is about 20 MHz, yielding a time-bandwidth product $\tau \times \nu_m \cong 0.7$. From the analysis above, we know that coherent pulses would create a frequency comb inside this envelope with a period $\nu_0 = 4$ kHz. However, as depicted in Fig. 2(a) with a 1 kHz resolution bandwidth, no internal comb structure is present inside this broad spectrum. Note that the repetition rate was stabilized to better than 32 mHz [20], ensuring the fact that the phase noise comes from the beat frequency only. This result shows that two-frequency Q -switched pulses can generate a microwave signal whose coherence time is limited to the duration of one pulse only. This can be understood by the fact that the laser switches off between pulses, and loses its spectral memory [21]. At each new pulse, the two optical modes start with their own random phases. The resulting microwave beat note hence has a random pulse-to-pulse phase. In order to circumvent this drawback of Q switching, we now turn to another technique to make our two-frequency laser emit pulses while maintaining a non-zero intensity between pulses.

3. MODULATION OF THE PUMP POWER: THEORY

In order to investigate the potentialities of pump-power modulation on a solid-state laser for our purpose, we simulate a simple Nd:YAG laser by integrating rate-equations with a modulated pump parameter, as discussed in Refs. [17, 18, 22-25]. To describe the time evolution of the laser intensity in the presence of this pump modulation, we neglect the existence of the two eigenstates and treat it as purely scalar. Namely, the laser is described by the following set of equations of evolution for the single-frequency laser intensity and populations in the active medium:

$$\frac{dI}{dt} = -\Gamma I + \kappa(n_u - n_d)I + \kappa n_u \varepsilon , \quad (3a)$$

$$\frac{dn_u}{dt} = \gamma_u(P(t) - n_u) - \zeta(n_u - n_d)I - \zeta n_u \varepsilon , \quad (3b)$$

$$\frac{dn_d}{dt} = \gamma_u n_u - \gamma_d n_d + \zeta(n_u - n_d)I + \zeta n_u \varepsilon, \quad (3c)$$

where I is the intracavity laser intensity, n_u and n_d are the populations of the upper and lower levels of the laser transition, respectively, Γ is the cavity decay rate, κ and ζ are Nd³⁺-atom/field coupling coefficients, ε is a small term which holds for the spontaneous emission, γ_u and γ_d are the relaxation rates of the upper and lower laser levels, respectively. Finally, $P(t) = [\eta + \Delta\eta \sin(2\pi ft)]P_{th}$ is the modulated pumping rate normalized to the upper level decay rate. In this last expression, P_{th} is the pump power at laser threshold, η is the average excitation parameter, $\Delta\eta$ its modulation amplitude, and f the modulation frequency. We aim at isolating some values of parameters η , $\Delta\eta$, and f , for which the laser emits pulses without switching off between pulses. The laser behavior is obtained by a numerical integration of Eqs. (3) using a fourth-order Runge-Kutta algorithm [26]. In all the simulations, we take: $\Gamma = 125$ MHz (corresponding to a $L = 36$ mm-long cavity with 3% losses per roundtrip), $\kappa = 1$ and $\zeta = 1$, $\varepsilon = 10^{-20}$, $\gamma_u^{-1} = 230$ μ s and $\gamma_d^{-1} = 50$ ns. The simulation is first run at fixed values of the pump power in order to derive the relaxation oscillation frequency f_{RO} . We find f_{RO} values which nicely fit the standard formula $2\pi f_{RO} = \sqrt{(\eta - 1)\gamma_u \Gamma}$ [27]. In order to simulate situations that we can reach experimentally, we choose $\eta = 3.65$ for which the simulation yields $f_{RO} = 204$ kHz.

Firstly, we fix the modulation depth at a value corresponding to $\Delta\eta = 1$ around $\eta = 3.65$. We compute the laser output intensity for different values of the modulation frequency and observe that the simulated laser output is amplitude-modulated with an increasing modulation depth when $|f - f_{RO}|$ decreases. Figs. 3(a-c) depict the simulated laser intensity for three different values of the modulation frequency. The resonant AM appears clearly, with a modulation depth increasing as the modulation frequency gets closer to $f = f_{RO} = 204$ kHz. In particular, at this modulation frequency, the laser simulation yields a nice 1 μ s-long pulse train at the modulation frequency with a non-zero intensity between pulses.

Secondly, the laser is operated at $\eta = 3.65$ and the modulation frequency is fixed at $f = f_{RO} = 204$ kHz. The laser output intensity is computed for different values of the pump

modulation amplitude. Figs. 3(d-f) show the results in three different situations corresponding to increasing values of $\Delta\eta$. One can note that the case $\Delta\eta = 2$ permits here again to obtain the requested behavior for our purpose (see Fig. 3(e)), whereas the case $\Delta\eta = 3.25$ corresponds to the so-called spiking regime for which (i) the modulation amplitude is such that the pump power drops below threshold value at each period, and (ii) the laser switches off between the 500 ns-long pulses. Note that in this case the spike repetition rate is half the modulation frequency. In order to have a spike repetition rate equal to the modulation frequency, we verify numerically that one can reduce the pump parameters closer to threshold, for example $\eta = 1.5$ and $\Delta\eta = 1$, with a lower modulation frequency, e.g., 25 kHz.

Following these theoretical predictions we infer that the resonant AM mode, such as illustrated in Figs. 3(a-e), can yield a coherent microwave pulsed signal provided that the laser is operated two-frequency. Among these examples, cases depicted in Figs. 3(c) and 3(e) seem to offer the best solution for our purpose. We also note that a strong modulation, such as the one illustrated in Fig. 3(f) could be detrimental for the beat note coherence, because the intensity is null between pulses. We wish to test now these predictions experimentally on two different lasers.

4. EXPERIMENTAL RESULTS

We consider a longitudinally pumped two-frequency solid-state laser [28]. The resonator has a length $L = 36$ mm and is closed by two mirrors M_1 and M_2 . M_2 (transmission $T=1\%$ at 1064 nm) is a spherical mirror of 200 mm radius of curvature. M_1 is highly transmitting ($T>95\%$) at 808 nm and highly reflecting ($R>99.5\%$) at 1064 nm. It is directly coated on the active medium which is a 1.1 mm long crystal of 1 % at. doped Nd:YAG. The two orthogonal eigenstates of the laser are obtained by introducing two antireflection coated quarter-wave plates inside the cavity [8]. The frequency difference is then given by $\Delta\nu = \rho c/\pi L$ where c is the velocity of light and ρ is the angle of the fast axis of one quarter-wave plate with respect to the slow axis of the other. We choose the orientations of the quarter-wave plates to reach a 1.0 GHz

beat note. The laser is pumped continuously with a fiber-coupled laser diode emitting at 808 nm. The threshold pump power is 130 mW. In these conditions, this laser corresponds to the parameters used in the simulations of Section III.

Since higher peak powers are predicted in the spiking mode, we first choose to modulate the laser pump power at a frequency of $f = 25$ kHz with $\eta = 1.5$ with a modulation depth $\Delta\eta = 1$, so that the pump power drops below threshold at each period. The corresponding experimental pulse train is shown in Fig. 4(a). As expected, the laser emits spikes with a period equal to the period of the pump modulation. The laser intensity drops down to zero between spikes, as also predicted by the model. We then verify that these spikes contain the beat note at 1 GHz by inserting in the output laser beam a polarizer which axis is oriented at 45° of the laser eigenstates. Fig. 4(b) shows the experimental power spectral density around the beat frequency. We observe a Gaussian-like envelope of width roughly 800 kHz. From the theoretical predictions of Section II, we know that coherence from pulse to pulse would also result in the appearance of a comb with a 25 kHz period inside the Gaussian envelope. Unfortunately, this is not the case here. Similarly to the Q -switched laser seen in Section II, the spiking mode here leads to a poor beat note coherence due to the loss of spectral memory of the laser between spikes. A similar phenomenon was predicted and observed in the study of the spiking mode at laser onset [21]. It was shown that when the photon number drops close to 1 per mode after one spike, the spectral memory is lost. As a result, the next spike grows with a new random mode number, and, *a fortiori*, a random phase.

The incident pump power is now raised up to 645 mW so that the measured relaxation oscillation frequency is 204 kHz. At this point we measure a 45 mW output power. Moreover, when the modulation frequency is raised up to $f = 204$ kHz, and the pump modulation amplitude is set at $\Delta\eta = 1.5$, the resonant AM mode is observed experimentally. Namely, quasi-symmetrical pulses with a pulse duration of 900 ns FWHM at a repetition rate of 204 kHz are emitted, as seen in Fig. 5(a). The peak power is about 5 times as high as the average cw power and the intensity does not drop down completely to zero between pulses (modulation depth is

93%). The microwave spectrum is then measured around 1 GHz. The experimental result is reproduced in Fig. 5(b) in linear scale. The comb structure with the 204 kHz period is now clearly resolved. The envelope FWHM is roughly 750 kHz, giving a time-bandwidth product of $\tau \times \nu_m \cong 0.7$. Clearly, the appearance of the frequency comb is the signature of the expected pulse-to-pulse coherence. As opposed to the spiking mode, the photon number between pulses is here much higher than 1, hence preserving the phase memory. Since this is true for both modes, the resulting microwave phase is kept from pulse to pulse. Moreover, this regime persists for a range of modulation frequencies above 190 kHz, or below 180 kHz, with a varying modulation depth in agreement with the simulation. For modulation frequencies in between (just below the relaxation oscillation frequency), the pulse amplitude becomes unstable, and the beat note quality is degraded accordingly. The other regimes predicted and showed in Fig. 3 are also observed.

Finally, in order to check the possibility of realizing such a pulsed coherent microwave source on a 1.5 μm optical carrier, we build the same kind of laser resonator but using an Er-Yb:glass for the active medium [4, 6]. It is pumped by a fiber-coupled laser diode emitting at 975 nm. The cavity length is 50 mm. At a pump power of 260 mW (approximately $\eta = 2.3$), the relaxation oscillation frequency is $f_{\text{RO}} = 56$ kHz. We choose to modulate the pump power at a frequency $f = 56$ kHz and an amplitude $\Delta\eta = 1.4$. With the simple pump modulation technique, we find the resonant AM to yield an optical pulse train at 1.54 μm carrying a coherent beat note at 1 GHz, as shown in Figs. 5(c)-(d). The pulse duration is 3 μs and the spectral envelope FWHM is about 230 kHz, giving a time-bandwidth product of $\tau \times \nu_m \cong 0.7$. Here again, we can notice the non-zero intensity between pulses, yielding a coherent beat note (see Fig. 5(d)). Note that 3 μs pulses could also be obtained, with a pulse peak power more than six times the average power. All these experimental results are in good agreement with the simulations. It appears that the in-phase oscillation of the two eigenstates is equivalently described by the simplified single-mode theoretical model.

Finally, in all the preceding experiments, the frequency stability of the beat note itself is comparable to the one of free-running cw two-frequency lasers, i.e. on the order of a few kHz, due to, e.g. spurious mechanical vibrations. Besides, phase-locked dual-frequency lasers show high-spectral purity beat notes, down to the sub-hertz level [10]. We hence implemented the simple pump modulation technique on such a dual-frequency laser phase-locked to a RF local oscillator. Remarkably, the experiment demonstrates a pulsed microwave signal exhibiting the frequency stability of the RF local oscillator.

5. CONCLUSION

In conclusion, we have shown theoretically and experimentally that modulating the pump power of a two-frequency diode-pumped solid-state laser gives a simple and efficient means to generate an optically-carried pulsed coherent microwave signal. We have first shown experimentally that a usual Q -switched laser does not produce pulse-to-pulse microwave coherence because the laser intensity switches off between pulses. Using a common rate-equations model, we have then computed the behavior of a pump-power modulated laser. Spiking and resonant AM regimes were isolated. Experiments on both a Nd:YAG laser emitting at 1064 nm and an Er-Yb:glass laser emitting at 1535 nm show good agreement with the theoretical predictions. Moreover, in the case of amplitude modulation close to the relaxation oscillation frequency, it appears that the laser output intensity is strongly modulated. Namely, less than 1 μ s long pulses with a peak power up to six times the average power are obtained. Tunable two-frequency oscillation is evidenced, resulting in an original coherent pulsed microwave beat note. Such a beat note could find applications in lidar-radar: theoretical results show that one can reach the 30 km range with pulses having the characteristics obtained here (100 ns–1 μ s duration pulses at 1.55 μ m carrying a beat note at 1–10 GHz, with a pulse repetition rate in the 10 μ s range, and a 1 ms coherent integration time) [8]. Finally, this technique is simple and robust and can be applied to any other kind of two-frequency solid-state laser.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank D. Dolfi and L. Morvan for fruitful discussions, and D. Chauvat for a critical reading of the manuscript.

REFERENCES

1. R. L. Byer, "Diode laser-pumped solid-state lasers," *Science*, Vol. 239, pp. 742-747, 12 Feb. 1988.
2. W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, 4th Ed., Springer, Berlin, 1996.
3. J. J. Zayhowski, *Rev. Laser Engineer.*, Vol. 26, pp. 841-846, Dec. 1998.
4. P. Laporta, S. Taccheo, S. Longhi, O. Svelto, and C. Svelto, "Erbium-ytterbium microlasers: optical properties and lasing characteristics," *Opt. Mater.*, Vol. 11, pp. 269-288, Jan. 1999.
5. J. C. Vieira, P. R. Herczfeld, A. Rosen, M. Ermold, E. E. Funk, W. D. Jemison, and K. J. Williams, "A mode-locked microchip laser optical transmitter for fiber radio," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 49, pp. 1882-1887, Oct. 2001.
6. M. Alouini, B. Benazet, M. Vallet, M. Brunel, P. Di Bin, F. Bretenaker, A. Le Floch, and P. Thony, "Offset phase locking of Er:Yb:glass laser eigenstates for RF photonics applications," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 13, pp. 367-369, Apr. 2001.
7. Y. Li, A. J. C. Vieira, S. M. Goldwasser, and P. R. Herczfeld, "Rapidly tunable millimeter-wave optical transmitter for Lidar-Radar," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 49, pp. 2048-2054, Oct. 2001.
8. L. Morvan, N. D. Lai, D. Dolfi, J.-P. Huignard, M. Brunel, F. Bretenaker, and A. Le Floch, "Building blocks for a two-frequency laser lidar-radar: a preliminary study," *Appl. Opt.*, Vol. 41, pp. 5702-5712, 20 Sep. 2002.
9. G. W. Baxter, J. M. Dawes, P. Dekker, and D. S. Knowles, "Dual-polarization frequency-modulated laser source," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 8, pp. 1015-1017, Aug. 1996.
10. M. Brunel, F. Bretenaker, S. Blanc, V. Crozatier, J. Brisset, T. Merlet, and A. Poezevara, submitted.

11. M. Brunel, O. Emile, M. Vallet, F. Bretenaker, A. Le Floch, L. Fulbert, J. Marty, B. Ferrand, and E. Molva, "Experimental and theoretical study of monomode vectorial lasers passively Q switched by a Cr^{4+} :YAG absorber," *Phys. Rev. A*, Vol. 60, pp. 4052-4058, Nov. 1999.
12. N. D. Lai, M. Brunel, F. Bretenaker, B. Ferrand, and L. Fulbert, "Two-frequency Er-Yb:glass microchip laser passively Q switched by a Co:ASL saturable absorber," *Opt. Lett.*, Vol. 28, pp. 328-330, 1 Mar. 2003.
13. J. B. Riviere, R. Baribault, D. Gay, N. McCarthy, and M. Piché, "Stabilization of terahertz beats from a pair of picosecond dye lasers by coherent photon seeding," *Opt. Commun.*, Vol. 161, pp. 31-36, 1 Mar. 1999.
14. T. D. Raymond and A. V. Smith, "Two-frequency injection seeded Nd:YAG laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 31, pp. 1734-1737, Oct. 1995.
15. H. Statz and G. de Mars, "Transients and oscillation pulses in masers," in *Quantum Electronics*, C. H. Townes, Ed., Columbia University Press, New York, 1960, pp. 530-537.
16. D. E. McCumber, "Intensity fluctuations in the output of cw laser oscillators," *Phys. Rev.*, Vol. 141, pp. 306-322, Jan. 1966.
17. T. Kimura and K. Otsuka, "Response of a cw Nd:YAG laser to sinusoidal cavity perturbations," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-6, pp. 764-769, Dec. 1970.
18. H. G. Danielmeyer and F. W. Ostermayer, Jr., "Diode-pump-modulated Nd:YAG laser," *J. Appl. Phys.*, Vol. 43, 2911-2913, Jun. 1972.
19. A. Papoulis, *Probability, random variables and stochastic processes*, 2nd Ed., MacGraw-Hill, New York, 1984.
20. N. D. Lai, M. Brunel, F. Bretenaker, and A. Le Floch, "Stabilization of the repetition rate of passively Q -switched diode-pumped solid-state lasers," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 79, pp. 1073-1075, 20 Aug. 2001.
21. D. Romanini, A. Kachanov, E. Lacot, and F. Stoeckel, "Loss of spectral memory in the relaxation oscillations of a multimode solid-state laser," *Phys. Rev. A*, Vol. 54, pp. 920-927, Jul. 1996.

22. S. R. Chinn, H. Y-P. Hong, and J. W. Pierce, "Spiking oscillations in diode-pumped $\text{NdP}_5\text{O}_{14}$ and $\text{NdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-12, pp. 189-193, Mar. 1976.
23. K. Kubodera and K. Otsuka, "Spike mode oscillations in laser-diode pumped $\text{LiNdP}_4\text{O}_{12}$ lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-17, pp. 1139-1144, Jun. 1981.
24. D. Pieroux, T. Erneux, and P. Mandel, "Pump modulation of a two-mode Fabry-Perot laser: Influence of an internal resonance," *Phys. Rev. A*, Vol. 54, pp. 3409-3419, Oct. 1996.
25. J. Sola, J. C. Martin, and J. M. Alvarez, "Nonlinear response of a unidirectional erbium-doped fiber ring laser to a sinusoidally modulated pump power," *Opt. Commun.*, Vol. 212, pp. 359-369, 1 Nov. 2002.
26. W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Wetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes in Fortran 90* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1996).
27. A. E. Siegman, *Lasers*, Mill Valley, CA: University Science, 1986.
28. M. Brunel, O. Emile, F. Bretenaker, A. Le Floch, B. Ferrand, and E. Molva, "Tunable two-frequency lasers for lifetime measurements," *Opt. Rev.*, Vol. 4, No. 5, pp. 550-552, 1997.

FIG. 1. (a) Sketch of a train of optical pulses (duration τ , period T) carrying a beat note at microwave frequency ν_b . Corresponding Fourier transform in the case of (b) an incoherent beat note, and (c) a fully coherent beat note.

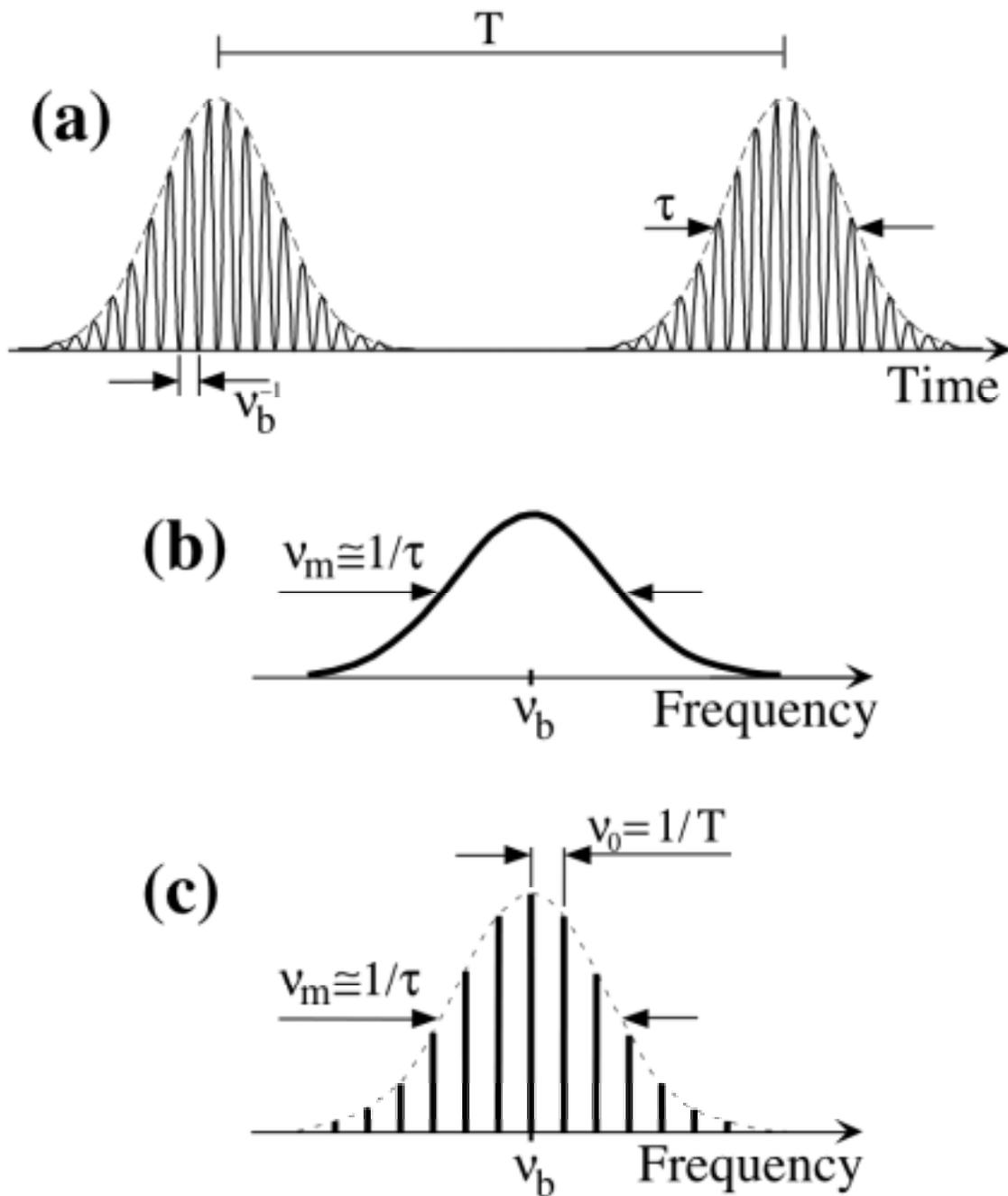


FIG. 2. RF spectrum of the pulse train emitted by a two-frequency Nd^{3+} :YAG laser passively Q -switched by Cr^{4+} :YAG, as in [8]. Pulse duration: 36 ns, repetition rate: 4 kHz, and beat note frequency: 1.0 GHz. (a) Zoom on the beat note center frequency, Span 80 kHz, RBW 1 kHz. Note the flat spectrum, showing the lack of pulse-to-pulse coherence. (b) Span 400 MHz, RBW 1 MHz.

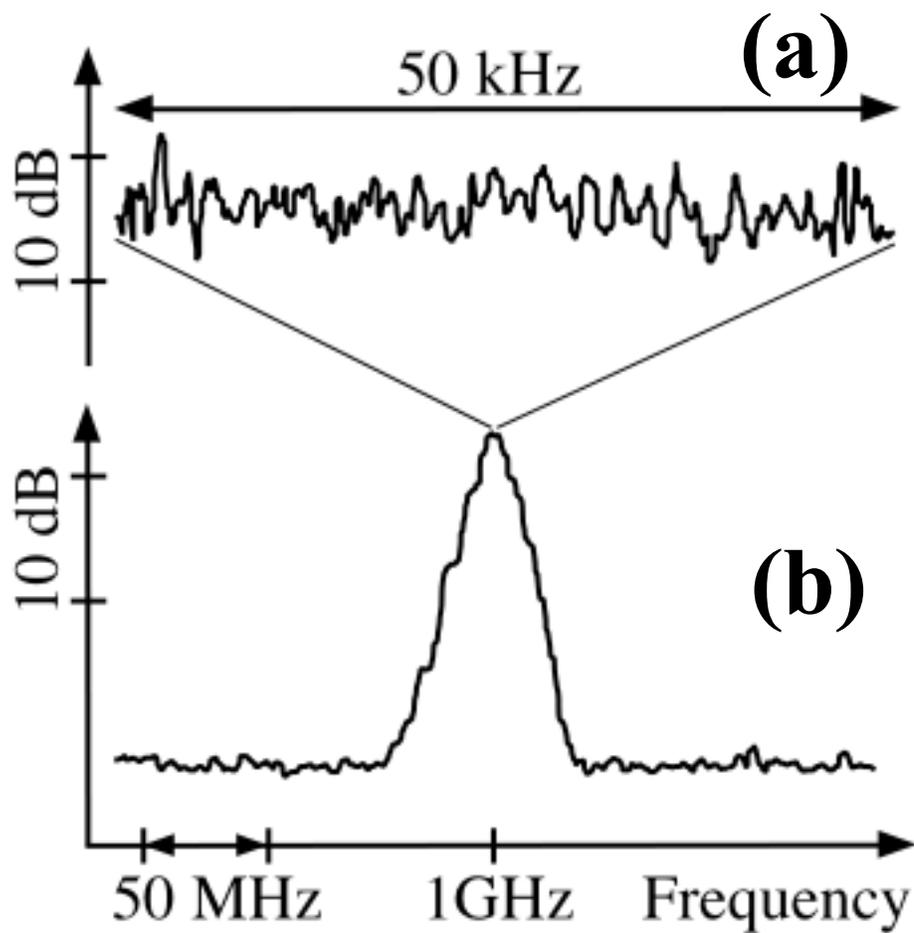


FIG. 3. Theoretical temporal evolution of the Nd:YAG laser output intensity. Eqs. (1)-(3) are numerically integrated using parameters given in text. Various regimes are obtained when (a)-(c) the modulation frequency is varied, or when (d)-(f) the modulation amplitude is varied. Note that in (f), the laser intensity drops down to zero (spiking regime), whereas in (c) or (e) the laser exhibits nice pulse shapes without switching off.

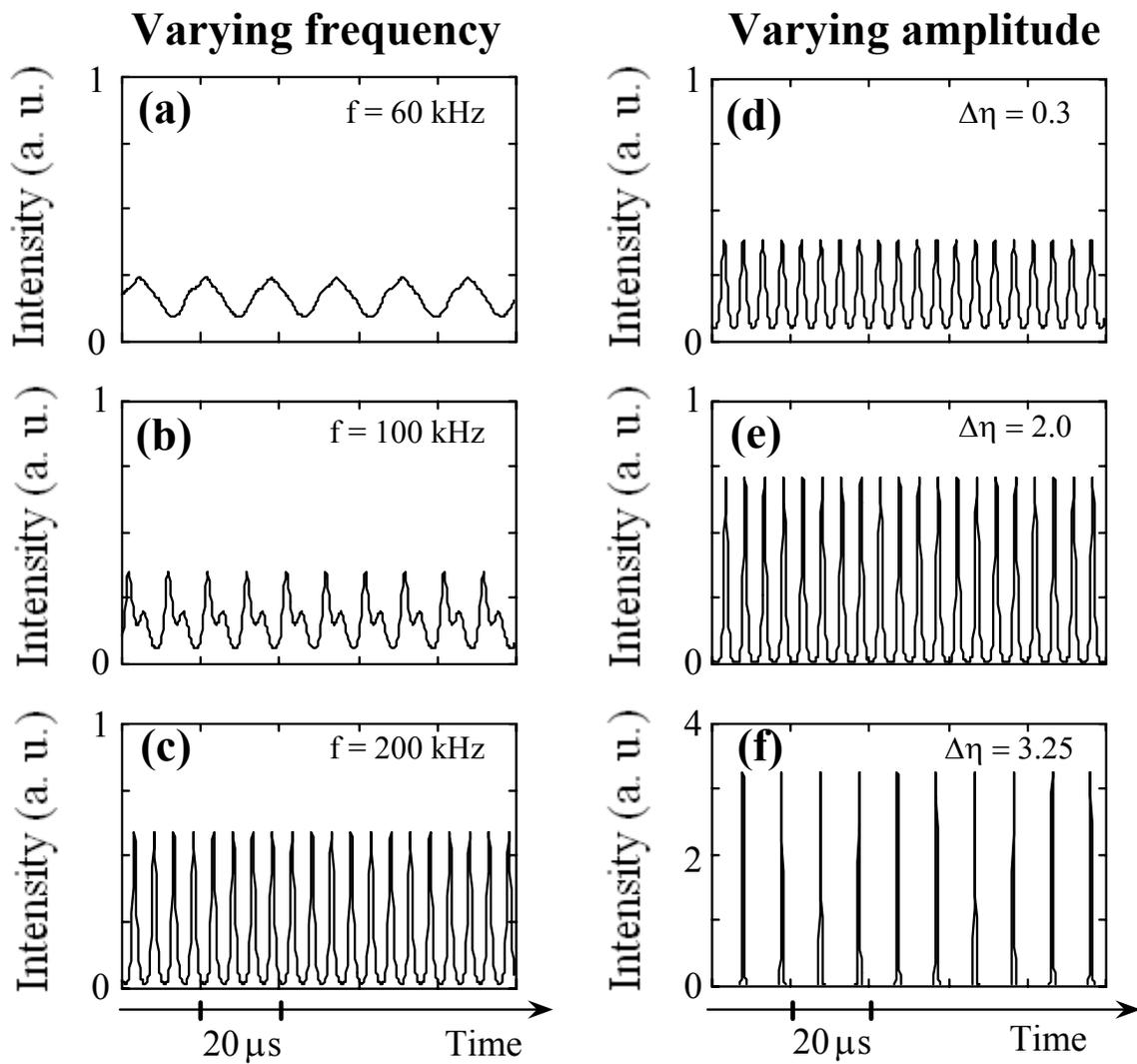


FIG. 4. (a) Experimental pulse train obtained with the Nd:YAG laser in the spiking regime. (b) Corresponding RF spectrum showing the lack of pulse-to-pulse coherence.

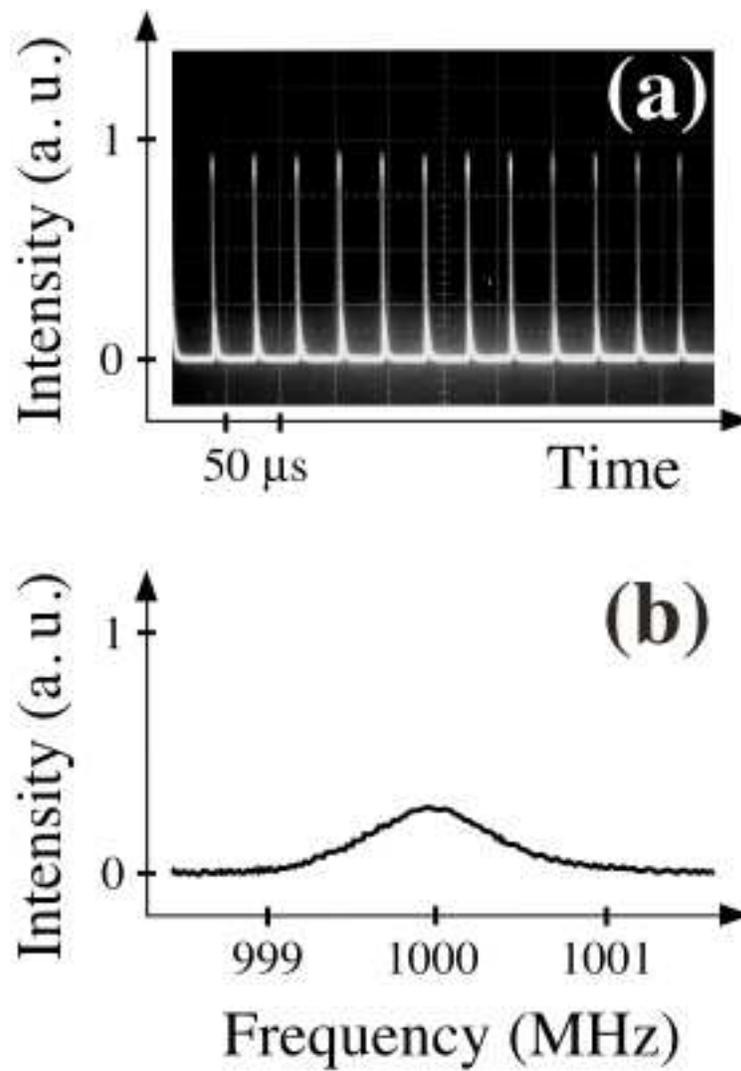
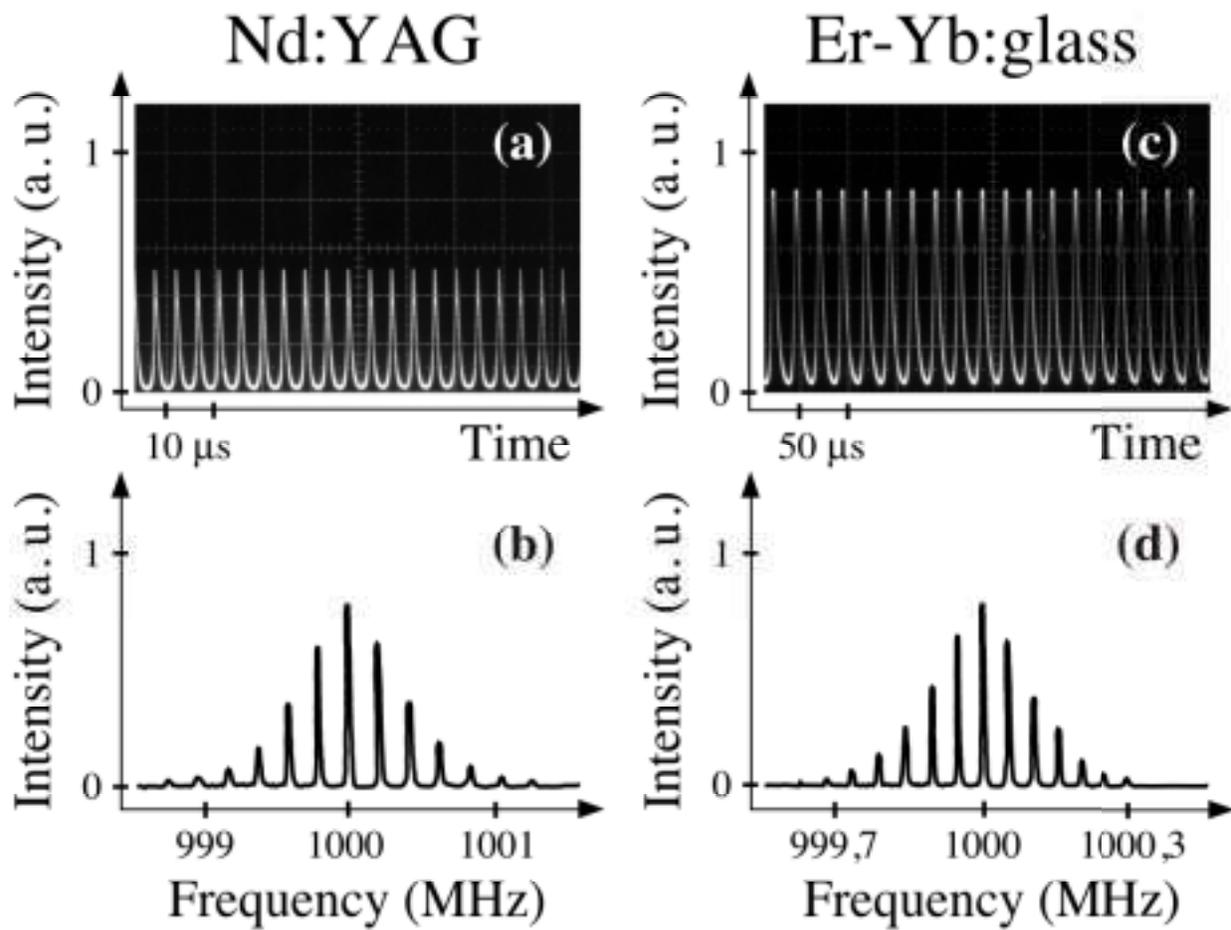


FIG. 5. Experimental pulse trains obtained in the resonant AM regime and corresponding RF spectra showing the full pulse-to-pulse coherence. (a)-(b) Nd:YAG laser. (c)-(d) Er-Yb:glass laser.



V. Conclusion du deuxième chapitre

Le concept de laser impulsionnel bi-fréquence a été développé théoriquement et expérimentalement. Nous avons réalisé des sources laser compactes émettant des impulsions bi-fréquences aussi bien à 1064 nm qu'à 1550 nm. La fréquence de battement est continûment accordable dans la gamme GHz et la durée des impulsions est également continûment contrôlable dans la gamme des centaines de nanosecondes. En effet, nous avons montré que, avec l'absorbant saturable Cr:YAG taillé [001], les deux modes de polarisation du laser Nd:YAG peuvent osciller simultanément dans chaque impulsion quand les dipôles d'absorptions [100] et [010] de cet absorbant sont alignés à 45° par rapport aux polarisations des modes propres. De plus, la durée des impulsions est continûment contrôlée de quelques dizaines de nanosecondes à quelques centaines de nanosecondes en utilisant la technique de contrôle externe développée dans le chapitre 1. Ces résultats nous ont encouragés à développer ensuite une source impulsionnelle bi-fréquence à 1,55 μm pour des raisons de sécurité oculaire. Pour cela, nous avons étudié et utilisé pour la première fois un nouvel absorbant saturable Co:ASL dans le laser Er-Yb:verre émettant autour de 1,55 μm . Les caractéristiques du laser utilisant cet absorbant sont comparables avec les résultats obtenus avec d'autres absorbants. De plus, l'isotropie de l'absorption de Co:ASL nous a permis de réaliser un microlaser qui émet des impulsions, de puissance crête importante, contenant simultanément les deux états propres. La fréquence de battement est accordable jusqu'à 19 GHz. Nous avons également mis en évidence le fait que le battement n'est malheureusement pas cohérent d'impulsion à impulsion dans de tels lasers. Ceci s'explique par la variation de la fréquence de battement mais surtout par l'instabilité de sa phase puisque chaque mode du laser commence avec une phase aléatoire à chaque impulsion (l'amplitude du champ laser s'annule entre les impulsions). Pour résoudre ce problème, nous avons développé ensuite une nouvelle méthode qui permet d'obtenir des impulsions bi-fréquences, à 1064 nm et à 1550 nm, avec des battements cohérents d'une

impulsion à l'autre. Le principe de la technique se base sur la résonance entre la fréquence de la modulation de la puissance de pompe et la fréquence de l'oscillation de relaxation du laser continu bi-fréquence. En modulant faiblement la puissance de la pompe autour de la fréquence de résonance, le laser émet des impulsions bi-fréquences stables avec le taux de répétition fixé par la fréquence de modulation. De plus, l'intensité du laser, autrement dit le flux des photons laser, ne tombe pas complètement à zéro entre les impulsions. La phase du laser est ainsi conservée d'une impulsion à l'autre. Par conséquent, le battement entre deux modes propres est cohérent d'impulsion à impulsion. Par cette technique, on s'affranchit des influences de la gigue de fréquence et de la phase sur la cohérence du battement.

Les résultats obtenus dans ce chapitre sont intéressants pour beaucoup d'applications, notamment le lidar-radar Doppler dont le principe est présenté dans le premier paragraphe. Dans le but d'élargir les applications de ce type de source, comme la détection sous-marine ou la génération de micro-ondes, nous cherchons à construire le même type de lasers mais émettant dans le visible. Pour cela, nous allons utiliser des techniques de l'optique non linéaire dans le chapitre suivant.

Chapitre 3
**Conversion de fréquence et
applications**

Chapitre 3

Conversion de fréquence et applications

I. Introduction

Nous avons vu dans le chapitre précédent l'intérêt des sources impulsionnelles bi-fréquences (pour le lidar-radar par exemple) et la possibilité de les construire à partir de lasers solides pompés par diodes. Cependant, ces lasers ne fonctionnent que dans l'infrarouge, à 1064 nm ou à 1550 nm, pour des raisons de disponibilités de matériaux laser et des diodes de pompe. Or, nous savons que pour les applications telles que la détection sous-marine, la génération de micro-ondes et d'ondes sub-millimétriques, et également pour les applications dans le domaine de la médecine, les sources bi-fréquences dans le visible pourraient s'avérer utiles. En effet, l'eau absorbe moins dans le vert que dans le rouge ou l'infrarouge et les matériaux utilisés le plus souvent pour générer des micro-ondes ou des ondes sub-millimétriques sont en GaAs et n'absorbent donc pas au delà de 870 nm. Pour répondre à ces besoins, nous allons dans ce chapitre étudier différentes méthodes utilisant les effets non linéaires optiques pour convertir les fréquences des lasers bi-fréquences émettant dans l'infrarouge afin d'obtenir des sources dans le visible. En effet, les phénomènes d'optique sont dits non linéaires lorsque la réponse du matériau à un champ optique appliqué dépend d'une manière non linéaire de l'amplitude de ce champ optique, comme montré expérimentalement

pour la première fois par FRANKEN *et al.* en 1961 [132]. Il existe ainsi de nombreux processus non linéaires qui permettent de changer la longueur d'onde de la source infrarouges tels que la génération de seconde harmonique, de troisième harmonique, de fréquence somme, etc. [51]. Avec nos sources fondamentales contenant simultanément deux modes de polarisations orthogonales avec les deux fréquences propres correspondantes, nous nous intéressons donc aux générations de seconde harmonique et de fréquence somme de ces deux fréquences, comme l'illustre la Figure 37. Cependant, plusieurs questions se posent dans ce cas : (i) quelle méthode, hors cavité ou intracavité, utiliser pour réaliser la conversion de fréquence ? (ii) quel type de cristal non linéaire utiliser pour convertir simultanément les deux fréquences ? (iii) quelle fréquence obtient-on, la somme ou le doublage ? (iv) quelles seront les caractéristiques de la source après la conversion ?

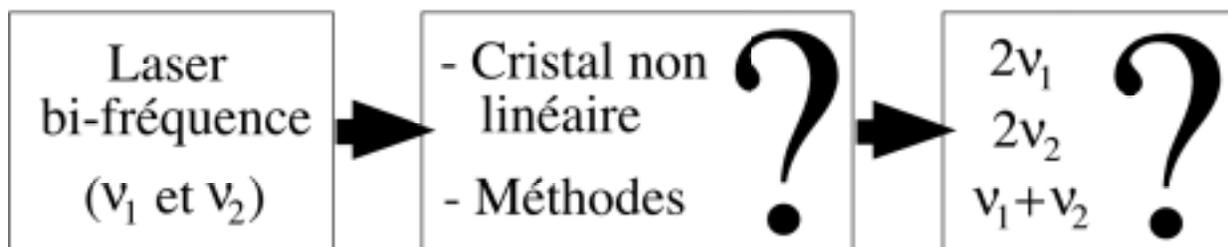


Figure 37 : Représentation schématique du problème de conversion de fréquence d'un laser bi-fréquence.

Concernant les cristaux non linéaires, nous faisons quelques rappels sur la notion importante d'*accord de phase*. En effet, la vitesse de propagation de l'onde de pompe à travers le cristal est fixée par l'indice de réfraction du mode à cette longueur d'onde. Cette onde crée une polarisation non linéaire. La phase de cette polarisation est donc fixée par l'indice du mode à la longueur d'onde de pompe. L'onde harmonique créée se propage dans le cristal avec une vitesse fixée par l'indice du mode à la longueur d'onde harmonique. Du fait de la dispersion de l'indice de réfraction, un désaccord de phase apparaît, au cours de la propagation, entre l'onde non linéaire déjà générée (onde libre) et la polarisation non linéaire créée (onde liée). Ce

désaccord de phase limite la longueur (en général, de quelques micromètres), dite longueur de cohérence, sur laquelle la génération de seconde harmonique est efficace. Pour obtenir des rendements de conversion importants, il est nécessaire de limiter ce désaccord de phase, ceci afin d'obtenir des longueurs d'interaction utiles importantes, de l'ordre du centimètre. Plusieurs méthodes peuvent résoudre ce problème : réglage de l'accord de phase par (i) variation de la température (méthode non critique), par (ii) orientation du cristal (méthode critique), et par (iii) modification périodique de la polarisation non linéaire (méthode artificielle). Mais laquelle est utile pour notre cas ? La réponse dépend peut-être de la différence de fréquence entre les deux modes propres du laser. En effet, pour le laser bi-fréquence GHz (la différence de fréquence entre deux modes propres est dans la gamme GHz), un cristal taillé à l'accord de phase, à une température choisie, suffit pour doubler simultanément les deux fréquences car l'acceptance spectrale des cristaux est en général de l'ordre de quelques dizaines de GHz. Par contre, pour le laser bi-fréquence THz (la différence de fréquence entre deux modes propres est dans la gamme THz), la méthode de modification périodique de la polarisation non linéaire est nécessaire pour pouvoir obtenir la condition de quasi-accord de phase dans une large bande spectrale en jouant sur la période de modulation. De plus, dans le cas du laser bi-fréquence THz, une fréquence pourra être fixée tandis que l'autre est balayée loin de celle-ci de quelques THz. Un cristal spécifique sera nécessaire afin d'assurer simultanément l'accord de phase pour ces deux fréquences.

Par ailleurs, on sait que l'efficacité de l'effet non linéaire dépend de la puissance de l'onde fondamentale. Pour que ce soit efficace, il faut avoir à l'entrée du cristal non linéaire une puissance importante. Pour cela, nous pouvons soit amplifier la puissance du laser, qui est typiquement de l'ordre de quelques dizaines de milliwatts, ou introduire le cristal non linéaire directement à l'intérieur de la cavité laser afin de profiter de la grande intensité intracavité, qui est typiquement cent fois plus grande que l'intensité laser à la sortie. Là encore, le choix de la méthode de conversion dépend du type de laser : GHz ou THz ? cavité longue ou courte ? De plus, l'introduction du cristal non linéaire dans la cavité pourra poser un problème sur le fonctionnement des deux modes à la fréquence fondamentale. Pour ce cas, le type de cristal non

linéaire et les orientations de tous les éléments du laser doivent être étudiés afin d'assurer la simultanéité des deux modes du laser et l'efficacité du doublage ou de la somme des deux fréquences.

Par conséquent, nous allons dans ce chapitre étudier théoriquement et expérimentalement quelques méthodes de conversion de fréquence utilisant les effets non linéaires pour obtenir les sources bi-fréquences dans le visible. Nous allons étudier les cristaux non linéaires et les méthodes de conversion pour chaque laser : en régimes impulsionnel et continu. Les propriétés du laser bi-fréquence après la conversion seront caractérisées. Quelques tests des applications de ces sources bi-fréquences dans le visible seront également présentées.

II. Conversion de fréquence hors cavité

1. Introduction

Nous allons tout d'abord réaliser des expériences de conversion de fréquence hors cavité en utilisant les deux types de lasers impulsionnels bi-fréquences décrits dans le chapitre précédent, Nd:YAG–Cr:YAG à 1064 nm et Er-Yb:verre–Co:ASL à 1550 nm. Pour cela, nous allons utiliser des cristaux non linéaires dans lesquels le signe de la susceptibilité d'ordre deux est modulé périodiquement (cristal à polarisation périodique). Le schéma de conversion de fréquence est modélisé comme présenté dans la Figure 38. Une fois les impulsions bi-fréquences dans le visible obtenues, nous réaliserons quelques tests des applications comme le photo-mélange par exemple [133].



Figure 38 : Modélisation schématique de la conversion de fréquence pour obtenir des impulsions bi-fréquences dans le visible.

2. Conversion de fréquence : Résultats expérimentaux

2.1 De 1064 nm à 532 nm

Considérons le laser impulsionnel bi-fréquence Nd,Cr:YAG présenté dans la partie II du chapitre 2. Des impulsions dont la durée est contrôlable (entre 16 ns et 300 ns) contenant un battement ajustable (de 0 à 2,65 GHz) ont été obtenues à 1064 nm. Choisissons ici par exemple

une impulsion de durée 150 ns contenant deux modes propres dont la différence de fréquence est de 1 GHz. Ces impulsions sont envoyées à travers un isolateur afin d'éviter la contre-réaction du faisceau laser dans la cavité. Ceci a pour conséquence de projeter les polarisations des deux modes selon l'axe passant du polariseur de l'isolateur. Il en résulte un faisceau polarisé linéairement modulé en amplitude à la fréquence de battement [voir la Figure 28(b)]. Cela ne pose pas de problème, bien au contraire, pour le cristal non linéaire utilisé dans notre cas. En effet, pour le cristal non linéaire dont le signe de la susceptibilité est modulé périodiquement (quasi-accord de phase), la polarisation de l'onde fondamentale doit préférentiellement être linéaire et orientée suivant une seule direction privilégiée, pour laquelle le coefficient non linéaire effectif est grand et évitant les problèmes de double réfraction. La polarisation de l'onde générée dépend du cristal [51, 134, 135], de type I (la polarisation de l'onde générée est perpendiculaire à la polarisation de l'onde fondamentale) ou de type II (la polarisation de l'onde générée est parallèle à la polarisation de l'onde fondamentale).

Cependant, l'énergie de l'impulsion à travers l'isolateur n'est que de l'ordre de $0,1 \mu\text{J}$ (avec un taux de répétition des impulsions de 22 kHz). Pour que la conversion de fréquence soit efficace, nous avons besoin d'amplifier ce faisceau fondamental en le faisant traverser un amplificateur en régime impulsionnel [136]. Les impulsions sont donc amplifiées¹ (avec un gain de 600) par 4 passages dans un barreau de Nd:YAG pompé par une matrice de diodes laser. Nous obtenons, après amplification, des impulsions d'énergie $60 \mu\text{J}$ émises avec un taux de répétition de 10 Hz, imposé par la cadence des diodes de pompe de l'amplificateur. La forme et la modulation de l'impulsion sont ainsi conservées. Pour la conversion de fréquence, nous utilisons un cristal KTiOPO_4 dont le signe de la susceptibilité non linéaire est modulée périodiquement (PPKTP du type I) [133, 134]. La période d'inversion de signe est de $32 \mu\text{m}$, égale au double de la longueur de cohérence du cristal. Ce cristal de PPKTP a une longueur de 10 mm et est traité antireflet à 1064 nm et à 532 nm.

¹ Ce travail a été réalisé en collaboration avec Loïc Morvan (Thalès R&T).

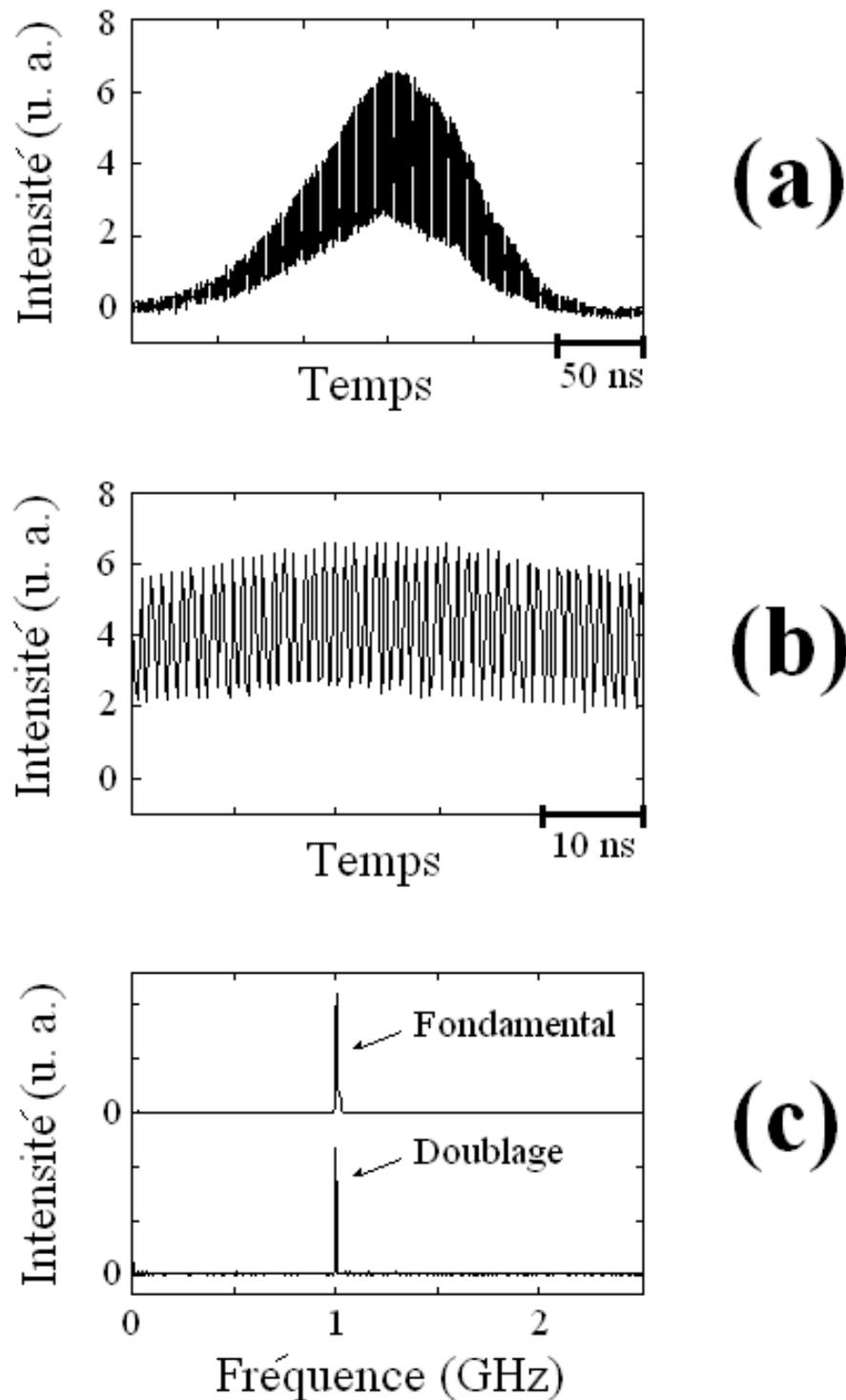


Figure 39 : (a) Impulsion à 532 nm obtenue à partir d'une impulsion à 1064 nm portant un battement à 1 GHz. (b) Zoom sur l'impulsion à 532 nm montre qu'elle est modulée à la fréquence du battement de l'impulsion fondamentale (1GHz). (c) Comparaison de la transformée de Fourier du signal fondamental et du signal converti en fréquence.

En focalisant les impulsions amplifiées à 1064 nm sur le cristal de PPKTP, nous obtenons ainsi des impulsions à 532 nm modulées en amplitude. L'observation montre qu'on obtient plutôt la somme de fréquence que le doublage. En effet, les Figures 39(a)-(b) représentent l'exemple d'une impulsion à 532 nm modulée à la fréquence du battement à 1 GHz du fondamental. Vu que la puissance de la lumière fondamentale est faible et l'efficacité de la somme de fréquence est quatre fois plus grande que celle du doublage [51], cette observation est tout à fait justifiée. En effet, la modulation de l'amplitude des impulsions à 532 nm peut être expliquée de deux façons. (i) Il y a la somme de deux fréquences ($\nu_1 + \nu_2$), terme dominant, et les doublage de ces deux fréquences ($2\nu_1$ et $2\nu_2$), termes plus petits. La modulation, due au battement entre la somme ($\nu_1 + \nu_2$) et l'un de deux termes de doublages ($2\nu_1$ ou $2\nu_2$), a finalement une fréquence $\Delta\nu$ [$(\nu_1 + \nu_2) - 2\nu_2$ (ou $2\nu_1) = \nu_1 - \nu_2 = \Delta\nu$], identique à la fréquence du battement à 1064 nm. Notons dans ce cas qu'il y a aussi le terme $2\Delta\nu$ [$2\nu_1 - 2\nu_2 = 2\Delta\nu$] dû au battement entre deux modes doublés, mais il est faible. (ii) Il n'y a que la somme des deux fréquences et l'amplitude des impulsions visibles est modulée à la fois à $\Delta\nu$ et à $2\Delta\nu$ due à la modulation de l'amplitude des impulsions fondamentales à la fréquence $\Delta\nu$. Pour toutes ces deux explications, les calculs théoriques montrent qu'il y a un rapport 4 entre les signaux de battement à $\Delta\nu$ et à $2\Delta\nu$. En puissance électrique (à l'analyseur de spectre), cela donne un rapport 16. De plus, par la transformée de Fourier de cette impulsion à 532 nm, nous n'obtenons qu'une fréquence à 1 GHz correspondant à la fréquence de battement ($\Delta\nu$) du fondamental comme le montre la Figure 39(c).

Ce résultat de conversion de fréquence est le même pour toutes les autres valeurs de différence de fréquences entre deux modes propres du laser fondamental, c'est à dire qu'on obtient toujours essentiellement la somme de fréquences pour toutes les fréquences de battement. Nous allons maintenant vérifier cette observation avec un autre type de laser.

2.2 De 1550 nm à 775 nm

Les impulsions bi-fréquences à 1550 nm ont été obtenues dans un laser Er-Yb:verre déclenché passivement par un absorbant saturable isotrope Co:ASL [114]. Nous allons maintenant tenter

de convertir les fréquences de ces impulsions pour obtenir des impulsions bi-fréquences dans le rouge. Pour cela, nous utilisons un cristal non linéaire de LiNbO_3 ayant une longueur de 10 mm^1 . Le signe de la susceptibilité non linéaire de ce cristal est modulé périodiquement avec une période de $19 \mu\text{m}$ (PPLN du type II). Le processus de conversion est présenté sur la Figure 38. Les impulsions à 1551 nm incidentes sur le PPLN sont également modulées en amplitude à la fréquence du battement entre deux modes propres du laser. L'observation montre encore une fois que la somme des deux fréquences est dominante dans ce processus de conversion. Nous obtenons ainsi les impulsions à $775,5 \text{ nm}$ modulées à la fréquence du battement des ondes fondamentales. La Figure 40 représente ainsi une impulsion à $775,5 \text{ nm}$ modulée avec une fréquence de 160 MHz , correspondant à la fréquence du battement dans les impulsions à 1551 nm présentées sur la Figure 34(a) [voir le chapitre 2].

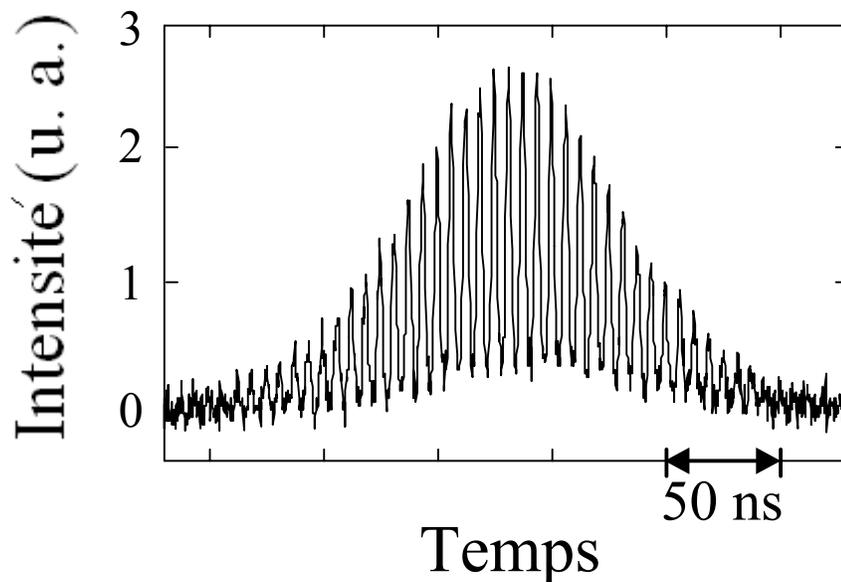


Figure 40 : Impulsion à $775,5 \text{ nm}$ obtenue par la conversion de fréquence du laser impulsif bi-fréquence Er-Yb:verre-Co:ASL en utilisant un cristal non linéaire PPLN (période d'inversion: $19 \mu\text{m}$). L'amplitude de l'impulsion est modulée à la fréquence du battement de deux modes fondamentaux (160 MHz).

¹ Ce cristal nous a été généreusement fourni par Pascal Baldi du Laboratoire de Physique de la Matière Condensée de Nice.

Notons qu'avec ce cristal l'efficacité de la conversion de fréquence est faible (l'amplitude crête de l'impulsion à 775,5 nm est de l'ordre de 3 mW), car la période de 19 μm du PPLN (à la température de 25°C) n'est pas tout à fait égale à la période de quasi-accord de phase pour la longueur d'onde de 1551 nm (voir les calculs dans la partie IV de ce chapitre).

Finalement, la conversion de fréquence hors cavité montre ainsi que les impulsions dans le visible modulées à la fréquence du battement entre deux états propres fondamentaux peuvent être obtenues. Ces impulsions bi-fréquences offrent des opportunités vis à vis des applications nécessitant des sources impulsives à modulation rapide dans le visible. Dans le paragraphe suivant, nous allons tenter d'utiliser ces impulsions visibles pour un premier test de photo-commutation.

3. Applications

Nous tentons maintenant d'utiliser les impulsions modulées, obtenues précédemment, pour photo-commuter le courant et générer des micro-ondes dans un photo-mélangeur en GaAs. Le principe de génération de photo-courant et de micro-ondes est le suivant [33, 39, 50]: un photo-commutateur est réalisé par deux contacts ohmiques déposés sur un matériau semi-conducteur, tel que le GaAs. Un faisceau de photons d'énergie $h\nu > E_g$, l'énergie de bande interdite du semi-conducteur, arrivant sur la surface de ce substrat semi-conducteur crée des paires électron-trou (donc les dipôles) dans celui-ci. Si à présent nous polarisons avec une tension continue V les deux contacts précédents, le champ électrique transverse dû à cette tension ($E = V/d$ où d est la distance entre deux électrodes) va ainsi créer un courant de déplacement. Simultanément, les charges sont aussi accélérées par ce champ électrique présent entre deux électrodes. Deux phénomènes concomitants se produisent alors : (i) il y a création d'une impulsion de courant se propageant sur la ligne de propagation formée par les électrodes: *photo-courant*, et (ii) il y a rayonnement de l'assemblée de dipôles soumis à une accélération: génération de *micro-ondes* (correspondant aux battements dans la gamme GHz). Vu le gap de GaAs ($E_g = 1,4$ eV), ce matériau est donc transparent à la lumière infra-rouge, et absorbe bien la lumière à 775 nm ou à

532 nm. Nous allons donc essayer d'utiliser les impulsions modulées à 532 nm pour ce test de génération de photo-courant et de micro-ondes.

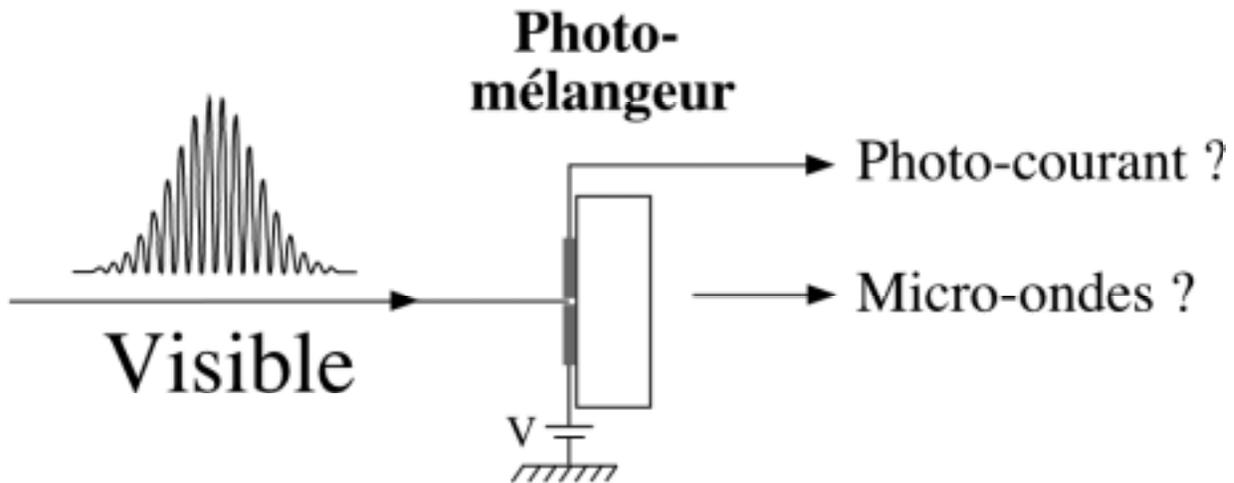


Figure 41 : Test de la génération de photo-courant et de micro-ondes en utilisant un photo-mélangeur en GaAs.

Le schéma de l'expérience est décrit sur la Figure 41. Le faisceau vert impulsionnel contenant un battement à 500 MHz [Figure 42(a)] est focalisé entre deux électrodes (séparées de 125 μm , sous une tension de polarisation de 5V) déposées sur le GaAs. Nous avons effectivement obtenu le photo-courant mesuré à la sortie d'une électrode, reproduit sur la Figure 42(b). De plus, on voit bien que l'amplitude de l'impulsion du photo-courant est modulée avec la même fréquence de modulation que l'impulsion à 532 nm. Notons que la profondeur de modulation dans ce cas est diminuée, à cause de la trop longue durée de vie des porteurs de GaAs (environ 1 ns).

D'après les discussions précédentes, un rayonnement micro-ondes doit être également généré à 500 MHz. Mais, malheureusement, ce signal n'est pas observé du fait que nous n'avons pas de moyens pour le détecter. En résumé, ce premier test montre que les générations de photo-courant et de micro-ondes sont tout à fait possibles en utilisant les impulsions bi-fréquences dans le visible. De plus, l'utilisation d'un photo-commutateur en LT-GaAs

(croissant à basse température) dont le temps de vie des porteurs est dans la gamme picoseconde permettrait d'observer des signaux à plus haute fréquence.

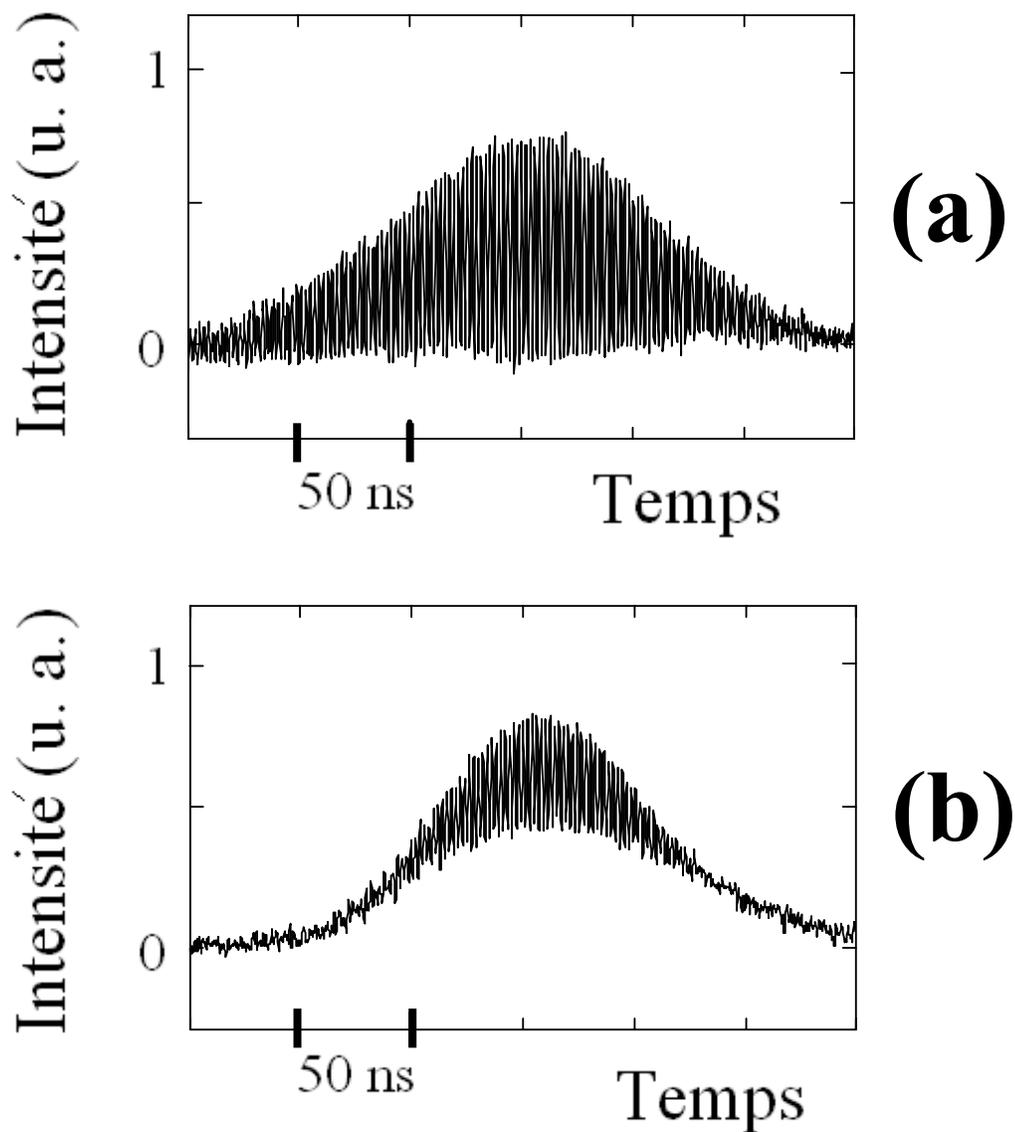


Figure 42 : (a) Impulsion à 532 nm contenant un battement à 500 MHz. (b) Signal de photo-courant contenant une modulation à 500 MHz obtenu par photo-commutation dans le substrat GaAs.

4. Conclusion et perspectives

En conclusion, nous avons réalisé dans cette partie des expériences de conversion de fréquence hors cavité. A partir des deux types de laser bi-fréquence, Nd:YAG déclenché passivement par Cr:YAG et Er-Yb:verre déclenché passivement par Co:ASL, nous avons obtenus des impulsions à 532 nm et à 775,5 nm modulées à la fréquence de battement dans la gamme GHz. Ces expériences montrent qu'avec deux états propres fondamentaux le processus de conversion de fréquence utilisant les cristaux modulés périodiquement (PPKTP et PPLN) est dominé par la somme de ces deux fréquences. Les premiers tests de générations de photo-courant et de micro-ondes ont été également réalisés. Par ailleurs, il faut noter que les impulsions dans le visible contiennent probablement une seule fréquence qui est la somme de fréquences de deux modes fondamentaux. Une question peut ainsi se poser : quelle méthode et quel cristal non linéaire permettraient de doubler simultanément les deux fréquences : $2\nu_1$ et $2\nu_2$? En effet, les applications dans le visible comme la détection sous-marine, par exemple, qui bénéficierait du concept de lidar-radar Doppler, n'ont pas besoin seulement d'impulsions modulées en amplitude mais également d'impulsions qui contiennent simultanément les deux fréquences. De plus, dans ces expériences de conversion hors cavité, les impulsions fondamentales doivent être amplifiées pour que l'effet non linéaire soit efficace. Cet étage d'amplification complique finalement la source bi-fréquence. Nous nous demandons si on ne pourrait pas simplifier le système en introduisant le cristal non linéaire dans la cavité par exemple.

Pour les diverses raisons mentionnées ci-dessus, nous allons dans la suite étudier et construire un laser impulsionnel bi-fréquence tout compact contenant un cristal non linéaire intracavité. Nous étudierons (i) dans quelles conditions les deux modes propres du laser peuvent osciller simultanément et (ii) dans quelles conditions nous obtenons simultanément les doublages et/ou la somme de ces deux fréquences.

III. Doublage intracavité utilisant les états propres hélicoïdaux

L'une des techniques les plus prometteuses pour l'obtention de nouvelles sources émettant dans le vert est le doublement de fréquence d'une source émettant dans le proche infrarouge. Pour obtenir des rendements de conversion importants, il est nécessaire d'avoir une puissance de l'onde fondamentale élevée. Pour cela, la méthode la plus simple et efficace est l'introduction du cristal non linéaire à l'intérieur de la cavité laser. Cependant, dans le cas du laser bi-fréquence, l'ajout d'un élément optique dans la cavité laser peut imposer des problèmes sur l'oscillation simultanée de deux modes. En effet, le cristal non linéaire présente une biréfringence qui modifiera en fait les chemins optiques de deux modes de polarisations du laser et donc leurs fréquences propres. De plus, nous avons vu dans le chapitre 2 que pour obtenir simultanément les deux modes, tous les éléments de la cavité, comme l'absorbant saturable, les lames quart d'onde, etc., doivent être orientés dans les directions bien choisies. Alors, quelles seront ces directions quand on introduit le cristal non linéaire dans la cavité ? Quelle sera le processus non linéaire privilégié, le doublage ou la somme de fréquence ? De plus, en supposant que les polarisations de deux modes fondamentaux sont orthogonales, le choix du cristal non linéaire, massif ou inversé périodiquement, du type I ou du type II [51], est important. Finalement, nous allons dans cette partie étudier et réaliser des expériences de conversion de fréquence d'un laser Nd:YAG–Cr:YAG bi-fréquence en utilisant un cristal de KTP. L'étude détaillée de la condition de l'oscillation simultanée de deux modes et de l'efficacité de conversion de fréquence sera présentée dans la publication jointe à ce paragraphe. Notons enfin que cette étude pourra également s'appliquer au laser Er-Yb:verre bi-fréquence déclenché passivement par Co:ASL en choisissant un cristal non linéaire adapté à la longueur d'onde de 1,55 μm .

Publication jointe:

NGOC DIEP LAI, MARC BRUNEL et FABIEN BRETENAKER

“Green two-frequency pulsed laser: intracavity doubling of helicoidal eigenstates”

J. Opt. Soc. Am. B **20**, 662-669 (2003)

Green two-frequency pulsed laser: intracavity doubling of helicoidal eigenstates

Ngoc Diep Lai, Marc Brunel, and Fabien Bretenaker

Laboratoire d'Electronique Quantique-Physique des Lasers, Unité Mixte de Recherche du Centre National de la Recherche Scientifique 6627, Université de Rennes I, Campus de Beaulieu, F-35042 Rennes Cedex, France

Received June 28, 2002; revised manuscript received October 28, 2002

We investigate, both theoretically and experimentally, how to build a pulsed intracavity-doubled two-frequency laser. To this aim, we use a Jones-matrix analysis in order to choose the orientations of the cavity anisotropies, namely, two quarter-wave plates, a passive Q -switch, and a doubling crystal. In particular, we find the conditions necessary for the simultaneous oscillation of the two eigenstates, depending on whether the doubling crystal is inserted between the quarter-wave plates or not. Continuous tuning of the frequency difference is provided by rotating one quarter-wave plate or the birefringent doubling crystal. Moreover, the efficiencies of second-harmonic generation and sum-frequency generation are controlled. The experimental results, obtained with a diode-pumped Nd:YAG–Cr:YAG laser intracavity doubled by a KTP crystal, are in agreement with the model. © 2003 Optical Society of America

OCIS codes: 140.3600, 140.3580, 140.7300, 140.3540, 190.2620.

1. INTRODUCTION

The production of highly coherent radiation in the visible spectrum is obtained with very good efficiencies by intracavity second-harmonic generation in diode-pumped solid-state infrared lasers. Compact all-solid-state single-frequency green laser sources are now commonplace in the laser field, either in cw^{1–4} or Q -switched^{5,6} regimes. Besides, there is a growing interest in beat-note-carrying optical sources, whose potential applications include microwave photonics⁷ and lidar–radars,^{8,9} for example. In particular, it has been shown that two-frequency diode-pumped solid-state infrared lasers are attractive in terms of beat-note tunability and spectral purity.^{10,11} In these lasers, adjustable two-frequency operation is obtained by inserting a phase anisotropic element inside the cavity, which lifts the frequency degeneracy for two orthogonal eigenpolarizations. Some applications would benefit from the existence of such sources in the visible spectrum. For underwater detection,¹² green light is mandatory. For microwave generation,¹³ usually opto-millimeter-wave components are inefficient in the infrared. Consequently, one can wonder whether tunable two-frequency infrared lasers can be frequency doubled. To obtain efficient nonlinear conversion of Q -switched pulses (typically in the nanosecond range), it is better to use intracavity second-harmonic generation. The aim of this paper is hence to investigate how to generate pulsed two-frequency green light by intracavity doubling.

Furthermore, in the case where two quarter-wave plates are used to create the adjustable linear phase anisotropy, the polarization of the electromagnetic field is either linear or circular, depending on the position inside the cavity. Namely, helicoidal eigenstate (or twisted-mode) oscillation is obtained.^{14,15} This raises the following questions: How does the doubling crystal modify the eigenpolarizations and eigenfrequencies of the laser?

What are the conditions for two-frequency oscillation? Can continuous tunability be kept? Which process, second-harmonic generation or sum-frequency generation, can be obtained depending on the relative positions and orientations of the quarter-wave plates and the frequency doubler?

To answer these questions, we consider in this paper a diode-pumped passively Q -switched solid-state laser containing two quarter-wave plates and a type II nonlinear crystal whose position may be varied inside the cavity. In Section 2, we first calculate the laser eigenstates using the resonance condition derived from a Jones-matrix analysis.^{16–18} Contrary to previous analyses with the Jones formalism,^{19,20} we focus here on the cases where the two eigenstates may oscillate simultaneously. The predictions coming out of this linear analysis are then compared in Section 3 with experimental results obtained on a 1064-nm Nd³⁺:YAG laser passively Q -switched by Cr⁴⁺:YAG saturable absorber and intracavity doubled by a KTiOPO₄ (KTP) crystal. The possibility of obtaining pulses at 532 nm carrying a tunable beat note is emphasized, as well as the orientations needed for the quarter-wave plates and doubling crystal to enhance either second-harmonic generation or sum-frequency generation. Finally, the results are summarized and discussed in Section 4.

2. THEORETICAL PREDICTIONS

In this section, we design the laser cavity that fulfills the conditions to obtain a pulsed two-frequency laser with intracavity type II second-harmonic generation. The Jones matrices corresponding to the various elements are derived, and the resonance condition is calculated for different positions of the doubling crystal inside the cavity. Based on this linear analysis, predictions on (i) the condi-

tions to obtain the two-frequency laser regime and (ii) second-harmonic generation and sum-frequency generation efficiencies are made.

A. Description of the Cavity and the Jones Matrices

Let us consider the optical cavity depicted in Fig. 1, whose propagation axis is z . It is closed with mirrors M_1 and M_2 and contains a Nd:YAG active medium. We choose as a reference frame the x and y directions given by the residual stress-induced birefringence axes of the active medium.²¹ In order to create an adjustable phase anisotropy, we insert two quarter-wave plates QWP_1 and QWP_2 inside the cavity. The neutral axes of QWP_1 are rotated by 45° with respect to x and y . The fast axis f of QWP_2 is rotated by an angle ρ with respect to x . With these elements, the laser eigenstates are then linearly polarized along the x and y axes in the active medium, helicoidally polarized between the two quarter-wave plates, and linear again at the output of the laser, making angles of $\pm 45^\circ$ to the fast axis of QWP_2 .^{14,15} In order to passively Q switch the laser, we choose a Cr^{4+} YAG saturable absorber. It is placed close to the active medium to benefit from the small beam radius, and hence the high intensity, in this part of the cavity. Due to the orientations of the dipole classes responsible for absorption at 1064 nm along the YAG crystallographic axes,^{22,23} two orthogonally polarized eigenstates can oscillate simultaneously only when they cooperate to saturate the different absorber classes.²⁴ Taking into account the eigenstate orientations prescribed by the quarter-wave plates (linearly polarized along x and y in that part of the cavity), we choose a [001]-cut crystal, and rotate the [100] and [010] crystallographic axes at 45° with respect to x and y . We then expect x and y eigenstates to bleach the [100]- and [010]-dipole classes concomitantly.²⁴ Finally, in order to generate the second harmonic, we insert inside the cavity a KTP crystal cut for type II phase matching. Since the cavity exhibits polarizations of different nature at differ-

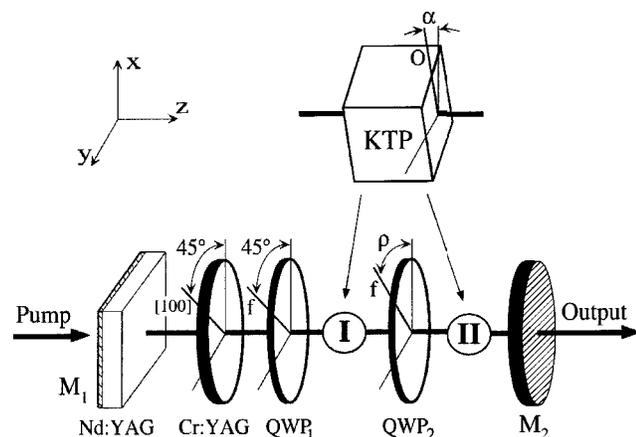


Fig. 1. Schematic diagram of the tunable two-frequency passively Q -switched and intracavity frequency-doubled laser: Nd:YAG, active medium; Cr:YAG, saturable absorber; [100], direction of the [100] axis; QWP_1 , QWP_2 , quarter-wave plates; f , fast axes of QWP_1 and QWP_2 ; ρ , angle between the fast axis of QWP_2 and the x axis; KTP, doubling crystal; o , KTP ordinary axis; α , angle between o and the x axis; M_1 , plane mirror; M_2 , concave mirror. Case I: KTP is set between QWP_1 and QWP_2 . Case II: KTP is set between QWP_2 and M_2 .

ent positions, we consider two possible places for this crystal: either between the quarter-wave plates (case I), or outside the quarter-wave plates (case II).

With all these elements in the laser, the determination of the characteristics, i.e., intensity, spatial distribution of polarization, and frequency, of the eigenstates is performed through the resonance condition,

$$\mathbf{M}\mathbf{E} = \lambda\mathbf{E}, \quad (1)$$

where \mathbf{M} is the 2×2 Jones matrix¹⁶ representing one round trip inside the cavity, \mathbf{E} is the electric field containing the polarization, intensity, and phase of the electromagnetic field, and λ is the corresponding eigenvalue. Neglecting the contributions of the active medium and of the saturable absorber in this linear analysis, the Jones matrix that describes the propagation for one round trip in the cavity starting from the input mirror M_1 is

$$\mathbf{M} = \mathbf{L}\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4}\right)\mathbf{L}(\delta, \alpha)\mathbf{L}\left(\frac{\pi}{2}, \rho\right)\mathbf{L}\left(\frac{\pi}{2}, \rho\right)\mathbf{L}(\delta, \alpha)\mathbf{L}\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4}\right) \quad (2)$$

for case I and

$$\mathbf{M} = \mathbf{L}\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4}\right)\mathbf{L}\left(\frac{\pi}{2}, \rho\right)\mathbf{L}(\delta, \alpha)\mathbf{L}(\delta, \alpha)\mathbf{L}\left(\frac{\pi}{2}, \rho\right)\mathbf{L}\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4}\right) \quad (3)$$

for case II, where $\mathbf{L}(\psi, \beta)$ is the Jones matrix of a linear birefringence of retardance ψ oriented at an angle β with respect to x :

$$\mathbf{L}(\psi, \beta) = \mathbf{R}(\beta)\mathbf{L}(\psi, 0)\mathbf{R}(-\beta), \quad (4)$$

with

$$\mathbf{L}(\psi, 0) = \begin{bmatrix} \exp(-i\psi/2) & 0 \\ 0 & \exp(i\psi/2) \end{bmatrix}, \quad (5)$$

and

$$\mathbf{R}(\beta) = \begin{bmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix}, \quad (6)$$

which is the usual rotation matrix. In Eqs. (2) and (3), ρ and α are the angles of the fast axis of QWP_2 and of the ordinary axis of KTP with respect to the x axis, respectively, and δ is the phase retardance of the KTP. Indeed, the $KTiOPO_4$ is a biaxial crystal cut for type II phase matching at 1064 nm ($\theta = 90^\circ$, $\phi = 23.9^\circ$). With this orientation, (i) walk-off is negligible, and (ii) the crystal can be modeled by one ordinary axis and one extraordinary axis orthogonal to the propagation axis, as a uniaxial crystal.

Thus, depending on the position of the KTP inside the cavity, matrix \mathbf{M} can be derived from Eq. (2) or Eq. (3), leading to different eigenstates that are now calculated. Note that, as the two-frequency regime is strongly dependent on the orientations of the eigenstates in the saturable absorber,²⁴ we focus in both cases I and II on the possibility of having linear eigenstates along x and y axes in the saturable absorber.

B. KTP between the Two Quarter-Wave Plates (Case I)

We calculate the eigenvectors of Eq. (1) when \mathbf{M} is given by Eq. (2). Of course, since no loss-type anisotropy has been taken into account in the model, the two eigenstates are always orthogonal to one another throughout the cavity. In general, the eigenstates are linearly polarized on both mirrors and elliptical between the two quarter-wave plates. That the eigenstates are always linear on the mirrors is demonstrated in Appendix A for an arbitrary number of wave plates with arbitrary orientations. The directions of the linear polarizations on the mirrors, as well as the ellipticity of the polarizations between the quarter-wave plates, depend on the three parameters ρ , α , and δ . However, when δ is an integer multiple of π , it appears that the two eigenvectors are linearly polarized along the x and y axes between QWP₁ and M₁, independently of α and ρ . This is illustrated in Fig. 2, where the angles $(\mathbf{x}, \mathbf{E}_1)$ and $(\mathbf{x}, \mathbf{E}_2)$ made by the two eigenvectors \mathbf{E}_1 and \mathbf{E}_2 with \mathbf{x} are plotted versus δ for $\alpha = \pi/9$ and $\rho = \pi/5$. In the case where $\delta \equiv 0 [\pi]$, the eigenstates are then circularly polarized between the quarter-wave plates and the KTP, yielding the so-called helicoidal eigenstates (or twisted modes). In particular, when the KTP acts as a half-wave plate ($\delta \equiv \pi [2\pi]$), the helix handedness changes its sign from one side of the KTP to the other, leading to so-called double-helicoidal eigenstates.²⁵ Finally, since the polarizations are circular between the quarter-wave plates and the KTP, the ellipse principal directions stay at 45° with respect to the ordinary and extraordinary KTP axes, independently of α . This is of interest because we can then expect to have equal efficiencies for both eigenstates in the second-harmonic generation process. One can hence expect that, in the particular case where δ is an integer multiple of π , (i) the two laser eigenstates oscillate simultaneously, since their orientations are along \mathbf{x} and \mathbf{y} in the saturable absorber, and (ii) second-harmonic generation is optimized for both eigenstates, since the eigenstate orientations are at 45° of the doubling-crystal axes. Note that these features are found independently of α . We hence focus on this special case for the calculation of the laser eigenfrequencies. Using $\delta \equiv 0 [\pi]$, we solve $\arg(\lambda) \equiv 0 [2\pi]$, which yields the laser eigenfrequencies ν_1 and ν_2 . On the one hand, when $\delta \equiv 0 [2\pi]$, one finds

$$\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1 = \frac{c}{4L} \left(1 - \frac{4\rho}{\pi} \right), \quad (7)$$

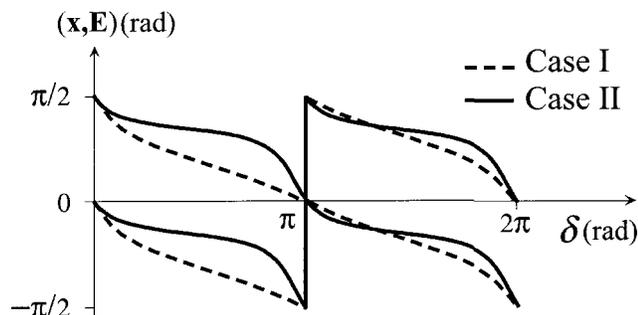


Fig. 2. Theoretical polarizations of the two fundamental eigenstates for different values of δ when $\alpha = \pi/9$ and $\rho = \pi/5$.

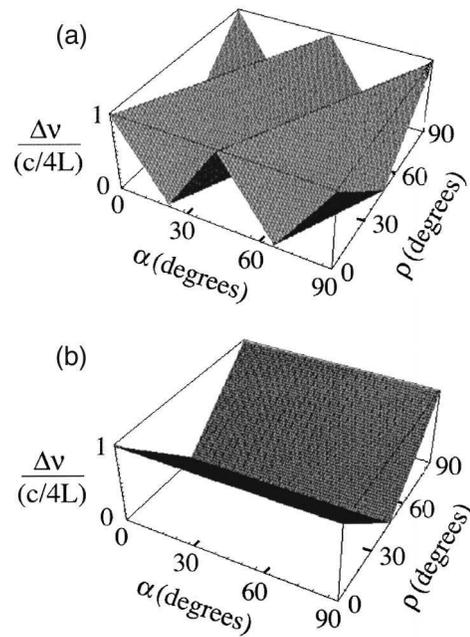


Fig. 3. Theoretical beat note between the two fundamental eigenfrequencies as a function of ρ and α when $\delta = \pi$ and cavity length $L = 9.7$ cm: (a) case I, (b) case II.

where c is the velocity of light in vacuum and L is the optical length of the cavity. On the other hand, when $\delta \equiv \pi [2\pi]$, one finds

$$\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1 = \frac{c}{4L} \left[1 - \frac{4}{\pi} (2\alpha - \rho) \right]. \quad (8)$$

Hence this relation shows that the frequency difference depends on both orientations of KTP and QWP₂, as depicted in Fig. 3(a). For a fixed value of α , the beat frequency evolves linearly with ρ , from 0 to $c/4L$, as in the usual case of a two-frequency laser without the doubling crystal. Moreover, here, the frequency difference is also continuously tunable by varying the doubling-crystal angle. Note that in the example depicted in Fig. 3(a), the doubling crystal acts as a half-wave plate ($\delta = \pi$). For $\delta 0 [\pi]$, this picture gets more complicated, since the variations of the beat frequency with either α or ρ are no longer linear, but these cases are not relevant to our concern, since the two eigenstates are not expected to oscillate simultaneously. In case I treated here, we thus predict that the eigenfrequencies depend on both ρ and α , but the polarizations in the KTP crystal do not depend on these angles as long as $\delta \equiv 0 [\pi]$. In case II, since the eigenstates are linearly polarized on the mirrors, the polarization impinging on the KTP is no longer circular, and the present conclusions do not apply.

C. KTP between the QWP₂ and the Output Mirror (Case II)

From the resolution of Eq. (1) using \mathbf{M} given by Eq. (3), we find that, here again, the eigenstates are always linearly polarized on the mirrors (see also the appendix for a general proof). In the general case, the polarizations of the eigenvectors are elliptical between QWP₁ and the KTP. Moreover, it appears that the polarization direc-

tions of the eigenstates on input mirror M_1 depend on the phase difference δ of KTP. Namely, it can be seen in Fig. 2 that the eigenvectors \mathbf{E}_1 and \mathbf{E}_2 are aligned with x and y only when $\delta \equiv 0$ [π]. Consequently, similarly to case I, the necessary condition to align the eigenstates with x and y in the saturable absorber is that the phase difference δ of KTP must be equal to an integer multiple of π . However, contrary to case I, the frequency difference between the two eigenstates is given by Eq. (7) for $\delta \equiv 0$ [π]. It does not depend on the orientation of the KTP crystal any more [see also Fig. 3(b)]. Indeed, when the KTP acts as a half-wave plate, it just changes the polarization direction of the eigenstates in that part of the cavity, but not their frequency difference. Furthermore, the polarizations are linear on both sides of the KTP, with their directions depending on ρ and α . One can hence expect that the efficiencies of second-harmonic and sum-frequency generation also depend on both ρ and α .

D. Prediction of the Second-Harmonic Generation and Sum-Frequency Generation Efficiencies

As mentioned earlier, the KTiOPO_4 is a biaxial crystal. However, with the orientation chosen for type II phase matching at 1064 nm, the crystal can be modeled with one ordinary axis and one extraordinary axis orthogonal to the propagation axis, as a uniaxial crystal. The polarization P in the crystal can be calculated^{26,27} as

$$P(t) = d_{\text{eff}} E_o E_e, \quad (9)$$

where d_{eff} is the effective nonlinear coefficient of KTP. E_o and E_e are the sums of the eigenstate components along the KTP ordinary and extraordinary axes, respectively:

$$E_o = E_{1o} \exp[i(2\pi\nu_1 t + \varphi_1)] + E_{2o} \exp[i(2\pi\nu_2 t + \varphi_2)], \quad (10a)$$

$$E_e = E_{1e} \exp[i(2\pi\nu_1 t + \varphi_1)] + E_{2e} \exp[i(2\pi\nu_2 t + \varphi_2)]. \quad (10b)$$

$[E_{1o}, E_{1e}]$ and $[E_{2o}, E_{2e}]$ are deduced from eigenvectors \mathbf{E}_1 and \mathbf{E}_2 on mirror M_1 by use of the propagation matrix from mirror M_1 to the KTP, and the rotation matrix to the KTP basis,

$$\begin{bmatrix} E_{io} \\ E_{ie} \end{bmatrix} \equiv \sqrt{I_i} \begin{bmatrix} o_i \\ e_i \end{bmatrix} = \mathbf{R}(-\alpha) \mathbf{L} \left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4} \right) \mathbf{E}_i, \quad (11)$$

in case I, and

$$\begin{bmatrix} E_{io} \\ E_{ie} \end{bmatrix} \equiv \sqrt{I_i} \begin{bmatrix} o_i \\ e_i \end{bmatrix} = \mathbf{R}(-\alpha) \mathbf{L} \left(\frac{\pi}{2}, \rho \right) \mathbf{L} \left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4} \right) \mathbf{E}_i \quad (12)$$

in case II, with $i = 1, 2$. In Eqs. (11) and (12), I_i is the intensity of eigenstate i , and o_i and e_i are the normalized components of the electric fields on the ordinary and extraordinary KTP axes, respectively. Using these definitions, we finally find the time-averaged output power I to be

$$I \propto \langle P(t)P(t)^* \rangle = d_{\text{eff}}^2 [I_1^2 |o_1 e_1|^2 + I_2^2 |o_2 e_2|^2 + I_1 I_2 |o_1 e_2 + o_2 e_1|^2]. \quad (13)$$

On the right-hand side of Eq. (13), the first two factors in the brackets correspond to second-harmonic generation,

and the last term corresponds to sum-frequency generation. These two processes are sketched in Fig. 4(a). We further assume that the two eigenstates oscillate with the same intensity and define the doubling efficiency as

$$D_k = |e_1 o_1|^2 + |e_2 o_2|^2 \quad (14)$$

and the sum efficiency as

$$S_k = |o_1 e_2 + o_2 e_1|^2, \quad (15)$$

where $k = \text{I, II}$, corresponding to case I and II, respectively. These efficiencies are plotted in Fig. 4(b) versus ρ when $\alpha = \pi/4$ and $\delta = \pi$. In case I, since the polarizations incident on KTP are circularly polarized, independently of ρ , the doubling efficiency is optimized for all ρ . Moreover, the projections of the two eigenstates on one KTP axis interfere destructively with the projections on the other KTP axis. Indeed, in Eq. (15), $o_1 = o_2 = \sqrt{2}/2$ and $e_1 = -e_2 = i\sqrt{2}/2$ yield $S_I = 0$. This result shows that in case I, we can expect to obtain two adjustable wavelengths at 532 nm with constant amplitudes. So, we expect to observe only one beat-note component at a doubled frequency $2\Delta\nu = (2\nu_2 - 2\nu_1)$, for all values of ρ and α [see Fig. 4(a)]. Note that, in the particular case $\rho = 45^\circ$, this analysis is consistent with earlier results obtained with a similar cavity.²⁸

In case II, however, the doubling and sum coefficients vary with ρ , as shown in Fig. 4(b). Indeed, since the eigenvectors rotate with ρ in the part of the cavity containing the KTP, maximum second-harmonic generation is obtained when $\rho = 45^\circ$, whereas maximum sum-frequency generation is found at $\rho = 0^\circ$ or 90° . Note that this is consistent with previous results obtained with only one quarter-wave plate inside the cavity.^{19,29} Finally, depending on ρ and α , three wavelengths at around

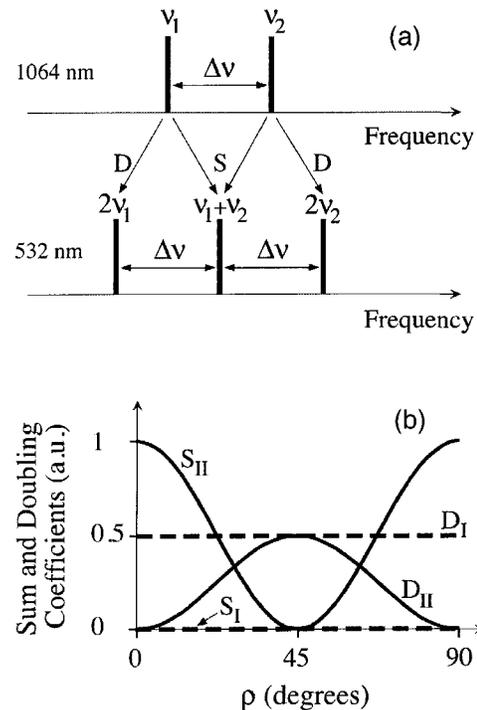


Fig. 4. Sum-frequency coefficient S_k and second-harmonic coefficient D_k plotted versus ρ with $\alpha = 45^\circ$. $k = 1, 2$ for case I and case II, respectively.

532 nm can oscillate [corresponding to frequencies $2\nu_1$, $\nu_1 + \nu_2$, and $2\nu_2$, as shown in Fig. 4(a)]. Therefore two adjustable beat frequencies are expected, one at $\Delta\nu = (\nu_1 + \nu_2) - 2\nu_1 = 2\nu_2 - (\nu_1 + \nu_2)$ and one at $2\Delta\nu = (2\nu_2 - 2\nu_1)$.

From this theoretical analysis, we thus predict that pulsed tunable two-frequency regimes can be obtained with a type II phase-matched crystal in a cavity bearing helicoidal eigenstates. Furthermore, depending on the position of the doubling crystal, we expect to control second-harmonic and/or sum-frequency generation.

3. EXPERIMENTAL RESULTS

A. Experimental Setup

The experiments are performed with the laser cavity shown in Fig. 1. The active medium is a 1-mm-long, 1% at. doped, Nd:YAG crystal with a dichroic input face M_1 (high transmission at 808 nm and high reflection at 1064 nm) and an antireflection-coated output face. The saturable absorber is a 1-mm-long [001]-cut Cr^{4+} :YAG plate, which is antireflection coated at 1064 nm. Its small-signal intensity transmission is 85%. The two quarter-wave plates (QWP_1 and QWP_2) are antireflection coated at 1064 nm on both faces. QWP_2 can be rotated around the z axis by an angle ρ between its fast axis and the x axis. The doubling crystal is a 10-mm-long type II KTP ($\theta = 90^\circ$, $\phi = 23.9^\circ$) which is antireflection coated at 1064 nm and at 532 nm. It can be rotated around the z axis by an angle α between its ordinary axis and the x axis. This KTP is introduced at position I or at position II, corresponding to cases I and II discussed in Section 2, respectively. The 9.7-cm-long laser cavity is closed by M_1 and a 100-mm radius-of-curvature output-coupling mirror M_2 with 1% intensity transmission at 1064 nm. The laser is longitudinally pumped at 808 nm by a fiber-coupled laser diode. The end of the fiber is simply butted against the Nd:YAG crystal. At the laser output, fundamental and harmonic radiations are separated and analyzed. The laser threshold is obtained for 670-mW incident power on the active medium. At a pump power of ~ 1 W, we obtain a train of Q -switched pulses, both at 1064 nm and 532 nm, with a repetition rate equal to 5.5 kHz. The average output powers are ~ 1 mW at 1064 nm and ~ 2.5 mW at 532 nm. In all the experiments described below, the laser oscillates in a single longitudinal and transverse mode.

B. Observation of the Two-Frequency Pulses

We choose to insert the KTP crystal between QWP_1 and QWP_2 (case I) with $\alpha = 0^\circ$. From the theoretical analysis of Section 2, we expect the two-frequency regime to be obtained when the phase retardance δ of KTP is an integer multiple of π . Indeed, in the general case, we do not observe the simultaneous emission of the two eigenstates in every pulse. We rather observe either the emission of a single eigenstate or the alternate emission of the two eigenstates in the train of pulses. The simultaneous emission is obtained with $\delta = \pi$ by a careful rotation of the KTP crystal with respect to the x and y axes. As expected, we then observe, through a linear polarizer, intensity-modulated pulses. Figure 5(a) shows one of the

pulses at the fundamental wavelength: it is 100 ns long (FWHM) and contains the expected beat note, here at $\Delta\nu = 176$ MHz, corresponding to $\rho = 33^\circ$. By rotating the polarizer, we verify that the two eigenstates are linear and orthogonal, as expected from the Jones-matrix analysis. Moreover, we find that, in this case, the pulse intensity at 532 nm is modulated at the frequency of $2\Delta\nu = 352$ MHz, as shown by Fig. 5(b). Note that no polarizer is needed to observe the beat note at 532 nm since the upconverted radiations are all emitted along the extraordinary direction of KTP (type II phase matching). This first observation hence confirms that two fundamental eigenstates can be simultaneously doubled and yield a train of two-frequency pulses in the visible spectrum. Furthermore, we also verify that case II also permits obtaining such a train of intensity-modulated Q -switched pulses. We check in the following that the modulation frequency can be controlled.

C. Tunability of the Beat Frequency

To test the predictions of the model, we insert the KTP between QWP_1 and QWP_2 (case I) and fix arbitrarily $\alpha = 45^\circ$. In this case, the beat frequency is expected to be tunable from $c/4L = 720$ MHz to 0 when ρ varies from 0 to 45° [see Fig. 3(a)]. Figure 6(a) shows the experimentally measured beat frequency at 1064 nm when QWP_2 is rotated. We find that it is continuously adjustable, in agreement with the theoretical prediction. Moreover, exactly the same curve is witnessed in case II, also in agreement with the model [compare Figs. 3(a) and 3(b) when $\alpha = 45^\circ$].

We now fix ρ at 45° , for example, and vary α from 0 to 45° . In this case, the beat frequency is expected to be tunable from 0 to $c/4L = 720$ MHz when α varies from 0

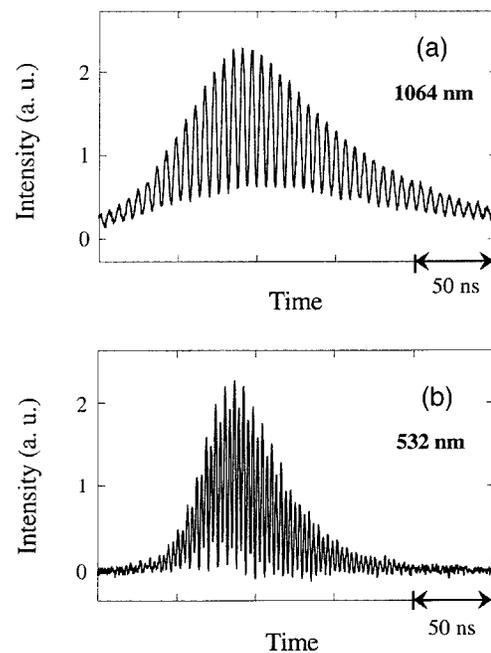


Fig. 5. Experimental recording of a pulse when $\delta = \pi$, $\alpha = 0^\circ$, and $\rho = 33^\circ$. (a) Pulse at 1064 nm exhibiting a beat note at $\Delta\nu = 176$ MHz; (b) pulse at 532 nm exhibiting a beat note at $2\Delta\nu = 352$ MHz.

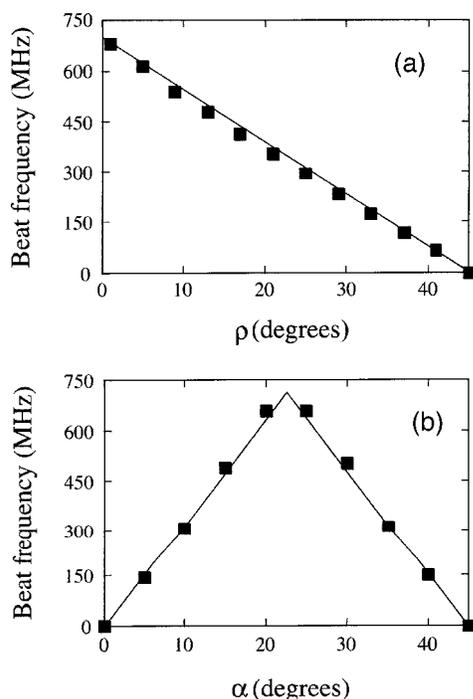


Fig. 6. Squares: experimental beat frequency at 1064 nm measured (a) versus angle ρ for both cases I and II with $\alpha = 45^\circ$, and (b) versus angle α for case I with $\rho = 45^\circ$. Solid curves: theory. The frequency difference is continuously tunable up to $c/4L = 720$ MHz.

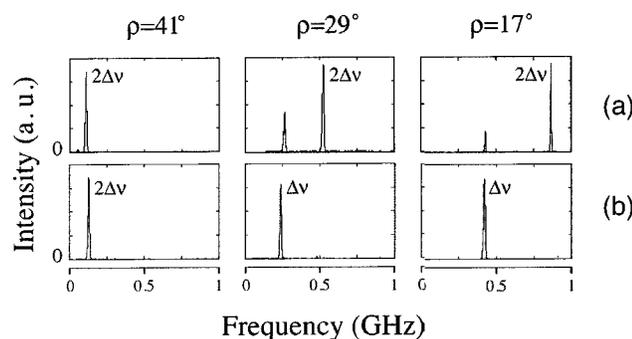


Fig. 7. Experimental beat-note spectra at 532 nm for different values of ρ when $\alpha = 45^\circ$: (a) case I, (b) case II. Note in case II the conversion from $2\Delta\nu$ to $\Delta\nu$ when ρ is varied.

to 22.5° , and then from $c/4L$ to 0 when α varies from 22.5° to 45° [see Fig. 3(a)]. Figure 6(b) shows the experimentally measured beat frequency at 1064 nm when the KTP is rotated around the z axis. We observe that it is continuously adjustable again, also in agreement with the theoretical prediction. However, in case II now, we observe experimentally that the beat frequency is not tunable with α any more. This also confirms the Jones matrix analysis [see Fig. 3(b)]. We now focus on the analysis of the beat note at 532 nm, for which second-harmonic generation together with sum-frequency generation changes the picture slightly.

D. Beat-Note Spectra at 532 nm

When the KTP is placed in position I, we choose $\alpha = 45^\circ$ and observe the electrical spectrum of the pulses

at 532 nm. From the efficiencies calculated in Section 2, only second-harmonic generation is expected to occur, since the eigenstates in the KTP stay oriented at 45° of the ordinary and extraordinary axes [see S_I and D_I in Fig. 4(b)]. We hence expect to have an adjustable beat frequency at $2\Delta\nu$. This is indeed the result shown in Fig. 7(a), even if a small peak at $\Delta\nu$ is still present in the beat-note spectrum. This peak comes from residual sum-frequency generation because the eigenstates are slightly different from the ones expected from our linear analysis. This can be because of the presence of residual anisotropies or because the second-harmonic process slightly modifies the polarizations of the eigenstates. Rotating QWP₂, we observe that the peak intensity corresponding to $2\Delta\nu$ is continuously tunable from 0 to 1440 MHz. Furthermore, we check that this tunability is observed for all values of α .

In contrast with this first case, when the KTP is placed between QWP₂ and the output mirror, the doubling and sum efficiencies are expected to be strongly modified according to the value of ρ [see S_2 and D_2 in Fig. 4(b)]. In case II, we keep $\alpha = 45^\circ$ and check experimentally the beat spectrum at 532 nm: It appears that the amount of second-harmonic generation is favored when ρ approaches 45° , whereas sum-frequency generation is predominant when ρ approaches 0° or 90° . In Fig. 7(b), note that the peak obtained for $\rho = 41^\circ$ corresponds to $2\Delta\nu$ (second-harmonic generation is predominant), whereas the peaks obtained for $\rho = 29^\circ$ and 17° correspond to $\Delta\nu$ (sum-frequency generation is predominant). Hence in this case, it is possible to choose the relative weights of second-harmonic generation and sum-frequency genera-

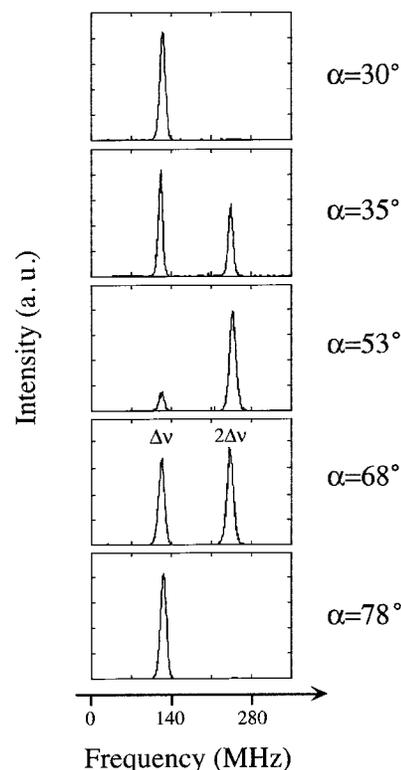


Fig. 8. Case II. Experimental beat-note spectra at 532 nm for different values of α when $\rho = 37^\circ$.

tion, but this also modifies the beat frequencies. However, we know from the Jones-matrix analysis and from the experimental results above that the beat frequency does not depend on α in case II. This offers a new possibility of favoring one nonlinear process or the other without changing the beat frequency. Experimentally, we first fix arbitrarily $\rho = 37^\circ$ (corresponding to $\Delta\nu = 135$ MHz) and α such that the eigenstates are aligned with the KTP neutral axes ($\alpha = 8^\circ$). We then rotate continuously the KTP by 90° (changing α from 8° to 98°) and observe the variations in the beat-note spectrum at 532 nm. We expect to have more sum-frequency generation when the eigenstates are aligned with the KTP eigenaxes ($\alpha = 8^\circ$), leading to a main beat note at $\Delta\nu$, and more second-harmonic generation when the eigenstates are at 45° of the KTP eigenaxes ($\alpha = 53^\circ$), leading to a main beat note at $2\Delta\nu$. Figure 8 shows the recorded spectra for different values of α and indeed confirms the analysis. The modification in the relative efficiencies of the two nonlinear processes is strikingly evidenced, without any change in the beat frequencies.

4. CONCLUSION

We have obtained tunable two-frequency operation of a passively Q -switched solid-state laser in the visible spectrum. Intracavity doubling two helicoidal eigenstates in a laser containing two quarter-wave plates exhibits some peculiar properties that have been predicted with a simple linear Jones-matrix analysis. First, due to the use of a Cr^{4+} :YAG saturable absorber, two-frequency oscillation is obtained only when the doubling crystal acts as a half-wave plate or a full-wave plate. When the doubling crystal is inserted between the quarter-wave plates, leading to double-helicoidal eigenstates, tuning the beat frequency is possible by either rotating the second quarter-wave plate or by rotating the doubling crystal itself. In this case, the laser eigenstates are circularly polarized at the input of the type II crystal, leading to second-harmonic generation only. On the contrary, when the doubling crystal is inserted between the second quarter-wave plate and the output mirror (out of the helicoidal polarizations), tuning is obtained via rotation of the quarter-wave plate only. But, in this case, rotating the doubling crystal provides a means to control the nonlinear process: either second-harmonic generation (leading to a beat note at 532 nm, which is twice the beat note at the fundamental wavelength) or sum-frequency generation. All these features have been tested and verified experimentally on a diode-pumped Nd:YAG laser passively Q -switched by a Cr:YAG saturable absorber and intracavity doubled by a type II phase-matched KTP crystal.

Helicoidal eigenstates hence appear to be a versatile tool to turn usual infrared two-frequency sources into tunable two-frequency sources in the visible spectrum. In particular, the ability to control continuously the beat frequency, as well as the amount of sum-frequency generation with respect to second-harmonic generation, seems promising in view of potential applications. Namely, such a two-frequency green laser may prove useful for underwater target detection, with the lidar-radar concept.⁹ One can reach beat frequencies of up to tens of

gigahertz by reducing the cavity length to a few millimeters, and one can also use an electro-optic crystal in place of the quarter-wave plates. To build a practical device, methods of servo-locking the doubling-crystal retardance at a multiple of π are under investigation. Finally, helicoidal eigenstates can also be implemented in other kinds of lasers to reach the blue spectrum,³⁰ or to turn to the ubiquitous wavelength of $1.55 \mu\text{m}$ for medical applications, for example.

APPENDIX A

In this appendix, we give a general proof, inspired from Ref. 31, that the eigenstates of a laser cavity containing an arbitrary number of linear phase anisotropies of any orientations are linearly polarized on the cavity mirrors. Let us indeed consider such a cavity containing n phase anisotropies of retardances ψ_i oriented at angles β_i with respect to the x axis ($i = 1..n$). Then the Jones matrix for one round trip inside this cavity starting from one of the mirrors is given by

$$\mathbf{M} = \left[\prod_{i=1}^n \mathbf{L}(\psi_i, \beta_i) \right] \left[\prod_{i=n}^1 \mathbf{L}(\psi_i, \beta_i) \right]. \quad (\text{A1})$$

Since we notice that $\mathbf{L}(\psi, 0)^T = \mathbf{L}(\psi, 0)$ and $\mathbf{R}(\beta)^T = \mathbf{R}(-\beta)$, we deduce that $\mathbf{L}(\psi, \beta)^T = \mathbf{L}(\psi, \beta)$. This allows us to write \mathbf{M} as

$$\mathbf{M} = \left[\prod_{i=1}^n \mathbf{L}(\psi_i, \beta_i) \right] \left[\prod_{i=1}^n \mathbf{L}(\psi_i, \beta_i) \right]^T. \quad (\text{A2})$$

Following Poincaré's theorem,³² we can write any combination of linear birefringences and rotators as the combination of only one birefringence of retardance ψ , rotated by angle β , and one rotator of angle χ , leading to

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= [\mathbf{L}(\psi, \beta)\mathbf{R}(\chi)][\mathbf{L}(\psi, \beta)\mathbf{R}(\chi)]^T \\ &= \mathbf{L}(\psi, \beta)\mathbf{R}(\chi)\mathbf{R}(-\chi)\mathbf{L}(\psi, \beta) = \mathbf{L}(2\psi, \beta). \end{aligned} \quad (\text{A3})$$

Hence the eigenstates of \mathbf{M} are linearly polarized along the directions defined by the angle β . Of course, a similar result would be obtained starting from the other mirror of the cavity, but leading to a different orientation of the linear polarizations of the eigenstates. Finally, far from the mirrors, i.e., between two successive linear birefringences, the eigenstates are in general elliptically polarized and orthogonal to each other.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank D. Dolfi and L. Morvan for their constant interest and J. P. Fève and N. Benjemaa for their help. This work was partially supported by the Délégation Générale à l'Armement, the Conseil Régional de Bretagne, and the Action Concertée Incitative Photonique.

REFERENCES

1. L. R. Marshall, A. D. Hays, A. Kaz, and R. L. Burnham, "Intracavity doubled mode-locked and CW diode-pumped lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 1158–1163 (1992).
2. K. I. Martin, W. A. Clarkson, and D. C. Hanna, "3 W of

- single-frequency output at 532 nm by intracavity frequency doubling of a diode-bar-pumped Nd:YAG ring laser," *Opt. Lett.* **21**, 875–877 (1996).
3. Y. F. Chen, T. M. Huang, C. L. Wang, and L. J. Lee, "Compact and efficient 3.2 W diode-pumped Nd:YVO₄/KTP green laser," *Appl. Opt.* **37**, 5727–5730 (1998).
 4. T. Sasaki, T. Kojima, A. Yokotani, O. Oguri, and S. Nakai, "Single-longitudinal-mode operation and second-harmonic generation of Nd:YVO₄ microchip lasers," *Opt. Lett.* **16**, 1665–1667 (1991).
 5. T. Taira and T. Kobayashi, "Intracavity frequency doubling and Q switching in diode-laser-pumped Nd:YVO₄ lasers," *Appl. Opt.* **34**, 4298–4301 (1995).
 6. A. Agnesi, S. Dell'Acqua, E. Piccinini, G. Reali, and G. Piccinno, "Efficient wavelength conversion with high-power passively Q-switched diode-pumped neodymium lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **34**, 1480–1484 (1998).
 7. M. Alouini, N. D. Lai, M. Brunel, M. Vallet, O. Emile, A. Le Floch, and F. Bretenaker, "Dual-frequency solid-state lasers for optical and microwave telecommunications," *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Vol. 73 of OSA Trends in Optics and Photonics (Optical Society of America, Washington, D.C., 2002), paper CWG3, p. 390.
 8. Y. Li, A. J. C. Vieira, S. M. Goldwasser, and P. R. Herczfeld, "Rapidly tunable millimeter-wave optical transmitter for lidar-radar," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **49**, 2048–2054 (2001).
 9. L. Morvan, N. D. Lai, D. Dolfi, J.-P. Huignard, M. Brunel, F. Bretenaker, and A. Le Floch, "The building blocks for a two-frequency laser lidar-radar: a preliminary study," *Appl. Opt.* **41**, 5702–5712 (2002).
 10. M. Alouini, B. Benazet, M. Vallet, M. Brunel, P. Di Bin, F. Bretenaker, A. Le Floch, and P. Thony, "Offset phase locking of Er:Yb:glass laser eigenstates for RF photonics applications," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 367–369 (2001).
 11. M. Alouini, F. Bretenaker, M. Brunel, D. Chauvat, O. Emile, A. Le Floch, G. Ropars, and M. Vallet, "One- and two-axis laser cavities for dual-frequency operation and microwave generation," in *Laser Optics 2000: Control of Laser Beam Characteristics and Nonlinear Methods for Wavelength Control*, L. N. Soms and V. E. Sherstobitov, eds., *Proc. SPIE* **4353**, 145–150 (2001), and references therein.
 12. L. J. Mullen, P. R. Herczfeld, and V. M. Contarino, "Hybrid lidar-radar ocean experiment," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **44**, 2703–2710 (1996).
 13. C. H. Lee, "Picosecond optics and microwave technology," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **38**, 596–607 (1990).
 14. V. Evtuhov and A. E. Siegman, "A 'twisted-mode' technique for obtaining axially uniform energy density in a laser cavity," *Appl. Opt.* **4**, 142–143 (1965).
 15. A. Kastler, "Champ lumineux stationnaire à structure hélicoïdale dans une cavité laser," *C.R. Seances Acad. Sci., Ser. B* **271**, 999–1001 (1970).
 16. R. C. Jones, "A new calculus for the treatment of optical systems. I. Description and discussion of the calculus," *J. Opt. Soc. Am.* **31**, 488–493 (1941).
 17. H. De Lang, "Polarization properties of optical resonators passive and active," Ph.D. dissertation (University of Utrecht, Utrecht, The Netherlands, 1966).
 18. A. Le Floch and R. Le Naour, "Polarization effects in Zeeman lasers with x - y type anisotropies," *Phys. Rev. A* **4**, 290–295 (1971).
 19. M. Oka and S. Kubota, "Stable intracavity doubling of orthogonal linearly polarized modes in diode-pumped Nd:YAG lasers," *Opt. Lett.* **13**, 805–807 (1988).
 20. S. Helmfrid and K. Tatsuno, "Stable single-mode operation of intracavity-doubled diode-pumped Nd:YVO₄ lasers: theoretical study," *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 436–445 (1994).
 21. A. Owyong and P. Esherick, "Stress-induced tuning of a diode-laser-excited monolithic Nd:YAG laser," *Opt. Lett.* **12**, 999–1001 (1987).
 22. H. Eilers, K. R. Hoffman, W. M. Dennis, S. M. Jacobsen, and W. M. Yen, "Saturation of 1.064 μm absorption in Cr, Ca:Y₃Al₅O₁₂ crystals," *Appl. Phys. Lett.* **61**, 2958–2960 (1992).
 23. A. Brignon, "Anisotropic properties of pulsed four-wave mixing in Cr⁴⁺:YAG saturable absorbers," *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 2154–2163 (1996).
 24. M. Brunel, O. Emile, M. Vallet, F. Bretenaker, A. Le Floch, L. Fulbert, J. Marty, B. Ferrand, and E. Molva, "Experimental and theoretical study of monomode vectorial lasers passively Q-switched by a Cr⁴⁺:yttrium aluminum garnet absorber," *Phys. Rev. A* **60**, 4052–4058 (1999).
 25. P. Lagoutte, Ph. Balcou, F. Bretenaker, A. Le Floch, and O. Cregut, "Double-helicoidal eigenstates in lasers," *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 132–138 (1995).
 26. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic, New York, 1992).
 27. H. Ito, H. Naito, and H. Inaba, "Generalized study on angular dependence of induced second-order nonlinear optical polarizations and phase matching in biaxial crystals," *J. Appl. Phys.* **46**, 3992–3998 (1975).
 28. D. W. Anthon, D. L. Sipes, T. J. Pier, and M. R. Ressler, "Intracavity doubling of CW diode-pumped Nd:YAG lasers with KTP," *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 1148–1157 (1992).
 29. G. E. James, E. M. Harrell II, and R. Roy, "Intermittency and chaos in intracavity doubled lasers. II," *Phys. Rev. A* **41**, 2778–2790 (1990).
 30. S. Spiekermann, H. Karlsson, and F. Laurell, "Efficient frequency conversion of a passively Q-switched Nd:YAG laser at 946 nm in periodically poled KTiOPO₄," *Appl. Opt.* **40**, 1979–1982 (2001).
 31. N. Vansteenkiste, P. Vignolo, and A. Aspect, "Optical reversibility theorems for polarization: application to remote control of polarization," *J. Opt. Soc. Am. A* **10**, 2240–2245 (1993).
 32. H. Hurwitz, Jr., and R. C. Jones, "A new calculus for the treatment of optical systems. II. Proof of three general equivalence theorems," *J. Opt. Soc. Am.* **31**, 493–499 (1941).

Dans ces deux premières parties, nous avons montré théoriquement et expérimentalement que les impulsions bi-fréquences peuvent être obtenues dans le visible en utilisant la technique de conversion de fréquence, hors cavité ou intracavité, d'un laser émettant dans le proche infrarouge. Un premier test de photo-commutation a également été réalisé. Le résultat obtenu confirme la possibilité et la nécessité d'utiliser ce type d'impulsions dans le visible. Au-delà des applications (la détection sous-marine, la génération de micro-ondes) qui utilisent des sources bi-fréquences dans gamme GHz, il y en a d'autres qui nécessitent des sources bi-fréquences dans la gamme plus élevée des THz. Notamment, on peut citer la technique de génération d'ondes sub-millimétriques cohérentes par voie optique [33, 39]. Pour cela, le laser bi-fréquence THz [134] est le meilleur candidat pour la source optique. Cependant, ce laser fonctionne à $1,55 \mu\text{m}$ tandis que les substrats semi-conducteurs utilisés pour générer les ondes sub-millimétriques, comme LT-GaAs par exemple, n'absorbent pas à cette longueur d'onde. Dans la partie suivante, nous allons donc étudier comment obtenir les sources optiques bi-fréquences THz dans le visible afin de répondre à de telles applications.

IV. Doublage de fréquence du laser bi-fréquence THz

1. Introduction

La fréquence de battement entre les deux états propres du laser à un axe développé précédemment est accordable de 0 à $c/4L$. Or, nous savons que la largeur spectrale du gain du laser, comme par exemple dans Er-Yb:verre, est supérieure à cette limite $c/4L$. En utilisant la méthode de séparation spatiale des états propres dans le milieu actif [21, 22], M. BRUNEL [22, 23] et M. ALOUINI [24, 137] ont montré que la génération de battements accordables de quelques dizaines de GHz à quelques THz est possible. Pour cela, ils ont construit des lasers à deux axes de propagation, Nd:YAG ou Er-Yb:verre, qui permettent d'obtenir simultanément deux longueurs d'onde accordables indépendamment l'une de l'autre sur toute la plage de gain, c'est à dire au-delà de l'intervalle spectral libre de la cavité laser. En particulier, il faut citer la source à deux longueurs d'onde à $1,5 \mu\text{m}$ avec une différence de fréquence accordable dans la gamme THz, obtenue avec un laser Er-Yb:verre.

Ce type de source est intéressant pour plusieurs applications, comme par exemple: la radiocommunication sur fibre, le test de réseaux à multiplexage dense en longueur d'onde, la spectroscopie THz, etc. De plus, l'utilisation du laser continu THz devrait permettre de générer des ondes sub-millimétriques de grande cohérence par photo-commutation dans des semi-conducteurs ultra-rapides [33, 39]. Cependant, le laser THz fonctionne dans le proche infrarouge tandis que les photo-commutateurs les mieux connus ne fonctionnent qu'avec des longueurs d'onde inférieures à 870 nm (gap de GaAs). Il est donc légitime de se demander comment obtenir ces sources bi-fréquences THz dans le visible. Malheureusement, les matériaux lasers solides ainsi que les diodes lasers fonctionnant principalement dans le proche infrarouge, la réalisation d'un laser bi-fréquence THz émettant directement dans le visible semble à ce jour difficile.

Dans ce contexte, nous allons dans cette partie étudier une méthode de conversion de fréquence par des effets non linéaires en utilisant les sources bi-fréquences THz obtenues précédemment [24, 137]. En effet, depuis la première mise en évidence de cet effet non linéaire en 1961 [132], le développement des matériaux ainsi que des techniques de conversion de fréquence ne cessent de s'étendre. En ce qui concerne les méthodes de conversion, la conversion intracavité est simple et efficace. Cependant, cette méthode n'est applicable que dans le cas où le fonctionnement du laser n'est pas trop critique, c'est-à-dire dans le cas où l'introduction d'un cristal non linéaire dans la cavité ne perturbe pas l'oscillation des modes du laser. De plus, le doublage simultané de deux fréquences propres du laser n'est pas facile à réaliser [138], comme on l'a vu dans la partie précédente. C'est pourquoi nous choisissons la méthode de doublage hors cavité pour le laser THz.

Quant aux cristaux non linéaires, il en existe actuellement beaucoup ayant une grande efficacité de conversion de fréquence utilisables à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$, comme par exemple LiNbO_3 , LiIO_3 , KTiOPO_4 , etc. [139]. Cependant, l'acceptance spectrale de ces cristaux reste faible, dans la gamme de quelques dizaines de GHz en raison de critère d'accord de phase. Cela pose un problème lorsque nous souhaitons réaliser une conversion simultanée de deux fréquences dont la différence varie de 0 à quelques THz. De plus, l'efficacité de la conversion est aussi limitée dans le cas du cristal massif, à cause du phénomène de double réfraction (walk-off) [140-143]. Dans ce cas, l'utilisation d'un cristal à quasi-accord de phase (le signe de la susceptibilité non linéaire est modulé périodiquement) est la solution la plus favorable : l'angle de walk-off est égal à zéro et ne limite donc pas la longueur du cristal utilisable, et le coefficient non linéaire effectif est grand. De plus, avec ce type de cristal, le quasi-accord de phase pour une longueur d'onde donnée est facile à obtenir en ajustant la période d'inversion du cristal non linéaire. Dans le cas du laser bi-fréquence, ce cristal doit être taillé de façon encore plus particulière afin de convertir les deux fréquences. La configuration du cristal et les calculs des périodes d'inversion seront détaillés dans le paragraphe suivant.

Enfin, nous notons que la puissance totale du laser THz est dans la gamme d'une dizaine de mW. L'amplification de ce faisceau à la longueur d'onde fondamentale jusqu'à quelques centaines de mW est donc nécessaire avant la conversion. Finalement, le schéma complet de conversion de fréquence d'un laser bi-fréquence THz est présenté dans la Figure 43.

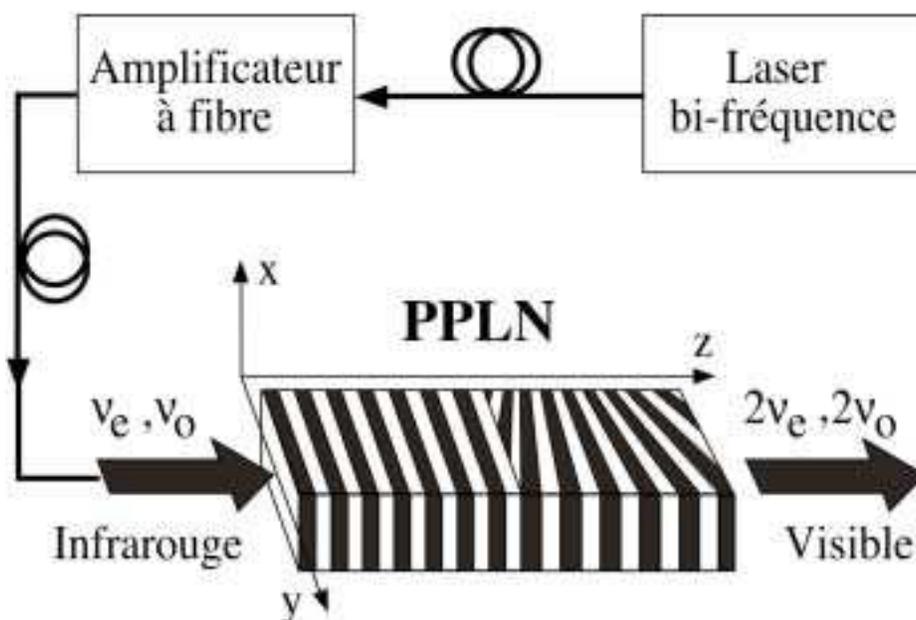


Figure 43 : Schéma de l'expérience de conversion de fréquence du laser bi-fréquence THz. La source fondamentale est un laser Er-Yb:verre. L'amplificateur utilise une fibre dopée Erbium et délivre jusqu'à 30,5 dBm. Le cristal non linéaire est en PPLN et sa température est contrôlée grâce à un four monté sur une translation fine xyz .

Dans le paragraphe 2, nous allons tout d'abord choisir le cristal non linéaire et calculer les paramètres nécessaires pour tailler ce cristal afin de permettre de réaliser la conversion des deux fréquences de notre laser bi-fréquence THz. Les performances du cristal non linéaire seront vérifiées expérimentalement, dans un premier temps avec un seul mode, dans le paragraphe 3. Dans le paragraphe 4, nous allons réaliser des expériences de conversion de fréquence avec les deux modes du laser THz et caractériser le battement THz dans le visible. Les discussions et conclusions seront présentées dans la dernière section.

2. Calculs théoriques et choix du cristal pour le doublage à 1,55 μm

Considérons tout d'abord un cristal massif pour lequel la condition d'accord de phase n'est pas remplie. La puissance du faisceau à la seconde harmonique dans ce cas est une fonction périodique (passant par zéro) de la longueur d'interaction. La demi-période de cette fonction est appelée *longueur de cohérence* et est donnée par [144]

$$l_c = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda}{4(n_2 - n_1)} \quad (47)$$

où Δk est le désaccord de nombre d'onde entre l'onde fondamentale et l'onde harmonique, n_1 et n_2 sont respectivement les indices de réfraction de l'onde fondamentale et de l'onde harmonique, et λ est la longueur d'onde fondamentale dans le vide. Sur une longueur de cohérence, les ondes harmoniques "libre" (déjà générée) et "liée" (polarisation non linéaire) cumulent un déphasage relatif de π . Sur cette distance la puissance harmonique générée augmente. Au delà, le déphasage devient supérieur à π , les interférences entre ondes "libre" et "liée" sont destructives, la puissance harmonique diminue. Cette façon de présenter le problème de l'accord de phase met en évidence une possibilité de le contourner [145, 146] : changer le signe de la polarisation non linéaire équivaut à déplacer de π l'onde "liée". Si, après propagation sur une longueur de cohérence, on inverse le signe de la polarisation non linéaire, le déphasage accumulé pendant cette propagation est compensé, la puissance continue à augmenter. On a ainsi réalisé un quasi-accord de phase. Le résultat pour la puissance harmonique dans ce cas est illustré sur la Figure 44 afin de le comparer avec les résultats obtenus dans les deux autres cas, accord de phase et non-accord de phase.

L'utilisation d'un cristal de quasi-accord de phase présente ainsi plusieurs avantages. En effet, on peut choisir une bonne orientation du cristal massif pour que l'angle de walk-off soit nul (dans ce cas : non-accord de phase) et ensuite inverser périodiquement le signe de la polarisation non linéaire pour obtenir le quasi-accord de phase. Parmi les bonnes orientations, on peut aussi en choisir une pour laquelle le coefficient non linéaire effectif est grand. Le cristal non linéaire pourra être aussi long qu'on le souhaite pour augmenter la puissance de l'onde

harmonique. La longueur du cristal est ainsi limitée seulement par la taille du faisceau de l'onde fondamentale, c'est à dire la longueur de Rayleigh¹ [147]. Enfin, pour chaque fréquence fondamentale, la condition de quasi-accord de phase est obtenue par ajustement de la période d'inversion de signe du cristal non linéaire. Cela permet de plus d'augmenter le domaine spectral que l'on souhaite convertir par rapport au cas du cristal massif (accord de phase par la biréfringence).

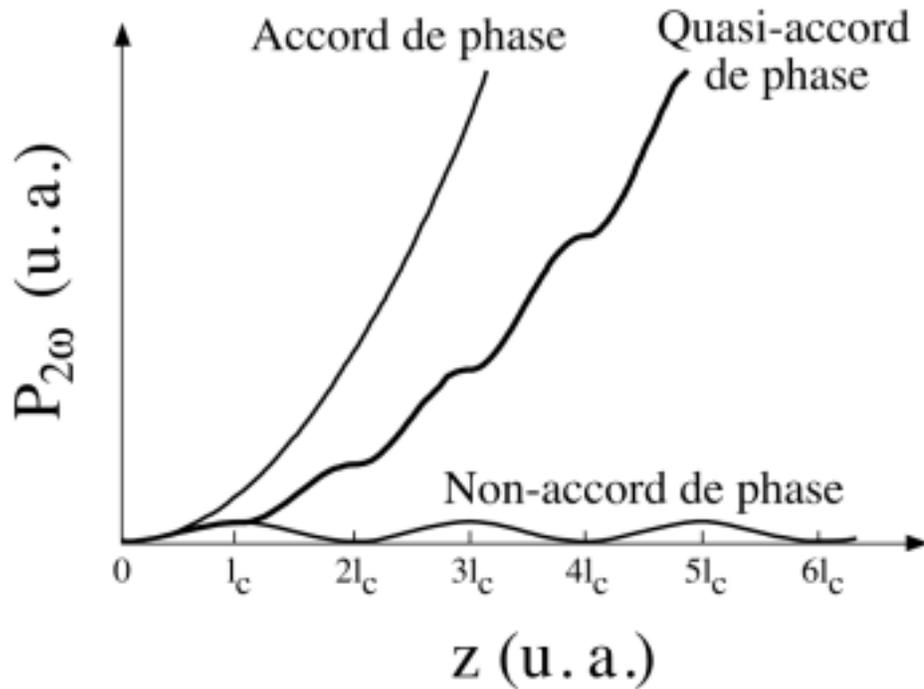


Figure 44 : Évolution de la puissance de l'onde harmonique en fonction de la longueur du cristal non linéaire dans les trois cas : accord de phase, non-accord de phase, et quasi-accord de phase [144].

2.1 Puissance de l'onde harmonique

Partons de la formule donnant l'amplitude de la seconde harmonique calculée dans le cas du cristal massif [51]

$$E_2(l) = \Gamma d_{eff} \int_0^l \exp(-i\Delta kz) dz, \quad (48)$$

¹ La longueur de Rayleigh z_R est liée à la taille w_0 ("waist") du faisceau laser par $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$

où z est l'abscisse le long de la propagation du faisceau laser dans le cristal non linéaire, Γ est un coefficient qui est proportionnel à l'intensité du fondamental, l est la longueur du cristal non linéaire, et d_{eff} est le coefficient non linéaire effectif. Nous en déduisons la formule suivante dans le cas du quasi-accord de phase [144] :

$$E_2(l) = \Gamma d_Q \int_0^l g\left(\frac{2\pi m}{\Lambda}, z\right) \exp\left[-i\left(\Delta k - \frac{2\pi m}{\Lambda}\right)z\right] dz, \quad (49)$$

où g est la fonction d'inversion du signe de la polarisation non linéaire du cristal, Λ est la période de ces inversions, déterminée par

$$\Lambda = m \times 2l_c = m \times \frac{\lambda}{2}(n_2 - n_1), \quad (50)$$

avec m un nombre entier indiquant l'ordre d'inversion du cristal. d_Q est le coefficient non linéaire effectif dans le cas du quasi-accord de phase donné par

$$d_Q = \frac{2}{\pi m} \sin(m\pi D) d_{eff}, \quad (51)$$

où D est le rapport cyclique du cristal (la longueur de la partie inversée du cristal divisée par la période d'inversion Λ).

Dans notre cas, nous choisissons un cristal d'ordre $m = 1$, et g est une fonction carrée dont le rapport cyclique est égal à 50%. La puissance du signal harmonique en fonction de la longueur du cristal calculée à partir de (49) est représentée dans la Figure 44 en comparaison avec les résultats obtenus dans les cas de l'accord de phase et de non-accord de phase du cristal massif.

En utilisant des approximations (voir les détails dans [51, 144]), la puissance du faisceau à la seconde harmonique dans le cas du quasi-accord de phase s'écrit finalement

$$P_{2\omega} = \frac{9,48 \times 10^{-9} d_Q^2 l^2}{n_1^2 n_2 \lambda_2^2 w_0^2} P_\omega^2, \quad (52)$$

où d_Q est en pm/V, λ_2 est la longueur d'onde de l'onde harmonique en μm , l est en m, P_ω et $P_{2\omega}$ sont en W, et w_0 est le rayon du faisceau fondamental, supposé constant dans le cristal non linéaire.

Parmi les cristaux non linéaires utilisables pour la conversion de fréquence des sources émettant à 1,55 μm , le cristal LiIO_3 présente la meilleure efficacité ($d_Q \approx 20$ pm/V) mais son utilisation est difficile, car il est hygroscopique [139]. L'utilisation du cristal KTiOPO_4 est simple mais l'efficacité est faible ($d_Q \approx 7-10$ pm/V) [134, 135, 139]. Finalement, le cristal LiNbO_3 ($d_Q \approx 17$ pm/V) est le meilleur choix pour la conversion de fréquence à la longueur d'onde de notre laser [139, 144].

2.2 Calcul des périodes d'inversion du cristal PPLN

Nous allons maintenant calculer les périodes d'inversion de signe de la polarisation non linéaire pour obtenir le quasi-accord de phase dans le cas du cristal LiNbO_3 (PPLN). Rappelons tout d'abord que LiNbO_3 est un cristal uniaxe négatif appartenant au groupe ponctuel 3m [139]. Dans ce cas, il y a deux orientations possibles pour ce cristal qui permettent d'obtenir un angle de walk-off nul : lorsque la direction de propagation de la lumière est parallèle ou perpendiculaire à l'axe optique du cristal. Toutefois, nous trouvons que la meilleure orientation est obtenue quand la direction de propagation de la lumière est perpendiculaire à l'axe optique du cristal et la polarisation de la lumière parallèle à l'axe optique. Dans ce cas, $n(\omega) \equiv n_e(\omega) = n_1$, $n(2\omega) \equiv n_e(2\omega) = n_2$, et le coefficient non linéaire effectif (d_Q) est proportionnel au coefficient d_{33} qui est le plus grand coefficient parmi les coefficients non linéaires du cristal LiNbO_3 [139]. Nous choisissons ainsi cette orientation pour tailler notre cristal. Pour calculer les périodes d'inversion (Λ) du cristal PPLN, nous nous basons sur l'équation (50) et la condition de quasi-accord de phase d'ordre 1 [144]. Pour cela, nous utilisons les indices de réfraction calculés en utilisant l'équation de dispersion en longueur d'onde pour l'axe extraordinaire donnée par JUNDT [148]. Dans ce cas, pour deux températures : 25°C et 40°C, nous obtenons les périodes nécessaires pour la conversion à la longueur d'onde autour de 1,55 μm présentées dans la Figure 45. On voit bien que pour

convertir les longueurs d'ondes dans la gamme de 1530 nm à 1555 nm, les périodes d'inversion de quasi-accord de phase doivent être entre 18,427 μm et 19,111 μm (à 25°C). Pour que l'on puisse effectuer toutes ces conversions à une température fixée et sans changer de cristal pour chaque longueur d'onde, il est nécessaire ici de construire un cristal en éventail ("fan-out design" en anglais) [149, 150] dans lequel on inverse le signe de la polarisation non linéaire avec des périodes différentes le long de l'axe transverse au cristal (voir la Figure 43).

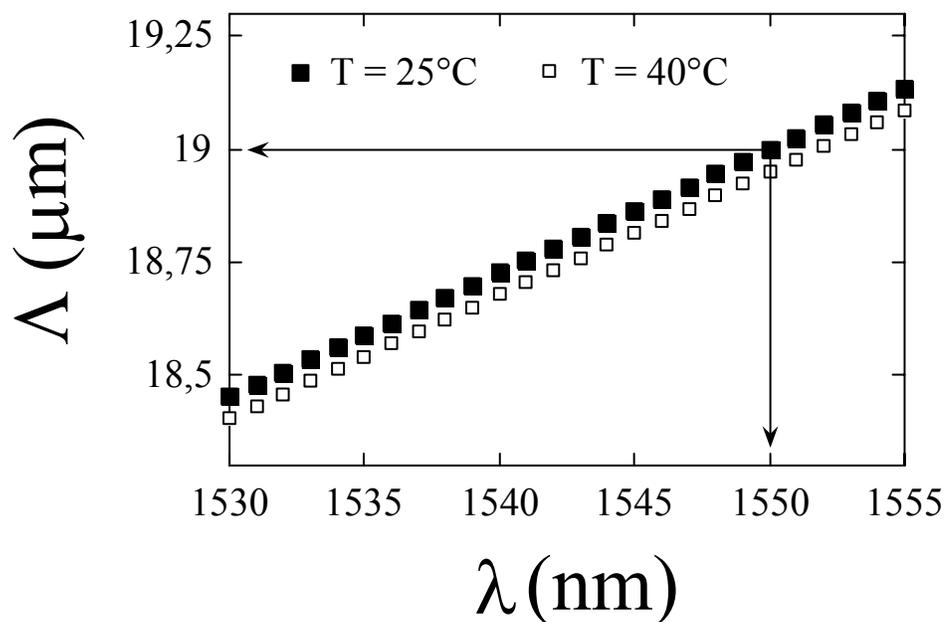


Figure 45 : Calcul de la période d'inversion du cristal PPLN dans le cas du quasi-accord de phase, en fonction de la longueur d'onde de l'onde fondamentale.

De plus, le laser émet deux longueurs d'onde dont l'une est fixée à 1550 nm par exemple, et l'autre varie de 1530 nm à 1560 nm. Pour convertir ces deux longueurs d'onde, on peut penser à un cristal dont le signe de polarisation non linéaire serait inversé a périodiquement [151-154]. Cependant, dans ce cas on ne peut convertir que deux longueurs d'onde fixées. Par conséquent, la méthode la plus favorable dans notre cas est l'utilisation d'un cristal qui est constitué de deux parties : l'une avec une période fixée pour convertir la longueur d'onde fixe, l'autre est taillée en éventail pour convertir une longueur d'onde variable. Les deux fréquences des ondes fondamentales seront doublées indépendamment en traversant le cristal comme le montre la Figure 43.

2.3 Tolérances sur les divers paramètres expérimentaux

Pour calculer les tolérances des paramètres du cristal non linéaire, nous définissons le désaccord de phase dans le cas du quasi-accord de phase par

$$\Delta k' = \Delta k - \frac{2\pi m}{\Lambda}. \quad (53)$$

De façon générale, $\Delta k'$ est fonction de la longueur d'onde λ et d'un autre paramètre x (la température, la période d'inversion du cristal, etc.). En supposant que $\Delta k'(x_0, \lambda_0) = 0$, $\Delta k'$ peut être développé en série de Taylor, limitée au premier ordre

$$\Delta k'(x, \lambda) = (x - x_0) \frac{\partial \Delta k'}{\partial x} + (\lambda - \lambda_0) \frac{\partial \Delta k'}{\partial \lambda}. \quad (54)$$

Alors la tolérance (FWHM) du paramètre x , obtenue en posant $\lambda = \lambda_0$, s'écrit

$$\delta x = 2(x - x_0) = 2 \Delta k' \left(\frac{\partial \Delta k'}{\partial x} \right)^{-1}. \quad (55)$$

Pour le cristal que nous avons choisi, il est nécessaire de déterminer les tolérances vis à vis de la longueur d'onde $\delta \lambda$, de la période $\delta \Lambda$, et de la température δT .

2.3.1 Tolérance de période

A partir des formules (50) et (53), nous obtenons

$$\frac{\partial \Delta k'}{\partial \Lambda} = \frac{\pi}{2ml_c^2}. \quad (56)$$

D'où la tolérance de période d'inversion du cristal s'écrit, en utilisant (55):

$$\delta \Lambda = \frac{4 \Delta k' ml_c^2}{\pi}. \quad (57)$$

2.3.2 Acceptance spectrale

Nous remplaçons x par λ dans la formule (55) et calculons la variation de $\Delta k'$ en fonction de λ en utilisant la formule (47), et nous obtenons finalement

$$\delta \lambda = \frac{\lambda \Delta k'}{2\pi l} \left(\frac{n_2 - n_1}{\lambda} + \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} - \frac{1}{2} \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} \right)^{-1}. \quad (58)$$

Les indices de réfraction n_2 et n_1 sont les indices extraordinaires calculés en utilisant la formule donnée par JUNDT [148].

2.3.3 Acceptance thermique

Quand la température varie, l'indice de réfraction et la longueur du cristal varient, donc la période Λ varie également. Pour calculer la tolérance sur la température, nous devons calculer

$$\frac{\partial(\Delta k' l)}{\partial T} = l \left(\frac{\partial \Delta k}{\partial T} - \frac{\partial(2\pi m / \Lambda)}{\partial T} \right) + \left(\Delta k - \frac{2\pi m}{\Lambda} \right) \frac{\partial l}{\partial T}. \quad (59)$$

En utilisant les équations de dispersions données par JUNDT [148], nous pouvons facilement calculer la variation de la longueur optique l du cristal, et donc de la période Λ , et le désaccord de phase Δk en fonction de la température T . Remplaçons la formule (59) dans (55), nous obtenons finalement

$$\delta T = \frac{\lambda \Delta k'}{2\pi l_{25^\circ}} \left(\frac{\partial \Delta n}{\partial T} + \Delta n [\alpha + 2\beta(T - 25^\circ\text{C})] \right)^{-1}, \quad (60)$$

où $\Delta n = n_2 - n_1$, l_{25° est la longueur du cristal à 25°C , et α et β sont les coefficients de dilatation thermique du cristal non linéaire LiNbO_3 [148].

Finalement, nous notons que la longueur d'onde de quasi-accord de phase correspondant à une valeur donnée de x peut être calculée en utilisant l'équation (54). En effet, il suffit de poser $\Delta k'(x, \lambda) = 0$, nous obtenons

$$\lambda = \frac{\delta \lambda}{\delta x} (x - x_0) + \lambda_0. \quad (61)$$

2.4 Applications numériques et discussion

Nous choisissons les paramètres correspondant aux paramètres du cristal PPLN que nous allons utiliser pour convertir les longueurs d'onde dans la gamme de longueur d'onde de notre laser : $l = 10$ mm, $m = 1$, $\lambda_0 = 1540$ nm ou $\lambda_0 = 1550$ nm, $T_0 = 25^\circ\text{C}$ ou $T_0 = 40^\circ\text{C}$, $d_Q = 17,2$ pm/V. Nous obtenons (en utilisant l'équation de dispersion de longueur d'onde donnée par JUNDT [148]) les résultats présentés dans le Tableau 3.

Paramètres (T, λ)	25°C, 1550 nm	40°C, 1550 nm	25°C, 1540 nm	40°C, 1540 nm
$\delta\Lambda$ (nm)	32	32	32	32
$\delta\lambda$ (nm)	2,43	2,42	2,35	2,34
δT (°C)	9,3	8,9	9,1	8,7

Tableau 3 : Résultats théoriques des tolérances sur les paramètres du cristal PPLN.

Selon les résultats ci-dessus, nous trouvons que les tolérances des paramètres sont assez grandes. En particulier, nous insistons sur la tolérance sur la période d'inversion du cristal qui vaut 32 nm autour de la valeur de période de 19 μm . Dans notre cas où nous allons utiliser le cristal en éventail, ce paramètre est très important vis à vis de la variation de la période d'inversion selon l'axe transverse (l'axe y , voir la Figure 43) du cristal. En effet, les périodes du cristal PPLN que nous allons utiliser (voir le détail dans le paragraphe suivant) varient de 11,6 nm sur une distance $\Delta y = 200 \mu\text{m}$. Supposons que le faisceau fondamental ayant un diamètre de 200 μm arrive sur le cristal en éventail. Avec une tolérance de période de 32 nm ($> 11,6 \text{ nm}$), l'efficacité de conversion de fréquence devrait être quasiment aussi grande qu'avec un cristal ayant une période fixe. En résumé, le choix du cristal PPLN, constitué de deux parties : une avec une période fixe et une en éventail, est une solution prometteuse pour convertir les deux fréquences de notre laser THz.

3. Caractérisation expérimentale du PPLN avec une pompe mono-fréquence.

Le cristal PPLN que nous utilisons pour convertir les fréquences du laser bi-fréquence THz a été fabriqué par la société HC-Photonics à Taiwan [155]. Le cristal, de dimensions $20 \times 10 \times 0,5 \text{ mm}^3$, est constitué de deux parties (voir la Figure 43). La première partie (10 mm de longueur) a une polarisation non linéaire inversée avec une période fixe de $\Lambda_f \cong 19 \mu\text{m}$ pour doubler la fréquence correspondant à la longueur d'onde fixe du laser. La deuxième partie (10 mm de longueur) est taillée et inversée en éventail avec des périodes variant de 18,45 μm à

19,03 μm afin de doubler les fréquences correspondant aux différentes longueurs d'onde du laser (de 1531 nm à 1551 nm). Ce cristal est placé dans un four qui permet de contrôler sa température de 20°C à 150°C avec une précision de 0,1°C.

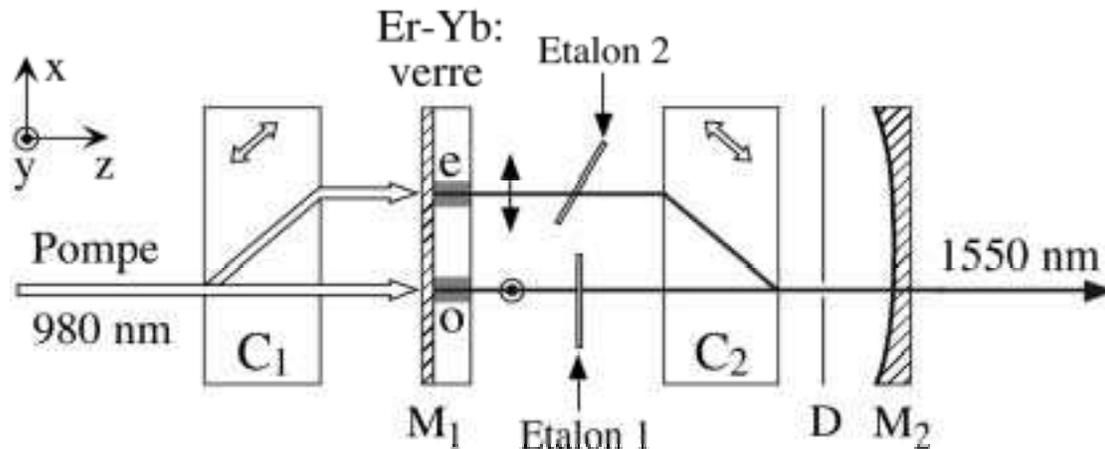


Figure 46 : Schéma du laser Er-Yb:verre à deux axes de propagation et pompage axial. M_1 : miroir d'entrée plan ; M_2 : miroir de sortie sphérique ; C_1 et C_2 : cristaux de calcite à double réfraction [137].

La source bi-fréquence THz à 1,55 μm est le laser Er-Yb:verre à deux axes développé pour la première fois dans le cadre de la thèse de M. ALOUINI [137] (voir la Figure 46). La puissance totale à la sortie du laser est de l'ordre de 10 mW. Afin d'augmenter l'efficacité de conversion de fréquence, ce laser est amplifié en utilisant un amplificateur à fibre dopée Erbium de 30 dBm, fabriqué par la société Keopsys S. A. en France¹ [156]. Avant de réaliser la conversion des deux fréquences du laser, nous allons dans un premier temps vérifier les caractéristiques de la conversion avec une seule fréquence afin de valider les prédictions théoriques décrites précédemment. Pour cela, nous faisons osciller le laser sur une seule longueur d'onde à 1550 nm. Le faisceau fondamental est amplifié jusqu'à 30,5 dBm ($\cong 1100$ mW) et focalisé par une lentille de 30 mm dans la première partie du PPLN (de période $\Lambda_f \cong 19$ μm). La taille du faisceau fondamental au niveau de PPLN a été mesurée et vaut $2w_0 = 120$ μm (correspondant à

¹ En réalité, cet amplificateur peut délivrer jusqu'à 30,5 dBm.

une longueur de Rayleigh de $z_0 \cong 7,3$ mm dans le vide). Théoriquement, seule la première partie du cristal de PPLN est utile pour doubler la fréquence du signal fondamental à 1550 nm.

3.1 Efficacité du doublage et accordabilité en température

Premièrement, nous faisons varier la puissance du signal à 1,55 μm et mesurons la puissance du signal harmonique afin de déterminer l'efficacité du doublage. La température du PPLN est fixée à 25°C. A l'optimum, nous obtenons 6,8 mW de seconde harmonique à 775 nm à partir de 860 mW de signal fondamental à 1550 nm, en tenant compte des pertes de Fresnel (de l'ordre de 14 % par face). Nous en déduisons le coefficient non linéaire effectif du cristal $d_{Q,exp} = 14,8$ pm/V. Ce coefficient est légèrement plus petit que celui calculé par la théorie ($d_Q = 17,2$ pm/V). Ceci peut être expliqué par le fait que la longueur du cristal PPLN (10 mm) est plus grande que la longueur Rayleigh (7,3 mm) du faisceau fondamental. De plus, en faisant varier la puissance du signal fondamental P_ω de 0 à 990 mW, la puissance du seconde harmonique $P_{2\omega}$ varie linéairement en fonction de $P_\omega \times P_\omega$ comme le montre la Figure 47. D'où nous déduisons une efficacité de 0,93% W/W².

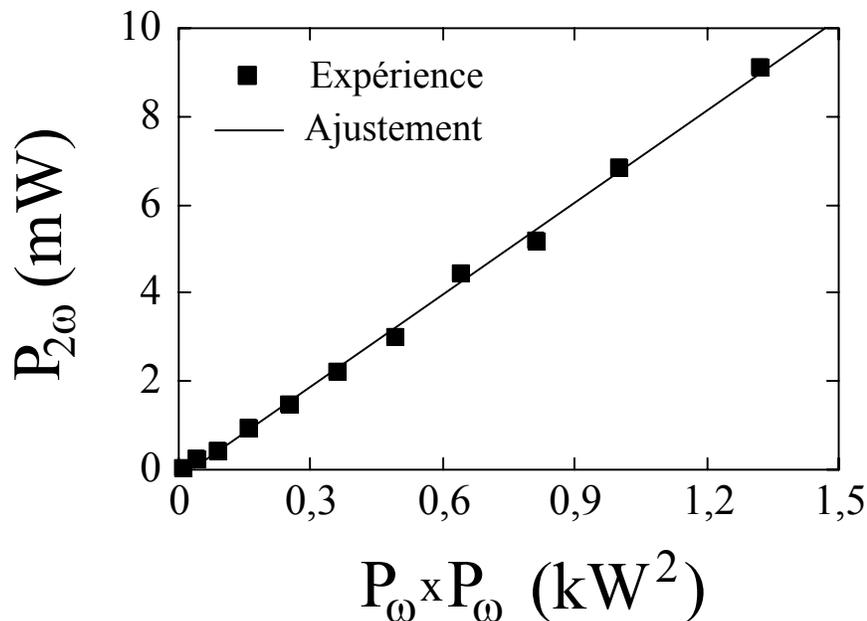


Figure 47 : Variation de la puissance du seconde harmonique à 775 nm en fonction du carré de la puissance du fondamental à 1550 nm.

Fixons maintenant la position optimale du cristal PPLN, et faisons varier sa température, réglée par la température du four. Nous mesurons alors la variation de la longueur d'onde de quasi-accord de phase en fonction de la température. La Figure 48 représente le résultat et nous en déduisons un rapport $\Delta\lambda/\Delta T = 0,14 \text{ nm}/^\circ\text{C}$, en accord avec le résultat calculé en utilisant l'équation (61) et les tolérances mesurées expérimentalement, données dans la suite ($\Delta\lambda/\Delta T = 0,139 \text{ nm}/^\circ\text{C}$).

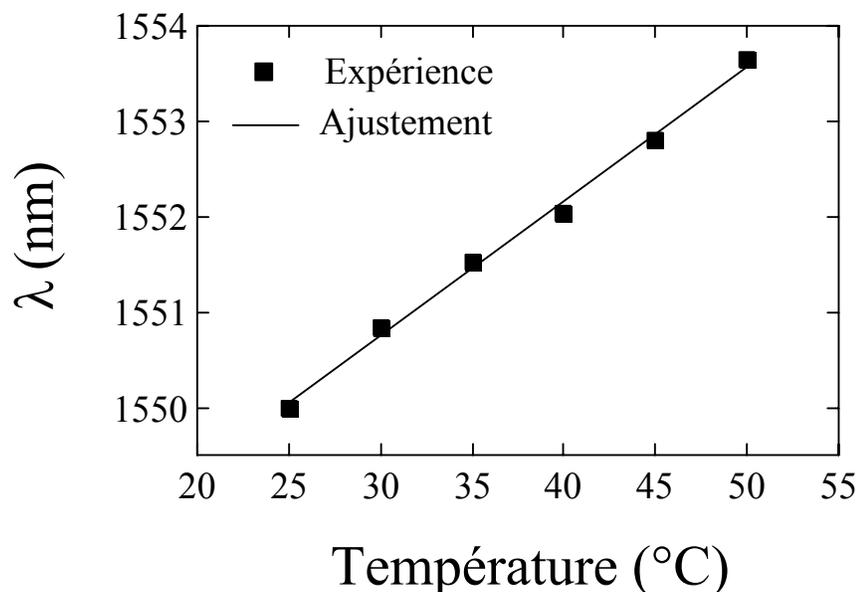


Figure 48 : Variation de la longueur d'onde de quasi-accord de phase en fonction de la température du cristal PPLN.

3.2 Mesure des tolérances

Afin de mesurer les tolérances de plusieurs paramètres, nous déplaçons le cristal pour que le faisceau fondamental soit focalisé dans la deuxième partie du cristal (partie de l'éventail). Pour chaque valeur de la longueur d'onde du fondamental, la valeur de période de quasi-accord de phase du PPLN est facilement obtenue en déplaçant ce cristal suivant l'axe y (Figure 43).

3.2.1 Acceptance spectrale

Pour mesurer l'acceptance spectrale, nous choisissons tout d'abord une longueur d'onde fondamentale $\lambda = 1540,6 \text{ nm}$, correspondant à la période de quasi-accord de phase de

$\Lambda = 18,65 \mu\text{m}$ à la température de 40°C de la partie en éventail du PPLN. Nous optimisons la puissance de seconde harmonique et fixons la position du PPLN. L'acceptance spectrale est déterminée en balayant la longueur d'onde du fondamental autour de $1540,6 \text{ nm}$ et en mesurant la puissance de seconde harmonique. La Figure 49 représente les résultats obtenus et nous en déduisons une acceptance spectrale de $\delta\lambda \cong 1,28 \text{ nm}$. Cette valeur expérimentale est plus petite que la valeur prédite par la théorie ($2,347 \text{ nm}$, voir le Tableau 3). Cependant, la valeur de l'acceptance spectrale que nous obtenons ici est en bon accord avec les résultats publiés dans la littérature [157, 158]. L'écart entre théorie et expérience peut être expliqué par l'erreur associée à l'utilisation des équations de dispersion de longueur d'onde [148].

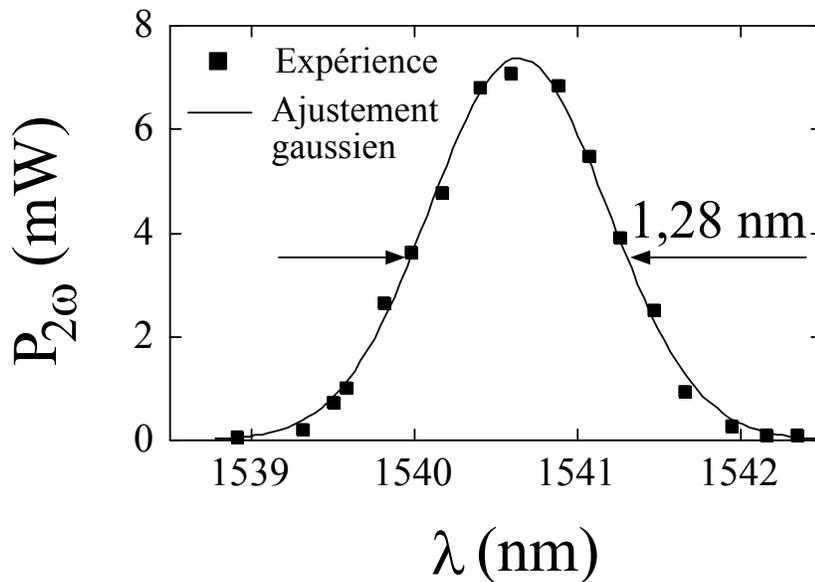


Figure 49 : Variation de la puissance de seconde harmonique en fonction de la longueur d'onde du fondamental en fixant la position et la température à 40°C du cristal PPLN. L'acceptance spectrale expérimentale est égale à $1,28 \text{ nm}$.

3.2.2 Acceptance thermique

Fixons maintenant la longueur d'onde fondamentale $\lambda = 1540,6 \text{ nm}$ et le cristal PPLN à la position optimisée (maximum de puissance du seconde harmonique). Nous faisons varier la température du cristal autour de la valeur de 40°C . Nous obtenons expérimentalement la puissance de seconde harmonique en fonction de la température, représentée sur la Figure 50.

L'acceptance thermique expérimentale obtenue est égale à $9,2^\circ\text{C}$, en bon accord avec le résultat théorique calculé précédemment (voir le Tableau 3).

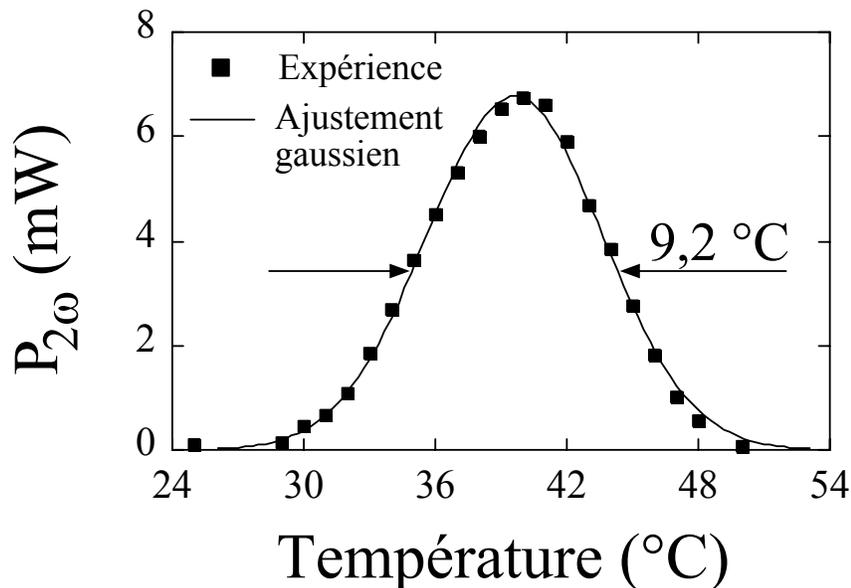


Figure 50 : Variation de la puissance de seconde harmonique en fonction de la température du cristal PPLN en fixant sa position et la longueur d'onde du fondamental. L'acceptance thermique expérimentale est ainsi égale à $9,2^\circ\text{C}$.

En utilisant les valeurs de l'acceptance spectrale et de l'acceptance thermique obtenues ci-dessus, nous déduisons $\Delta\lambda/\Delta T = \delta\lambda/\delta T = 0,139 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ en accord avec le résultat précédent mesuré indépendamment.

3.2.3 Tolérance de période

L'intérêt du cristal en éventail est d'offrir la possibilité de choisir différentes périodes d'inversion du signe de polarisation non linéaire dans un seul cristal. De plus, celui-ci nous permet de déterminer la tolérance de période du cristal PPLN. En effet, pour une longueur d'onde fixée du fondamental, nous pouvons déplacer le cristal PPLN transversalement (suivant l'axe y) pour choisir les différentes périodes autour de la période de quasi-accord de phase de cette longueur d'onde et donc déterminer la tolérance de période d'inversion du cristal PPLN. Expérimentalement, nous choisissons $\lambda = 1540,6 \text{ nm}$. Le faisceau fondamental est focalisé dans

la partie en éventail du PPLN, dans la zone d'inversion à la période de quasi-accord de phase de $\Lambda = 18,65 \mu\text{m}$. La température du cristal est contrôlée à $0,1^\circ\text{C}$ de précision autour de 40°C . Le cristal est déplacé suivant l'axe y avec une précision de $5 \mu\text{m}$, équivalent à une précision de la période Λ de $0,3 \text{ nm}$. En déplaçant le cristal PPLN par pas de $20 \mu\text{m}$ (correspondant à une variation de la période Λ de $1,18 \text{ nm}$) et en mesurant la puissance de seconde harmonique, nous obtenons ainsi le résultat présenté sur la Figure 51. La tolérance de période de 33 nm , obtenue expérimentalement, est en accord avec la prédiction théorique (32 nm).

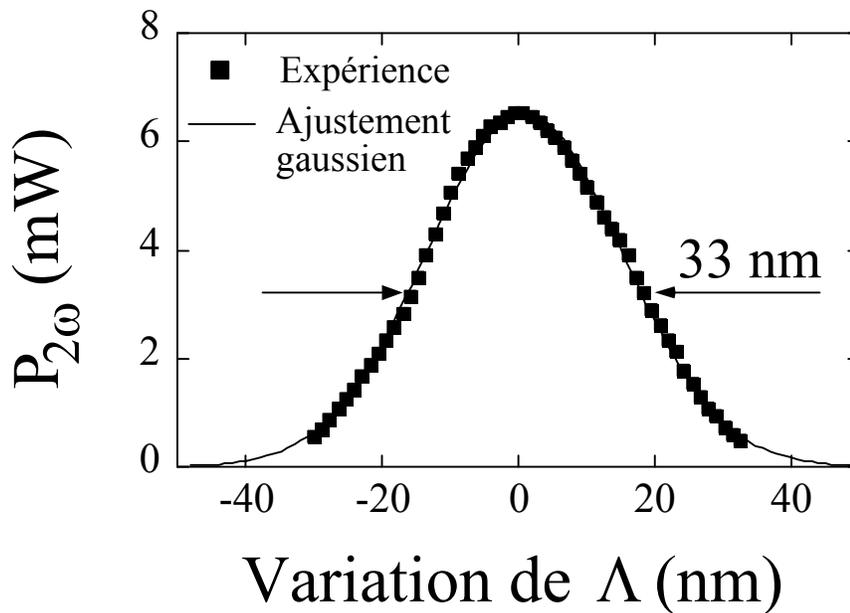


Figure 51 : Variation de la puissance de seconde harmonique en fonction de la variation de la période d'inversion du cristal PPLN (autour de la période de quasi-accord de phase $\Lambda = 18,65 \mu\text{m}$ de la longueur d'onde $\lambda = 1540,6 \text{ nm}$). La tolérance de période déterminée expérimentalement est ainsi égale à 33 nm .

Nous avons donc déterminé les caractéristiques du doublage avec une seule fréquence en utilisant le cristal non linéaire PPLN. Tous les résultats expérimentaux sont en accord avec les calculs théoriques se basant sur le modèle de quasi-accord de phase [144]. Avec ce cristal PPLN, nous souhaitons obtenir simultanément les deux longueurs d'onde dans le rouge par conversion des deux fréquences du laser THz Er-Yb:verre. Les résultats des doublages sont détaillés ci-dessous.

4. Obtention du signal optique THz à 775 nm par doublage bi-fréquence

Nous allons maintenant réaliser une expérience qui permet d'obtenir une source bi-fréquence THz dans le visible. Nous rappelons tout d'abord que les polarisations des deux états propres à la sortie du laser THz sont linéaires et orthogonales. Mais, en raison des biréfringences dans la fibre de l'amplificateur [159], ces deux polarisations deviennent elliptiques et non-orthogonales après amplification, comme l'illustre la Figure 52. Pour obtenir le maximum de puissance totale des deux modes et orienter correctement les polarisations des ondes fondamentales suivant la polarisation privilégiée du cristal PPLN, nous utilisons un système d'orientation comprenant une lame quart d'onde, une lame demi-onde, et un polariseur (voir la Figure 52). La puissance totale des deux longueurs d'onde amplifiées, mesurée après le système d'orientation et avant le cristal PPLN, varie entre 500 mW et 1100 mW en fonction de l'écart entre ces deux longueurs d'onde. En fait, plus les longueurs d'onde sont écartées, plus les deux polarisations sont alignées, et donc plus la puissance totale transmise suivant une direction est grande.

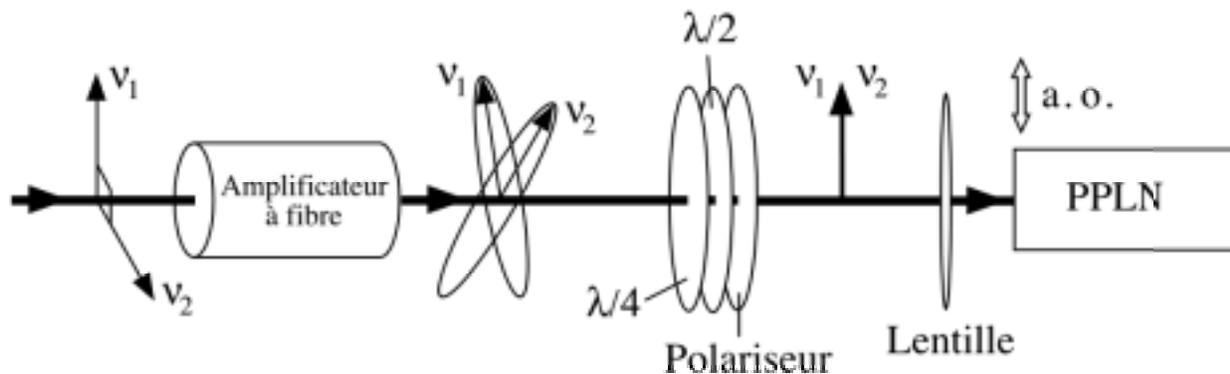


Figure 52 : Schématisation du problème de dispersion des modes de polarisation dans l'amplificateur à fibre, et le système d'orientation des polarisations des modes propres du laser bi-fréquence THz à l'entrée du cristal PPLN. (a.o. : axe optique du PPLN).

Dans un premier temps, nous faisons osciller simultanément les deux modes du laser Er:Yb:verre (voir la Figure 46), l'un à 1550 nm (λ_0) et l'autre à 1538,7 nm (λ_e). Ces deux modes sont représentés sur la Figure 53(a). Pour focaliser le faisceau fondamental dans le cristal non linéaire, nous utilisons une lentille de focale 50 mm. La taille mesurée du faisceau fondamental

dans le cristal PPLN est de $2w_0 = 180 \mu\text{m}$, donc la longueur de Rayleigh vaut $z_0 = 16,4 \text{ mm}$ (à peu près égale à la longueur totale du cristal non linéaire de 20 mm). La puissance totale des deux modes à l'entrée du cristal PPLN est égale à 980 mW. En déduisant les pertes de Fresnel, la puissance totale utile dans le cristal PPLN est de 843 mW.

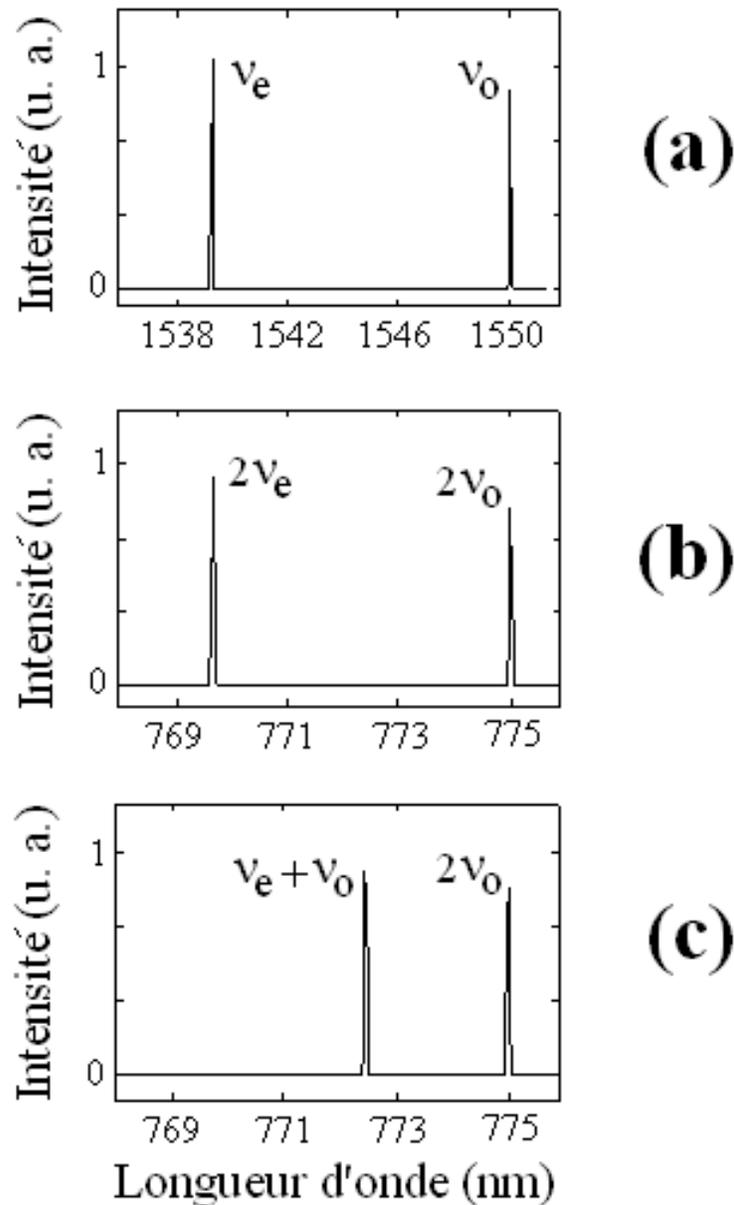


Figure 53 : Spectre mesuré de la source bi-fréquence THz. (a) Les deux longueurs d'onde fondamentales dans l'infrarouge, séparées de 11,28 nm (1,4 THz). (b) Les deux longueurs d'onde du doublage, séparées de 5,64 nm (2,8 THz). (c) Les deux longueurs d'onde du doublage et de la somme, séparées de 2,82 nm (1,4 THz).

En fixant la température du cristal non linéaire à 25°C, nous trouvons expérimentalement que la fréquence (ν_0) correspondant à la longueur d'onde λ_0 est toujours doublée, quelque soit le déplacement du cristal PPLN suivant l'axe y . Ceci est dû à l'effet non linéaire dans la première partie du cristal (partie ayant une période fixe). En déplaçant le PPLN, nous trouvons une position pour laquelle nous obtenons à la fois les doublages de la première fréquence ν_0 et de la deuxième fréquence ν_e correspondant à la longueur d'onde $\lambda_e = 1538,7$ nm. La période d'inversion théorique du cristal PPLN pour le deuxième doublage est de 18,66 μm . Le spectre de ces deux fréquences est présenté sur la Figure 53(b).

De plus, nous trouvons une autre position pour laquelle nous obtenons à la fois le doublage de la fréquence ν_0 et la somme de cette fréquence avec la fréquence ν_e , comme le montre la Figure 53(c). Ceci s'explique par le fait qu'après le doublage dans la première partie du cristal de PPLN, le signal fondamental résiduel de fréquence ν_0 continue à traverser la deuxième partie du cristal, où il peut être sommé avec le signal fondamental de fréquence ν_e en utilisant la période d'inversion de quasi-accord de phase pour la somme (18,82 μm , calculée théoriquement). Cette période (18,82 μm) appartient évidemment aux périodes de la partie en éventail de notre cristal de PPLN. Ces deux positions, une pour obtenir $2\nu_0$ et $2\nu_e$ et une pour obtenir $2\nu_0$ et $\nu_0 + \nu_e$, sont illustrées sur la Figure 54.

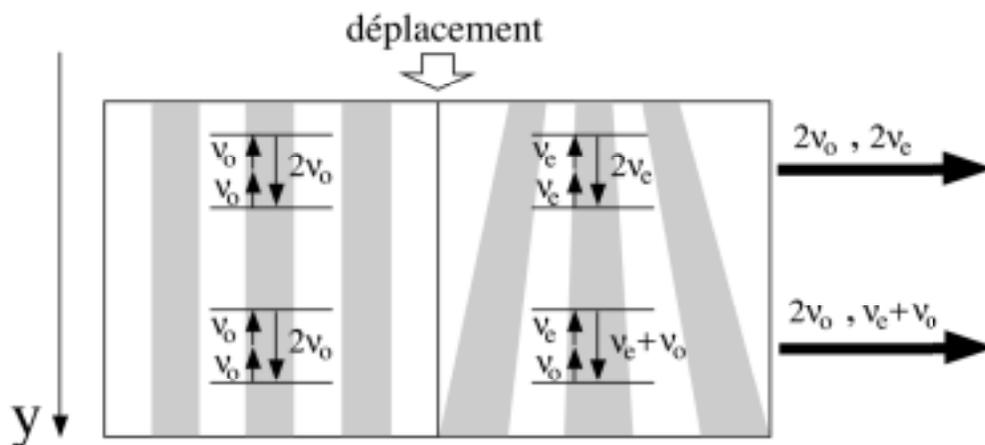


Figure 54 : Deux positions du cristal de PPLN permettent d'obtenir les doublages des deux fréquences ou le doublage de ν_0 et la somme de celle-ci avec ν_e .

Nous avons ainsi pour la première fois obtenu une source bi-fréquence THz émettant dans le visible en utilisant la technique de conversion de fréquence. Par ailleurs, en utilisant un interféromètre de Michelson [137], nous observons que le battement THz existe bien dans le visible, et que la fréquence de battement est soit égale, soit doublée, par rapport à la fréquence de battement des ondes fondamentales, comme le montre la Figure 55.

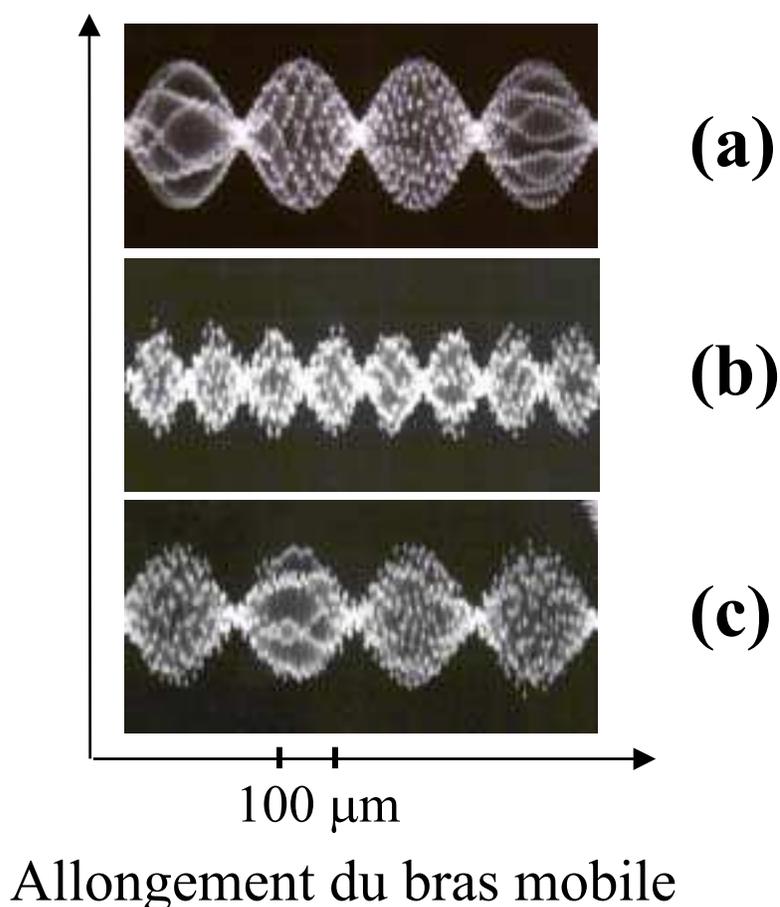


Figure 55 : Observation expérimentale du battement à la fréquence THz avec un interféromètre de Michelson. (a) Battement des signaux fondamentaux à la fréquence de 1,4 THz, correspondant à la Figure 53(a). (b) Battement des signaux doublés à la fréquence de 2,8 THz, correspondant à la Figure 53(b). (c) Battement des signaux de seconde harmonique et de somme à la fréquence de 1,4 THz, correspondant à la Figure 53(c).

Les signaux de battements sont mesurés juste devant le cristal de PPLN pour les faisceaux infrarouges et juste après le cristal de PPLN pour les faisceaux visibles. Nous trouvons que la fréquence de battement dans le visible, dans le cas où une des fréquences provient du doublage

et l'autre de la somme de fréquences, est exactement égale à la fréquence de battement dans l'infrarouge. Par contre, dans le cas où il y a simultanément doublage de deux fréquences, la fréquence de battement est également doublée. De plus, le signal de battement a une amplitude de modulation quasiment égale à 100 %. Notons que les polarisations des deux ondes fondamentales sont alignées avant doublage et que les polarisations des secondes harmoniques sont également alignées après doublage, ce qui est consistant avec les caractéristiques du PPLN.

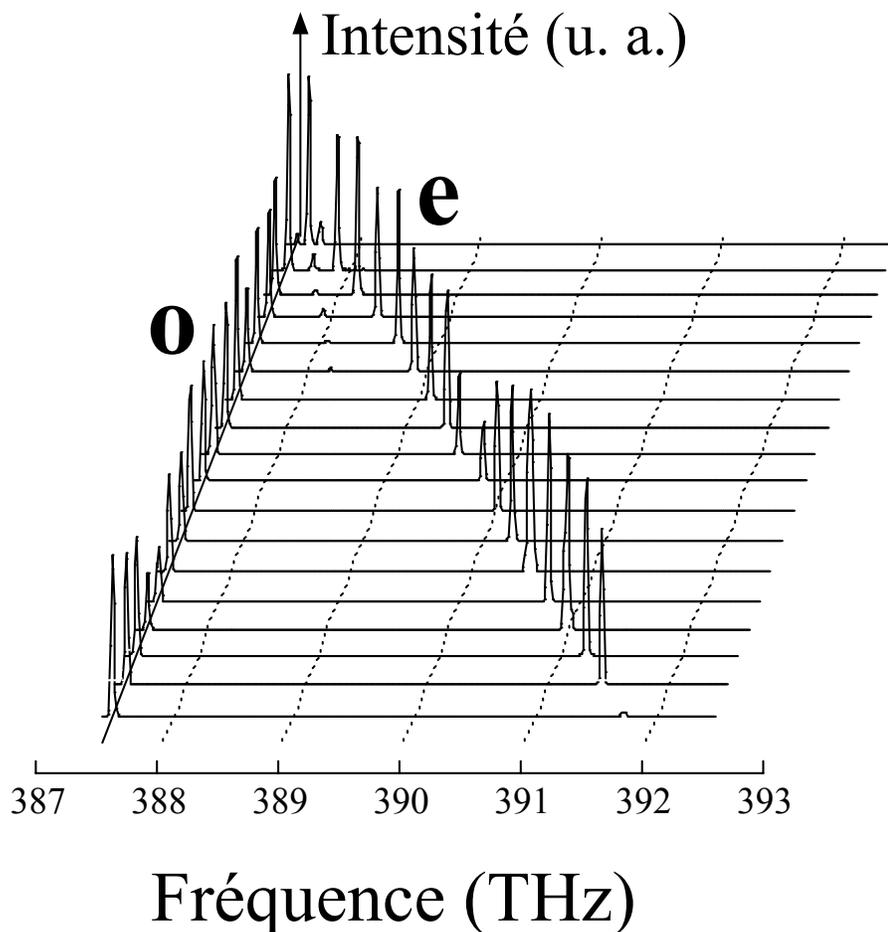


Figure 56 : Observation expérimentale du spectre de seconde harmonique du laser THz. La longueur d'onde ordinaire (λ_o) du fondamental est fixée à 1550 nm alors que la longueur d'onde de l'état extraordinaire (λ_e) est variée de 1550 nm à 1533 nm. La différence de fréquences dans le visible est ainsi doublée, jusqu'à 4,2 THz.

Maintenant, nous faisons varier la longueur d'onde λ_e du laser THz Er-Yb:verre de 1550 nm à 1533 nm en fixant la longueur d'onde λ_o à 1550 nm. La fréquence de battement des deux modes fondamentaux varie ainsi continûment de 0 à 2,1 THz. En translatant le cristal de PPLN suivant l'axe y (voir la Figure 43 et la Figure 54), nous choisissons pour chaque couple de fréquences fondamentales une position à laquelle ces deux fréquences sont simultanément doublées. La Figure 56 représente ainsi les spectres de deux modes dans le visible en fonction de la fréquence absolue. On voit bien que la différence de fréquences varie continûment de 0 à 4,2 THz quand la différence des deux fréquences fondamentales varie de 0 à 2,1 THz. Notons que nous pouvons également trouver des positions du cristal (donc des périodes d'inversion) pour réaliser le doublage de la fréquence ν_o et la somme de celle-ci avec la fréquence ν_e . Et dans ce cas la différence entre deux fréquences dans le visible ne varie que de 0 à 2,1 THz, comme montré précédemment.

Nous avons également vérifié que la profondeur de modulation due au battement des deux modes dans le visible est toujours proche de 100 % en fonction de la différence de leurs fréquences. En ce qui concerne la puissance du doublage, nous rappelons que la puissance totale des deux modes fondamentaux varie avec la différence de leurs fréquences, de 500 mW à 1000 mW, donc la puissance totale des secondes harmoniques varie de 1 mW à 4 mW quand on fait varier la longueur d'onde λ_e de 1550 nm à 1533 nm en fixant la longueur d'onde λ_o à 1550 nm. Par comparaison avec les résultats obtenus pour une seule fréquence (dans le paragraphe 3), la puissance de la seconde harmonique est ici diminuée à cause du partage de la puissance totale (1000 mW) pour les deux modes fondamentaux (chacun 500 mW), et donc l'efficacité de conversion est plus faible. De plus, la taille du faisceau fondamental dans ce cas est augmentée jusqu'à $2w_0 = 180 \mu\text{m}$ (la longueur de Rayleigh $z_0 = 16,4 \text{ mm}$) pour répartir uniformément la puissance du fondamental tout au long du cristal non linéaire. Finalement, notons que la puissance totale obtenue dans le cas où les deux fréquences obtenues sont $2\nu_o$ et $\nu_o + \nu_e$ est plus grande que quand on double les deux fréquences. En effet, la somme des deux fréquences est deux fois plus efficace que le doublage.

5. Conclusion et perspectives

Pour la première fois, nous avons étudié et réalisé un cristal non linéaire à quasi-accord de phase qui permet de doubler deux fréquences dont la différence varie dans une gamme de quelques THz. Nous avons vu qu'un cristal de PPLN mixte en éventail permet de réaliser une source bi-fréquence THz continûment accordable dans le visible. Les deux états propres du laser Er-Yb:verre sont doublés sur une plage de longueur d'onde de 17 nm, soit une plage de fréquence de 2,1 THz. Par conséquent, on obtient deux longueurs d'ondes dans le visible dont la fréquence de battement est continûment accordable de 0 à 4,2 THz. La qualité du battement THz a été vérifiée, et est comparable à celle du battement dans l'infrarouge. Les caractéristiques expérimentales de conversion de fréquence sont en accord avec les prédictions théoriques.

Avec la source bi-fréquence doublée telle quelle, certaines applications sont déjà envisageables : par exemple la spectroscopie THz. Par ailleurs, dans le but de montrer les avantages de cette source (compacte, continue, et bi-fréquence THz), nous avons, en collaboration avec le Laboratoire d'Hyperfréquence et de Caractérisation de l'Université de Savoie (Chambéry), réalisé un premier test de la génération d'ondes sub-millimétriques en focalisant le faisceau bi-fréquence à 775 nm dans un substrat LT-GaAs. Malheureusement, nous n'avons pas encore observé le signal sub-millimétrique. Ceci s'explique par le fait que, d'une part, la puissance totale du faisceau laser THz est faible (à peu près 1 mW au maximum incident sur l'antenne), et d'autre part, le signal sub-millimétrique généré est lui aussi certainement faible, comparable au niveau de bruit du détecteur (bolomètre), et est donc très difficile à détecter. Pour résoudre ce problème, il est donc nécessaire d'amplifier encore plus le faisceau laser à 1,55 μm , par exemple, en utilisant un amplificateur de 40 dBm afin d'obtenir une puissance totale dans le rouge de quelques dizaines de mW, ce qui serait alors suffisant pour générer les ondes sub-millimétriques [33, 39].

V. Conclusion du troisième chapitre

L'étude de conversion de fréquence utilisant les effets non linéaires nous a permis d'obtenir des sources bi-fréquences émettant dans le visible. Nous avons ainsi étudié et réalisé quelques méthodes de conversion de fréquence, intracavité ou hors cavité, pour pouvoir convertir simultanément les deux fréquences du laser bi-fréquence.

Dans un premier temps, nous avons réalisé des conversions de fréquences hors cavité des lasers Nd:YAG–Cr:YAG et Er-Yb:verre–Co:ASL en utilisant des cristaux à quasi-accord de phase, PPKTP et PPLN, pour obtenir des impulsions bi-fréquences à 532 nm et à 775 nm. Ces premières expériences montrent que nous obtenons plutôt des impulsions mono-fréquences dans le visible modulées à la fréquence de battement de deux modes propres fondamentaux dans l'infrarouge. De plus, nous avons réalisé quelques tests de photo-commutation en utilisant ces impulsions visibles portant des modulations de 0 à quelques GHz.

Afin d'obtenir une source impulsionnelle bi-fréquence compacte et efficace, nous avons ensuite étudié et réalisé des expériences de doublage intracavité d'un laser bi-fréquence Nd:YAG déclenché passivement par Cr:YAG. Dans ce cas, nous avons utilisé un cristal non linéaire massif KTP du type II et étudié les conditions pour lesquelles nous pouvons obtenir le régime bi-fréquence. Pour cela, la théorie, basée sur l'analyse des matrices de JONES, prédit que le KTP doit satisfaire à une seule condition : le déphasage doit être égale à un multiple entier de π . Ceci est vérifié par l'expérience, quelque soit la position du cristal non linéaire dans la cavité. De plus, quand le KTP est introduit entre les deux lames quart d'onde, les fréquences propres du laser sont simultanément doublées avec la même efficacité tandis que la somme de deux fréquences s'annule quelque soit l'orientation de ce cristal. La fréquence de battement entre deux modes propres est continûment accordable de 0 à quelques centaines de MHz (maximale $c/4L$) en tournant soit la deuxième lame quart d'onde soit le cristal non linéaire. Par contre, dans le cas où nous introduisons le KTP hors des deux lames quart d'onde, la fréquence

de battement ne dépend que de l'orientation de la deuxième lame quart d'onde. L'orientation du KTP dans ce cas nous a permis de choisir les doublages de deux fréquences ou la somme de ces deux fréquences tout en conservant la fréquence de battement.

Dans le but d'utiliser les lasers bi-fréquences pour générer des ondes sub-millimétriques, nous avons étudié les conversions de fréquences du laser bi-fréquence THz. Pour cela, nous utilisons le laser THz Er-Yb:verre développé par M. ALOUINI [137] comme source fondamentale. Le faisceau contenant deux fréquences accordables à la sortie du laser est ensuite amplifié par un amplificateur à fibre dopée Erbium de 30 dBm. Pour doubler simultanément les deux fréquences dont la différence varie continûment de 0 à quelques THz, nous avons étudié et réalisé un cristal non linéaire PPLN spécifique comprenant deux parties: une partie avec la période d'inversion fixe pour doubler la fréquence fixe du laser, une partie du type éventail pour doubler la fréquence variable du laser. Les caractéristiques de la conversion de fréquence avec ce cristal sont décrits théoriquement et expérimentalement. Nous avons ainsi obtenu les deux fréquences dans le rouge dont la différence varie continûment de 0 à 4,2 THz (2 fois plus grande par rapport à la différence du fondamental). La qualité du battement THz dans le visible a été caractérisée et promet des applications intéressantes comme la génération d'ondes sub-millimétriques accordables à grande longueur de cohérence.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale et perspectives

Ce travail tant sur le plan théorique qu'expérimental a permis d'approfondir la physique des lasers solides impulsions et continus fonctionnant en régimes bi-fréquence ou mono-fréquence. Nos investigations sur ces lasers ont conduit à plusieurs résultats nouveaux :

- Dans un premier temps, avant d'explorer les propriétés des lasers solides impulsions bi-fréquences, nous avons étudié et mis en oeuvre quelques méthodes pour optimiser les caractéristiques de ces lasers en régime mono-mode. Après quelques rappels sur le modèle général des lasers solides pompés par diode et déclenchés passivement par un absorbant saturable, nous avons discuté les influences possibles des paramètres du laser sur ses caractéristiques: le taux de répétition, la durée des impulsions et l'énergie d'impulsion. Nous avons ainsi montré théoriquement et expérimentalement que par une simple modulation de la puissance de pompe, on peut stabiliser le taux de répétition même en présence des bruits usuels: fluctuations de la puissance de pompe, de la température, de l'absorption de l'absorbant saturable, etc. Les expériences, réalisées avec les lasers Nd:YAG–Cr:YAG et Er-Yb:verre–Co:LMA, montrent que (i) sans modulation de la puissance de pompe, le taux de répétition présente une instabilité de 6 % pendant quelques minutes, mais que (ii) avec la modulation, le taux de répétition devient parfaitement stable avec une stabilité relative de 10^{-6} [90]. Nous avons aussi montré que la stabilité du taux de répétition n'est limitée que par la stabilité du signal de modulation et que cette méthode de modulation peut en principe être appliquée à tous les autres lasers solides à déclenchement passif. Ensuite, dans le but de contrôler la forme temporelle et la durée des impulsions dans ces lasers, nous avons étudié et mis au point trois méthodes différentes [110] qui permettent d'ajuster continûment le rapport de la puissance de saturation dans le milieu actif et dans l'absorbant saturable. Dans le cas du laser à un axe, l'ajustement de ce rapport est obtenu soit par le déplacement de l'absorbant saturable

dans la cavité, ce qui change la taille du faisceau laser dans l'absorbant saturable (*méthode interne*), soit par le déplacement de la lentille de focalisation, ce qui change la taille du faisceau de pompe dans le milieu actif (*méthode externe*). La durée des impulsions dans le cas du laser à un axe augmente de 16 ns à 350 ns, avec un bon accord entre la théorie et l'expérience. Par ailleurs, la géométrie du laser à deux axes nous permet d'introduire le milieu actif et l'absorbant saturable dans deux bras séparés, grâce à quoi nous pouvons contrôler indépendamment les puissances traversant le milieu actif et l'absorbant saturable (*méthode des états propres fourchus*). En effet, lorsqu'on introduit une lame quart d'onde dans la zone commune de deux bras du laser, les états propres oscillent simultanément sur les deux bras (états propres fourchus). Par conséquent, en changeant l'orientation de la lame quart d'onde, nous avons pu changer le rapport entre les intensités dans les deux bras. Les calculs théoriques, se basant sur les analyses des matrices de JONES et du modèle "rate equations", et les expériences, réalisées avec le laser Nd:YAG–Cr:YAG, montrent que la durée des impulsions est continûment accordable de 100 ns à 500 ns. De plus, nous avons également montré que la puissance moyenne du laser à états fourchus augmente avec la durée des impulsions, ce qui n'est pas le cas pour le laser à un axe. Enfin, ces trois méthodes différentes présentent évidemment leurs avantages propres, et le choix de la méthode dépend du système qu'on utilise. Nous avons finalement exploité l'aspect "fourchu" des états propres du laser à deux axes afin d'augmenter l'amplitude des impulsions, donc leur énergie. En effet, un état fourchu oscille simultanément sur deux axes du laser. Par l'introduction du pompage et de l'absorbant saturable dans les deux bras simultanément cette fois, nous avons ainsi doublé le gain et les pertes saturables du laser. Par conséquent, l'amplitude des impulsions (donc leur énergie) devient deux fois plus grande que l'amplitude des impulsions obtenues avec le laser à un axe de mêmes caractéristiques. Toutes les autres caractéristiques du laser, comme le taux de répétition, la forme des impulsions, sont conservées. Les trois caractéristiques du laser solide à déclenchement passif, taux de répétition, durée des impulsions, et amplitude des impulsions, sont donc optimisables. Nous notons que ces résultats ont été obtenus avec le laser en régime mono-mode, mais que certaines des méthodes étudiées ici peuvent être appliquées aux lasers en régime bi-mode.

• Dans la deuxième partie de ce travail, nous avons repris le principe du laser impulsif bi-fréquence et développé les avantages de ces sources pour l'application au lidar-radar Doppler. Nous avons énoncé les conditions nécessaires que l'absorbant saturable doit satisfaire pour obtenir l'oscillation simultanée de deux modes de polarisation : les absorptions de l'absorbant saturable suivant les deux polarisations doivent être identiques en régime de saturation comme à petit signal. Un laser compact Nd:YAG–Cr:YAG contenant une anisotropie de phase a été construit pour illustrer le principe général du laser impulsif bi-fréquence. Quand les dipôles d'absorption de Cr:YAG sont alignés avec les axes neutres de la première lame quart d'onde et orientés à 45° par rapport aux polarisations des états propres dans le milieu actif, on obtient l'oscillation simultanée des deux modes de polarisation. La différence de fréquences entre ces deux modes propres est continûment ajustable de 0 à 2,65 GHz par rotation de la deuxième lame quart d'onde autour de l'axe optique de la cavité [31]. De plus, la méthode de contrôle externe de la durée des impulsions est également appliquée et permet d'ajuster cette durée de 16 ns à 240 ns. Pour des raisons de sécurité oculaire et de disponibilité des composants (notamment les amplificateurs optiques), nous avons étudié un nouvel absorbant saturable Co:ASL à $1,55 \mu\text{m}$ en collaboration avec le CEA/LETI de Grenoble. L'expérience montre que son absorption est parfaitement isotrope quelle que soit son orientation par rapport à la polarisation du laser. Cette propriété nous a permis d'obtenir des impulsions bi-fréquences à $1,55 \mu\text{m}$ en utilisant Co:ASL pour déclencher le laser Er-Yb:verre [113]. Avec une cavité étendue, des impulsions de 200 ns de durée portant des battements de 0 à 1,4 GHz ont été obtenues. De plus, nous avons construit un laser compact Er-Yb:verre–Co:ASL qui permet d'augmenter la fréquence de battement entre les deux états propres jusqu'à 19 GHz. Nous avons également étudié le problème de la cohérence du battement d'impulsion à impulsion. L'expérience montre que le temps de cohérence est limité à la durée d'une impulsion: le battement n'est pas cohérent d'une impulsion à l'autre. Ceci s'explique par le fait que l'intensité du laser s'annule entre deux impulsions successives, et donc la phase du battement se construit aléatoirement à chaque impulsion. Pour résoudre ce problème, nous avons étudié une nouvelle méthode pour obtenir des impulsions bi-fréquences

en préservant une certaine cohérence entre les impulsions [160]. La méthode est basé sur la modulation de la puissance de pompe autour de la fréquence d'oscillation de relaxation du laser. Par cette technique, on distingue deux régimes impulsions : (i) "AM": l'intensité du laser ne tombe pas complètement à zéro entre les impulsions (obtenu par une modulation faible), (ii) "Spiking": l'intensité s'annule entre les impulsions (obtenu par une modulation forte). Les expériences, réalisée avec les deux types de laser Nd:YAG et Er-Yb:verre, montrent que lorsque le laser fonctionne en régime de "spiking", la cohérence du battement est perdue comme dans le cas précédent. Par contre, quand le laser fonctionne en régime AM, le battement est cohérent d'une impulsion à l'autre. Ce résultat a ainsi permis de compléter les caractéristiques des lasers impulsions bi-fréquences afin de répondre aux applications nécessitant ces sources.

- Dans la troisième partie, nous avons abordé l'étude de la conversion de fréquence afin de transposer les sources bi-fréquences aux longueurs d'onde visibles. Les expériences de conversion de fréquence, intracavité ou hors cavité, ont été réalisées à 532 nm et à 775 nm. Dans un premier temps, nous avons converti hors cavité les lasers bi-fréquences Nd:YAG–Cr:YAG et Er-Yb:verre–Co:ASL développés précédemment. Des impulsions visibles portant des battements de 0 à quelques GHz ont été obtenues. Les premiers tests de génération de photo-commutation et de micro-ondes en utilisant des substrats de GaAs ont été réalisés [133]. Afin de miniaturiser ces sources impulsions bi-fréquences dans le visible, nous avons étudié et réalisé des expériences de conversion intracavité utilisant les états propres hélicoïdaux d'un laser bi-fréquence Nd:YAG–Cr:YAG [138]. Nous avons utilisé un cristal non linéaire KTP de type II et calculé la condition pour obtenir l'oscillation simultanée de deux états propres du laser. Les calculs théoriques se basant sur l'analyse des matrices de JONES ont montré que cette condition est satisfaite si le déphasage entre les deux axes du cristal de KTP est égal à un multiple entier de π . Ceci a été également vérifié par l'expérience. Dans ces conditions, la fréquence de battement varie linéairement de 0 à $c/4L$ (≈ 750 MHz) en tournant soit la deuxième lame quart d'onde, soit le KTP. Notons que dans le cas où le KTP est introduit

hors des deux lames quart d'onde, la rotation de la deuxième lame quart d'onde permet de changer la fréquence de battement entre les deux états propres, mais cette fréquence reste constante quelle que soit l'orientation du KTP. Les conversions de fréquences dépendent également de la position du KTP dans la cavité. Quand le KTP est introduit entre les deux lames quart d'onde, seul le doublage de chacun des deux modes est obtenu. Mais quand le KTP est introduit hors des deux lames quart d'onde, l'efficacité du doublage ou de la somme des deux fréquences varie en fonction de l'orientation de ce cristal par rapport aux polarisations des états propres. Autrement dit, nous pouvons choisir le doublage ou la somme par rotation du cristal non linéaire tout en conservant la même fréquence de battement entre les deux états propres. Pour répondre aux applications nécessitant des battements visibles dans une gamme plus étendue jusqu'à domaine des THz, nous avons étudié la conversion de fréquence du laser bi-fréquence THz Er-Yb:verre, développé dans le cadre de la thèse de M. ALOUINI. Pour cela, nous avons utilisé la méthode de conversion de fréquence hors cavité avec un cristal non linéaire spécifique PPLN "en éventail". Nous avons calculé théoriquement la condition de quasi-accord de phase du cristal non linéaire et défini un cristal comprenant deux parties différentes, une avec une période d'inversion fixe utilisée pour doubler la fréquence fixe du laser (à 1550 nm), une en éventail utilisée pour doubler la fréquence accordable (correspondant à une plage de longueur d'onde entre 1531 nm et 1551 nm). Les performances de ce cristal PPLN ont été trouvées en bon accord avec les calculs théoriques. De plus, les expériences ont montré que le doublage de chacun des deux états propres du laser bi-fréquence THz est obtenu avec un rendement de $0,93\% W/W^2$. La fréquence de battement des états propres dans le visible varie alors de 0 à 4,2 THz (deux fois plus que la fréquence de battement dans l'infrarouge), avec une profondeur de modulation avoisinant 100 %. La technique de conversion de fréquence nous a ainsi permis de réaliser des sources bi-fréquences dans le visible, continues ou impulsionnelles, et donc de surmonter la difficulté imposée par les matériaux laser et les sources de pompage des lasers solides. Finalement, ces résultats dans le visible permettent d'élargir les domaines d'applications de telles sources bi-fréquences : détection sous-marine, spectroscopie, génération de micro-ondes et d'ondes sub-millimétriques.

Les perspectives de ce travail s'inscrivent à la fois dans les domaines fondamentaux et appliqués :

- Les applications industrielles directes liées à ce travail apparaissent clairement. En ce qui concerne l'application au lidar-radar Doppler, les sources impulsionnelles bi-fréquences dans la gamme GHz sont les meilleures candidats. Des études sur ce sujet se poursuivent en collaboration avec Thalès. Les résultats du laser bi-fréquence THz dans le visible nous permettront dans un futur proche de générer des ondes THz cohérentes de haute pureté spectrale en utilisant des photo-mélangeurs GaAs ultra-rapides à basse température [161]. Ce laser pourrait à l'avenir remplacer les techniques de recombinaison de deux lasers indépendants [33, 39]. Les sources bi-fréquences dans le rouge, à 775 nm, devraient trouver d'autres applications dans le domaine de la médecine par exemple [162]. On peut envisager d'utiliser ces impulsions rouges modulées en intensité pour réaliser de l'imagerie dans le sang. De plus, ces lasers pourraient être utiles pour la spectroscopie du Rubidium, qui utilise actuellement la technique du décalage de fréquence par effet acousto-optique [158].
- Nous pensons que ce travail appelle d'autres développements en physiques des lasers. Par exemple, le principe du laser impulsionnel bi-fréquence pourrait être appliqué pour fabriquer des microlasers, à 1064 nm et à 1550 nm, afin de rendre le système plus compact et d'augmenter la fréquence de battement à quelques dizaines de GHz. Dans ce cas, les deux lames quart d'onde pourraient être remplacées par un cristal électro-optique [20, 163, 164]. Cela nous permettrait de réaliser un "chirp" rapide sur la fréquence de battement, ce qui permet d'offrir des applications au traitement optique des signaux hyperfréquence. Une étude complète sur la boucle d'asservissement de phase est aussi nécessaire afin d'obtenir des battements de pureté spectrale dans la gamme des mHz [163, 164]. Ce principe peut également s'appliquer aux lasers solides auto-doublés [165, 166] qui permettraient d'obtenir directement des sources bi-fréquences dans le visible. Et finalement, nous pensons qu'il est envisageable de construire un laser THz émettant directement dans le visible en utilisant des matériaux tels que Titane-Saphir ou un colorant dont la courbe de gain est suffisamment large.

Enfin, nous espérons avoir convaincu le lecteur de l'intérêt des performances des lasers solides mono-fréquences et bi-fréquences, qui peuvent conduire à des développements scientifiques et des applications industrielles.

Annexes

Annexe 1.

Publication jointe :

NGOC DIEP LAI, MARC BRUNEL, FABIEN BRETENAKER, et AIBERT LE FLOCH

“Stabilization of the repetition of passively Q-switched diode-pumped solid-state lasers”

Appl. Phys. Lett. **79**, 1073-1075 (2001)

Stabilization of the repetition rate of passively Q-switched diode-pumped solid-state lasers

Ngoc Diep Lai,^{a)} Marc Brunel, Fabien Bretenaker, and Albert Le Floch

Laboratoire d'Electronique Quantique-Physique des Lasers, Unité Mixte de Recherche du Centre National de la Recherche Scientifique 6627, Université de Rennes I, Campus de Beaulieu, F-35042 Rennes Cedex, France

(Received 30 March 2001; accepted for publication 29 June 2001)

We present a simple technique to stabilize the period of the pulses emitted by passively Q-switched lasers. By slightly modulating the pump diode power, the repetition rate of a Nd³⁺:YAG laser passively Q switched by Cr⁴⁺:YAG is experimentally shown to reach a time stability of 10⁻⁶ over 10⁶ pulses. Simulations using a rate-equation model are in close agreement with the experiments.

© 2001 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.1396320]

Pulsed solid-state lasers are widely used in scientific, medical, industrial, and military systems. In particular, passively Q-switched diode-pumped solid-state lasers now offer compactness and ruggedness capacities suited to a variety of applications such as range finders, remote sensors, three-dimensional scanners, or injection seeds for amplifier chains.^{1,2} For all these applications, the emitter repetition rate is one of the key parameters. When saturable absorbers are used, the time lag between two pulses corresponds to the time needed for the population inversion to recover its threshold value. It is thus directly governed by the pump power. In the archetypal Nd³⁺:YAG laser passively Q switched by a Cr⁴⁺:YAG saturable absorber for instance, the pulse period ranges from a few hundred Hz to several MHz.³⁻⁸ However, time instabilities up to 10% of the pulse period are currently observed due to fluctuations in the environment, the thermal gradients in the active medium, or in the diode pump power and spectrum. Due to the passive nature of the Q-switching process, the only accessible parameter that may be influenced to control the laser timing instabilities is the pump power.⁹ One may hence wonder to which extent a simple modulation of the diode pump current may lead to a synchronization of the emitted pulses with the modulation frequency. The aim of this letter is thus to investigate, both theoretically and experimentally, the influence of a slight pump power modulation of a passively Q-switched diode-pumped solid-state laser on the emitted pulse train, and to explore possible synchronization domains and the conditions to eradicate time instabilities.

Toward this aim, we consider the following longitudinally pumped solid-state laser. The active medium is a 0.79 mm long, 1 at % doped, Nd:YAG crystal with a dichroic input face (high transmission at 809 nm and high reflection at 1064 nm) and an antireflection coated output face. The 90 mm long laser cavity is closed by the active medium input mirror and a 100 mm radius of curvature output mirror with 1% intensity transmission at 1064 nm. The pump is a 0.9 W fiber coupled laser diode emitting at 809 nm. The end of the fiber is simply butted against the Nd:YAG crystal. A 1 mm long [001]-cut antireflection-coated Cr:YAG plate having a

90% small-signal intensity transmission is inserted inside the laser resonator. Under these operating conditions, the laser threshold is obtained at a 1.1 A diode pump current, corresponding to a pump power of 430 mW incident on the active medium. When this current is varied, the pulse period sweeps from about 500 down to 125 μ s, as shown in Fig. 1. At the maximum available current (1.8 A), the observed pulse full width at half maximum (FWHM) is 58 ns and the output pulse energy is about 10 μ J. The laser operates in a single longitudinal and transverse mode at all currents, with a stable linear polarization.¹⁰ Short-time period jitter is measured to be about $\pm 1\%$ in less than 1 s, and a slow variation of $\pm 6\%$ over a few minutes is measured due to environmental thermal drifts. The amplitudes of these variations are symbolized by the vertical bars in Fig. 1.

In order to predict the behavior of this laser when submitted to a pump power modulation, we model its dynamics using usual rate equations.^{11,12} However, as the emitted pulses have a duration on the order of the lower laser level lifetime, we include the dynamics of the population of this level which induces a bottleneck effect,¹³⁻¹⁶ leading to:

$$\frac{dI}{dt} = -(\Gamma_c + a)I + \kappa(n_u - n_d)I + \kappa n_u \epsilon, \quad (1a)$$

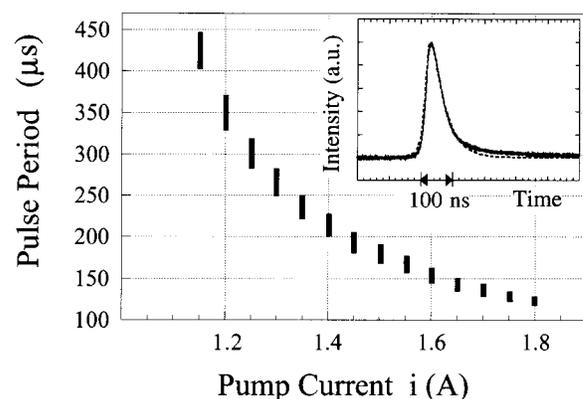


FIG. 1. Experimental pulse period versus laser diode pump current are shown. The vertical bars correspond to slow variations resulting from environmental perturbations at a given pump current. Insert shows pulse emitted at a 1.8 A current; full line: experiment; dashed line: simulation.

^{a)}Electronic mail: lai.ngocdiep@univ-rennes1.fr

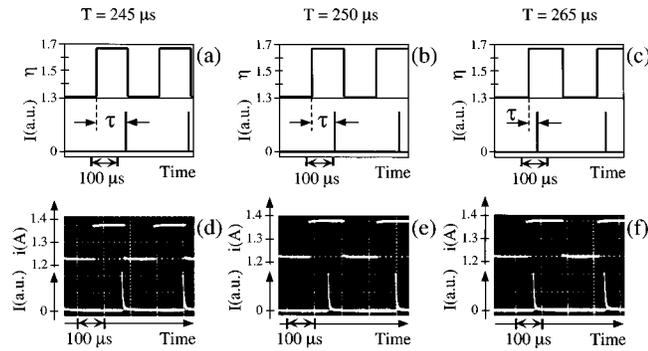


FIG. 2. Synchronized pulse trains for three different values of the modulation period T are shown. (a)–(c) are simulations using Eqs. (1a)–(1d) with $\Gamma_c = 5.0 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_u^{-1} = 230 \text{ } \mu\text{s}$, $\gamma_d^{-1} = 20 \text{ ns}$, $\kappa = \zeta = 1$, $\gamma_a^{-1} = 4.0 \text{ } \mu\text{s}$, $\mu = 3.45$, $a_0 = 3.5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, and $\epsilon = 10^{-20}$; and (d)–(f) corresponding experimental results.

$$\frac{dn_u}{dt} = \gamma_u(P(t) - n_u) - \zeta(n_u - n_d)I, \quad (1b)$$

$$\frac{dn_d}{dt} = \gamma_u n_u - \gamma_d n_d + \zeta(n_u - n_d)I, \quad (1c)$$

$$\frac{da}{dt} = \gamma_a(a_0 - a) - \mu a I, \quad (1d)$$

where I is the intracavity laser intensity, n_u and n_d are the populations of the upper and lower levels of the laser transition, respectively, a is the saturable absorption, Γ_c is the nonsaturable loss rate of the cavity, κ and ζ are Nd^{3+} -atom/field coupling coefficients, ϵ describes the spontaneous emission, γ_u and γ_d are the relaxation rates of the upper and lower laser levels, respectively, $P(t)$ is the pumping rate normalized to the upper level decay rate, γ_a is the relaxation rate of the saturable absorption, a_0 is the small-signal (unsaturated) absorption of Cr^{4+} :YAG, and μ is a Cr^{4+} -ion/field coupling coefficient which includes the ratio of the saturation intensities of the absorber and the active medium. Setting Eqs. (1a)–(1d) to zero with $a(t) \equiv a_0$, one obtains the upper level population at threshold $n_u^{\text{th}} = \gamma_d / (\gamma_d - \gamma_u) \times (\Gamma_c + a_0) / \kappa$. We then introduce the time-dependent relative excitation $\eta(t) = P(t) / n_u^{\text{th}}$. As can be derived from Eqs. (1a)–(1d), $\eta(t)$ rules the construction time of the population inversion, hence the pulse period. We modulate this parameter in order to force the population inversion to reach the threshold at chosen times. In all the following simulations, we assume that the excitation ratio is square modulated with a period T and a 50% duty cycle between η_{min} and η_{max} . The laser behavior is predicted by a numerical integration of Eqs. (1a)–(1d) using a fourth-order Runge–Kutta algorithm¹⁷ and using the parameters given by the experiment. We first find that when $\eta = 1.5$ (without modulation), the simulation yields a pulse FWHM of 60 ns and a pulse period of 250 μs , in agreement with the experiment (see Fig 1). Then, when the excitation ratio is varied periodically between $\eta_{\text{min}} = 1.31$ and $\eta_{\text{max}} = 1.67$, the model predicts that a synchronization between the modulation period and the emitted pulse period occurs when $243 \text{ } \mu\text{s} \leq T \leq 273 \text{ } \mu\text{s}$. Moreover, it appears that the time lag between the beginning of the high-intensity pumping half cycle ($\eta = \eta_{\text{max}}$) and the pulse emission time, labeled τ in Fig. 2, varies from 0 to $T/2$,

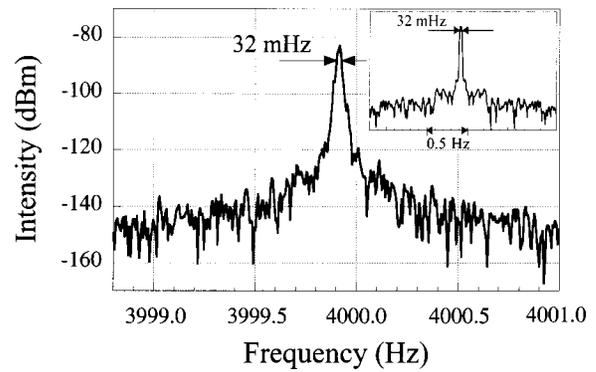


FIG. 3. Optical power spectral density given by the signal of Fig. 2(e) around the fundamental modulation frequency is shown. Insert shows electrical power spectral density delivered by the low-frequency generator. Resolution bandwidth is 9 mHz, measurement time, 164 s.

depending on the value of T (the highest T gives the shortest τ). This is evidenced in Figs. 2(a)–2(c) for three values of T .

To verify these predictions experimentally, we feed the laser diode driver with a low-frequency generator delivering a $\pm 65 \text{ mA}$ modulation amplitude around the 1.3 A mean value corresponding to a pulse period of 250 μs . It appears that, in agreement with the simulation, synchronization actually occurs for modulation periods between 240 and 266 μs . Moreover, the predicted shift of τ is also verified, as evidenced in Figs. 2(d)–2(f). In this synchronization range, the pulse train is perfectly stable in spite of the fluctuating environmental parameters. One may note here that this stabilization scheme does not influence the pulse peak intensity, which shows $\pm 2\%$ short-term fluctuations with or without applying the external modulation. Furthermore, to confirm the transfer of the frequency stability of the low-frequency modulator to the laser pulse train, we experimentally compare the spectrum of the electrical signal fed to the laser diode driver to the low-frequency spectrum of the optical signal collected by the photodiode. Figure 3 reproduces these spectra with a 9 mHz resolution bandwidth, showing a 32 mHz FWHM for the power spectral density peak at the fundamental frequency of 4 kHz. This corresponds to a stability of 10^{-5} over the measurement time of about 3 min, which corresponds to about a million emitted pulses. It is worth mentioning that the time lag τ could be servolocked in order to obtain a stabilization on an arbitrarily long-time scale. The perfect synchronization of the laser pulse train to the pump power modulation is physically understood by the fact that two different pumping rates operate concurrently to raise the population inversion up to its threshold value. Indeed, the exponential filling of the population inversion is more efficient when it occurs with first the low-intensity pump power (η_{min}) and second the high-intensity pump power (η_{max}). As a result, a drift of the emission time with respect to the modulation period value (say, the pulse is emitted in advance) would lead to a less efficient pumping cycle for the following pulse (resulting in added time). It is worth mentioning here that these regimes are different from the more usual gain switching pumping schemes in which the pump power is driven below the threshold value between two emitted pulses. In our experiments and simulations, the laser is operated beyond threshold at all times. Hence, the periodicity of low- and high-intensity half cycles yields a stable so-

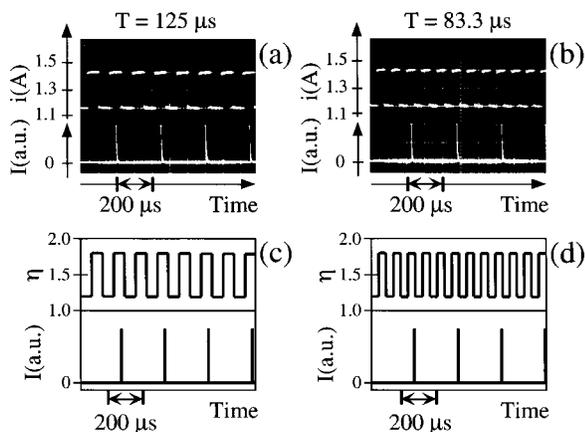


FIG. 4. Synchronized pulse trains at $2 \times T$ and $3 \times T$ are shown. (a) and (b) are experiments. (c) and (d) are corresponding simulations with the same parameters as given in the caption of Fig. 2, and with $\eta_{\min}=1.20$ and $\eta_{\max}=1.80$.

lution for the pulse train period. Of course, when the free-running pulse period corresponding to the mean excitation ratio is too far from the imposed modulation frequency, the locking vanishes. However, we find that it may still be recovered by changing the modulation amplitude. For example, we have experimentally obtained an extended synchronization range of width $\Delta T=54 \mu\text{s}$ when the modulation amplitude is enhanced to $\pm 130 \text{ mA}$ (corresponding to $\eta_{\min}=1.24$ and $\eta_{\max}=1.88$). These values agree well with the theoretical results given by the simulations: $218 \mu\text{s} \leq T \leq 262 \mu\text{s}$.

When the modulation period T is varied in a much wider range, we theoretically and experimentally obtain the existence of other locking regions for which an integer multiple of the pulse period locks with an integer multiple of T . For instance, at a $T=125 \mu\text{s}$ modulation period with a $\pm 130 \text{ mA}$ modulation amplitude, synchronization occurs with the same stability, but with one pulse emitted every other modulation period. This is shown experimentally in Fig. 4(a) and confirmed by the simulation in Fig. 4(c). Similarly, a $3 \times T$ synchronization is found around $T=83.3 \mu\text{s}$ and shown in Figs. 4(b) and 4(d) for the same modulation amplitude.

Finally, passive Q switching is of particular interest in microchip lasers, giving compact and robust systems.¹ Therefore, we apply the same pump modulation principle to a $540 \mu\text{m}$ long diode pumped Nd:YAG–Cr:YAG microchip laser which emits 2 ns FWHM pulses.¹⁸ We verify that synchronization can be obtained at frequencies up to 54 kHz with again a repetition rate stability of 10^{-6} . To check the general validity of the phenomenon, we have built an Er:Yb:Glass laser passively Q switched by $\text{Co}^{2+}:\text{LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}$. We have succeeded in synchronizing the repetition rate with an external modulation around 1.5 kHz . In this last case, however, the dynamics is slightly modified due to the energy transfer between Yb^{3+} and Er^{3+} ions in the pumping process. This needs further investigation which is currently under progress.

In conclusion, we have investigated the conditions in which a simple pump power modulation scheme operated on a passively Q -switched diode-pumped solid-state laser permits to synchronize the emitted pulse period with an external reference, without any active locking control loop.⁹ We have shown that the reference stability is faithfully reproduced by the laser pulse train, yielding in our experiment a 10^{-6} stability over minutes in a noisy laboratory environment. Simulations using a rate-equations model give complete agreement with the experiments performed on a Nd:YAG–Cr:YAG laser. This stabilization scheme could find applications in field systems requiring high-accuracy clocking and could be applied to other kinds of passively Q -switched lasers.^{19–21}

The authors thank D. Dolfi and L. Morvan for fruitful discussions, and J. Marty and L. Fulbert for their help. This work was partially supported by the Délégation Générale de l'Armement and by the Conseil Régional de Bretagne in the framework of the Center Laser et Applications à la Chimie et aux Télécommunications.

- ¹J. J. Zayhowski, *Rev. Laser Eng.* **26**, 841 (1998).
- ²A. V. Jelalian, *Laser Radar Systems* (Artech House, Boston, MA, 1992).
- ³S. Li, S. Zhou, P. Wang, Y. C. Chen, and K. K. Lee, *Opt. Lett.* **18**, 203 (1993).
- ⁴H. Eilers, K. R. Hoffman, W. M. Dennis, S. M. Jacobsen, and W. M. Yen, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 2958 (1992).
- ⁵R. S. Afzal, A. W. Yu, J. J. Zayhowski, and T. Y. Fan, *Opt. Lett.* **22**, 1314 (1997).
- ⁶K. Waichman, L. Kravchik, J. Kagan, C. Labbe, and Y. Kalisky, *Opt. Mater.* **16**, 163 (2001).
- ⁷A. Agnesi, S. Dell'Acqua, and G. C. Reali, *Opt. Commun.* **133**, 211 (1997).
- ⁸Y. F. Chen, T. M. Huang, and C. L. Wang, *Electron. Lett.* **33**, 1880 (1997).
- ⁹W. J. Mandeville, K. M. Dinndorf, and N. E. Champigny, *Proc. SPIE* **2748**, 358 (1996); M. Arvidsson, B. Hansson, F. Laurell, C. Lindström, and M. Olsson, *Conference on Lasers and Electro-Optics/Europe Technical Digest* (IEEE, Piscataway, NJ, 1996), p. 344; S. V. Chernikov, J. R. Taylro, D. V. Gapontsev, B. L. Davydov, I. E. Samartsev, and V. P. Gapontsev, *Conference on Lasers and Electro-Optics*, OSA Technical Digest Series (OSA, Washington DC, 1996), p. 529.
- ¹⁰M. Brunel, O. Emile, M. Vallet, F. Bretenaker, A. Le Floch, L. Fulbert, J. Marty, B. Ferrand, and E. Molva, *Phys. Rev. A* **60**, 4052 (1999).
- ¹¹A. Szabo and R. A. Stein, *J. Appl. Phys.* **36**, 1562 (1965).
- ¹²A. E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Mill Valley, CA, 1986).
- ¹³M. Michon, *IEEE J. Quantum Electron.* **2**, 612 (1966).
- ¹⁴I. B. Vitrishchak and L. N. Soms, *Sov. J. Quantum Electron.* **5**, 1265 (1976).
- ¹⁵T. Y. Fan, *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 2345 (1988).
- ¹⁶J. J. Degnan, D. B. Coyle, and R. B. Kay, *IEEE J. Quantum Electron.* **34**, 887 (1998).
- ¹⁷W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Wetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes in Fortran 90* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1996).
- ¹⁸L. Fulbert, J. Marty, B. Ferrand, and E. Molva, in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 1995 Technical Digest Series Vol. 15 (Optical Society of America, Washington DC, 1998), p. 176.
- ¹⁹P. Thony, B. Ferrand, and E. Molva, in *OSA TOPS on Advanced Solid-State Lasers*, edited by W. R. Bosenberg and M. M. Fejer (Optical Society of America, Washington DC, 1998), p. 150.
- ²⁰R. D. Stultz, M. B. Camargo, S. T. Montgomery, M. Birnbaum, and K. Spariosu, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 948 (1994).
- ²¹I. A. Denisov, M. I. Demchuk, N. V. Kuleshov, and K. V. Yumashev, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2455 (2000).

Annexe 2.

Publication jointe :

NGOC DIEP LAI, MARC BRUNEL, FABIEN BRETENAKER, et OLIVIER EMILE

“Control of the pulse duration in one- and two-axis passively Q-switched solid-state lasers”

Eur. Phys. J. D **19**, 403-410 (2002)

Control of the pulse duration in one- and two-axis passively Q-switched solid-state lasers

N.D. Lai^a, M. Brunel, F. Bretenaker, and O. Emile

Laboratoire d'Électronique Quantique-Physique des Lasers^b, Université de Rennes I, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes Cedex, France

Received 3 December 2001

Abstract. We study theoretically and experimentally different methods to control the pulses emitted by solid-state lasers passively Q-switched by a saturable absorber. We explore one- and two-axis laser schemes allowing to control the pulse duration, which is ruled by the saturation powers of the transitions in the absorber and in the gain medium. In one-axis lasers, it is shown that the adjustment of the pump and laser beam sizes in the active medium and in the absorber provides an efficient means to control the pulse temporal shape and duration. Furthermore, a two-axis laser cavity supporting so-called forked-eigenstate operation permits to freely adjust the parts of the mode power which circulate in the gain medium and in the absorber. In this case, a lengthening of the pulse duration up to 500 ns is obtained with an increase of the average output power. The theoretical results obtained by using rate equations adapted to each cavity geometry are in close agreement with experiments performed on a diode-pumped Nd³⁺:YAG laser Q-switched by a Cr⁴⁺:YAG saturable absorber. The relevance of the different techniques to control the pulse durations in the framework of potential applications is discussed.

PACS. 42.55.Ah General laser theory – 42.60.Gd Q-switching – 42.55.Rz Doped-insulator lasers and other solid state lasers

1 Introduction

Diode-pumped solid-state lasers passively Q-switched by saturable absorbers are compact and rugged sources of pulsed radiation suited to a wide range of applications [1–7]. The main characteristics of the emitted pulses are their duration, peak power, and repetition rate. While the latter is adjustable simply by choosing the pump power, the pulse duration and peak power are known to be ruled by the parameters of the gain medium, the absorber, and the cavity [8]. They are thus essentially fixed by laser construction. For applications requesting the control and adjustment of the pulse temporal shape, such as, *e.g.*, range finders, only active systems have yet been studied [9,10]. However, theoretical descriptions of passively Q-switched lasers show that the pulse duration and shape rely on the ratio R of the saturation power in the gain medium to the saturation power in the absorber [8, 11–13]. One can hence wonder how to introduce an extra degree of freedom in the laser which would allow a continuous control of the parameter R , and consequently of the shape of the pulses. The first path one can follow consists in questioning how the pulse duration can be affected by the pump and laser mode sizes. On the one hand, the relative internal laser mode sizes in the gain medium and in

the absorber can be varied. On the other hand, the external pump mode size can be changed in the gain medium, as suggested by a recent theoretical study [13]. Besides, a technique permitting to change artificially the ratio R can be explored, when two-axis lasers oscillating on forked eigenstates are considered [14,15]. Indeed, in this case, the electromagnetic field experiences a spatial separation in one part of the cavity. One may hence question the possibilities of such a scheme to control the powers circulating in the gain medium and in the absorber.

To address these different points, we choose the following plan. In Section 2, we first explore a theoretical model based on rate-equations of a single-axis laser to study the effect of the variations of R on the pulse duration. The predictions of the model are then compared with experiments made with a Nd:YAG laser passively Q-switched by a Cr:YAG saturable absorber. In order to isolate the roles played by the active medium and absorber saturation powers, we use two different cavity geometries. On the one hand, we vary the ratio w_A/w_G of the laser mode radius in the saturable absorber to the laser mode radius in the gain medium. On the other hand, we vary the ratio w_P/w_G of the pump mode to laser mode radii inside the gain medium. In Section 3, we extend the rate-equation model to the case of a two-axis laser containing a double-refraction crystal and a quarter-wave plate. The predictions are then tested experimentally on a two-axis

^a e-mail: lai.ngocdiep@univ-rennes1.fr

^b UMR 6627 du CNRS

laser cavity supporting forked-eigenstate operation with the gain and absorber media placed in separate arms of the cavity. Finally, the experimental results obtained using the different scenarios to control the pulse duration are summarized and compared in Section 4. The possibilities offered by these methods as regards to applications are discussed.

2 Single axis laser: control by the mode sizes

Let us first consider the laser depicted in Figure 1a. The resonator has a length L and is closed by two mirrors M_1 and M_2 . It contains an isotropic solid-state active medium and a saturable absorber. It is longitudinally pumped by a cw laser diode. When the pumping yields enough population inversion in the gain medium to overcome the unsaturated losses (first threshold), the photon number grows at a rate which depends not only on the photon round-trip time but also on the rate at which the absorber and the gain medium saturate. Indeed, if the saturable absorber is fully bleached before the gain reaches its saturated value (the so-called “second threshold” condition [8]), a giant pulse is emitted. This well-known behavior may be modeled by a set of scalar rate-equations for three variables: the intracavity power, the upper level population of the laser transition and the absorption in the saturable absorber [16]. In order to match the experimental conditions presented in the following, we add to these usual variables the lower level of the laser transition, which happens to have a finite lifetime [17,18]. We also take into account the absorption of the saturable absorber in its excited-state [19–21]. Finally, the laser is assumed to oscillate in one linearly polarized eigenstate only. Consequently, the laser behavior is governed by the following differential equations:

$$\frac{dI}{dt} = - \left[\Gamma + a + (a_0 - a) \frac{\sigma_{\text{ESA}}}{\sigma_{\text{GSA}}} \right] I + \kappa(n_u - n_d)I + \kappa n_u \varepsilon, \quad (1a)$$

$$\frac{dn_u}{dt} = \gamma_u(P - n_u) - \zeta(n_u - n_d)I - \zeta n_u \varepsilon, \quad (1b)$$

$$\frac{dn_d}{dt} = \gamma_u n_u - \gamma_d n_d + \zeta(n_u - n_d)I + \zeta n_u \varepsilon, \quad (1c)$$

$$\frac{da}{dt} = \gamma_a(a_0 - a) - \mu a I, \quad (1d)$$

where I is the intracavity laser power, n_u and n_d are the populations of the upper and lower levels of the laser transition, respectively, a is the saturable absorption, Γ is the cavity decay rate, κ and ζ are ion/field coupling coefficients in the active medium, ε is a small heuristic term which holds for the spontaneous emission, γ_u and γ_d are the relaxation rates of the upper and lower laser levels, respectively, P is the pumping rate normalized to the upper level decay rate, γ_a is the relaxation rate of the saturable absorption, a_0 is the small-signal (unsaturated) absorption, σ_{GSA} and σ_{ESA} are the ground-state and excited-state absorption cross-sections of the saturable absorber,

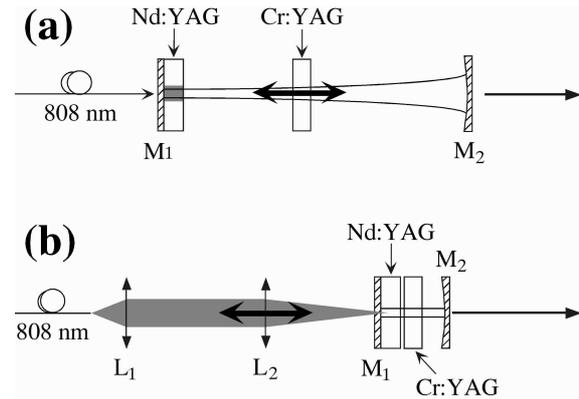


Fig. 1. Experimental arrangement of the one-axis laser: Nd:YAG, active medium; Cr:YAG, saturable absorber; L_1 , L_2 , focusing lenses; M_1 , plane mirror; M_2 , concave mirror. (a) Translation of the absorber; (b) translation of the focusing lens.

respectively. The ratio R of the saturation power in the gain medium to the saturation power in the absorber is related to the ion/field coupling coefficients μ and ζ in the saturable absorber and in the gain medium, respectively, by:

$$R = \frac{\gamma_u \mu}{\gamma_a \zeta}. \quad (2)$$

In the following, we investigate the Q -switching mechanism when R is varied. With the parameters given by the experiments as specified below, and with the following parameters which are common to all the experiments: $\sigma_{\text{ESA}}/\sigma_{\text{GSA}} = 0.27$, $1/\gamma_u = 230 \mu\text{s}$, $1/\gamma_d = 10 \text{ ns}$, $\kappa = \zeta = 1$, $1/\gamma_a = 4 \mu\text{s}$, $\varepsilon = 10^{-20}$, the laser behavior is obtained by a numerical integration of equations (1) using a fourth-order Runge-Kutta algorithm [22].

2.1 Translation of the absorber

We first choose to change the ratio R by varying the beam section area in the absorber while keeping the beam waist in the gain medium unchanged. Experimentally, this is obtained simply by translating the absorber along the propagation axis of the laser cavity, as depicted in Figure 1a. M_1 is highly transmitting ($T_1 > 95\%$) at 808 nm and highly reflecting ($R_1 > 99.5\%$) at 1064 nm. It is directly coated on the active medium which is a 1.1 mm long crystal of 1 at.% doped Nd:YAG. The output coupler M_2 (transmission $T_2 = 1\%$ at 1064 nm) is a spherical mirror of 100 mm radius of curvature. The saturable absorber is a 1 mm long antireflection coated Cr^{4+} :YAG plate. It is [100]-cut and its small-signal power transmission at 1064 nm is 90%. For this case, the laser is pumped by a 800 mW fiber-coupled laser diode emitting at 808 nm. The end of the fiber is simply butted against the Nd:YAG crystal. The cavity length is chosen equal to 90 mm in order to be able to move the saturable absorber inside the cavity. Owing to this cavity geometry, the laser beam radius increases from 100 μm at its waist on mirror M_1

Table 1. Laser parameters used for simulations in the three cases corresponding to cavities depicted in Figures 1a, 1b, and 4.

Parameters	Units	Figure 1a	Figure 1b	Figure 4
Γ	s^{-1}	5.0×10^7	28.5×10^7	5.0×10^7
a_0	s^{-1}	3.5×10^8	18.1×10^8	3.5×10^8
ϕ	($^\circ$)	n/a	n/a	5.7
R		varies	varies	0.05
ρ	($^\circ$)	n/a	n/a	varies

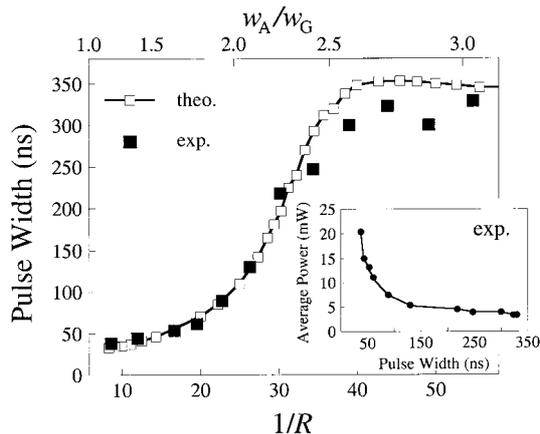


Fig. 2. Pulse width *versus* $1/R$ and w_A/w_G obtained by translation of the absorber. Open squares: simulation results; filled squares: experimental result. The horizontal scales are related by $1/R = 3.46(w_A/w_G)^2$. Inset: measured average output power *versus* pulse width.

to $320 \mu\text{m}$ on mirror M_2 . When the Cr^{4+} :YAG plate is placed against the active medium, this laser emits a train of Q -switched pulses of 38 ns full-width at half-maximum at a 11 kHz repetition rate. It oscillates in a single longitudinal mode and its average output power is measured to be 20 mW. Using the experimental parameters (given in Tab. 1) and with $R = 0.12$, the computation of the differential equations yields a train of Q -switched pulses emitted at a repetition rate of 10 kHz with a pulse width of 33 ns, close to the experimental value. We further explore the variations of the pulse parameters as the ratio R is varied. If now R decreases, the relative intensity in the absorber is expected to decrease. As a result, the stimulated emission process is slowed and the pulse width increases. It is hence expected that lower values of R lead to longer pulses (slow Q -switching regime). Indeed, when R is varied from 0.12 to 0.018, the simulation yields pulse widths increasing from 33 ns to 350 ns, as shown in Figure 2. Moreover, we obtain theoretical repetition rates ranging from 10 kHz to 71.5 kHz.

As the ratio R corresponds to the ratio of saturation powers in the gain medium and in the absorber, it should be proportional to the square of the beam section area. To check this prediction, we change experimentally the beam section area in the saturable absorber by translating the Cr^{4+} :YAG plate along the laser axis, while keeping the beam waist in the gain medium unchanged. We then ob-

serve that the pulse duration is increased by a factor of 8.7 while the ratio w_A/w_G increases by a factor of 2.7. This is also shown in Figure 2 to compare with the simulations. As shown in this figure, the pulse width is stretched from 38 ns to 350 ns, in agreement with the theoretical results. The relation $1/R = 3.46(w_A/w_G)^2$ is found to lead to a good agreement between the experimental and theoretical results. The experimental repetition rates range from 11 kHz to 71 kHz, also in good agreement with the model. Finally, we find both theoretically and experimentally that the average output power decreases monotonously when the pulse width increases, as shown in the inset of Figure 2.

Using this usual laser cavity set-up, it is demonstrated that the pulse duration can be changed by varying w_A/w_G . This is reproduced by the rate-equations model simply by a variation of the ratio R . But, in cases where the mode radius is almost constant in the laser cavity, as in microchip lasers for instance, this internal degree of freedom used above disappears. However, an external degree of freedom may be found. Indeed, by tightly focusing the pump beam inside the active medium, it is possible to achieve a high population inversion density at the centre of the laser beam, leaving the beam edges without gain. One can then expect the effective saturation power in the active medium to be lower than in the case where the population inversion is homogeneous across the laser beam [13, 23, 24].

2.2 Translation of the focusing lens

To investigate this external control, we use the short cavity configuration of Figure 1b. M_2 (transmission $T_2 = 1\%$ at 1064 nm) is a spherical mirror of 200-mm radius of curvature. The saturable absorber is a 1-mm long antireflection coated Cr^{4+} :YAG plate whose small-signal intensity transmission at 1064 nm is 85%. The cavity length is reduced to 27 mm and the saturable absorber is placed against the active medium. In this case, the laser mode radius w_G is experimentally measured to be $120 \mu\text{m}$. In order to change the pump mode radius w_P in the active medium, the pump beam ($150 \mu\text{m}$ fibre core diameter) is first collimated by the lens L_1 (microscope objective with $10\times$ magnification) and then focused in the active medium by the lens L_2 (microscope objective with $63\times$ magnification). In a first step, the pump mode radius in the active medium is set at $270 \mu\text{m}$, *i.e.*, larger than the laser mode waist. In this case, the pulse full-width at half-maximum is 18 ns and the repetition rate is 2 kHz for a pump power of 800 mW. It oscillates in a single longitudinal mode and its average output power is measured to be 0.6 mW. Integration of equations (1) using the experimental parameters for this cavity (see Tab. 1) yields the results shown in Figure 3a. When $1/R = 12.5$, a train of pulses is obtained at a repetition rate of 2 kHz, with a pulse duration of 11 ns, close to the experimental value. It is then predicted that, by varying $1/R$ from 12.5 to 40, the pulse duration increases from 11 ns to 310 ns, and the repetition rate increases from 2 kHz to 70 kHz.

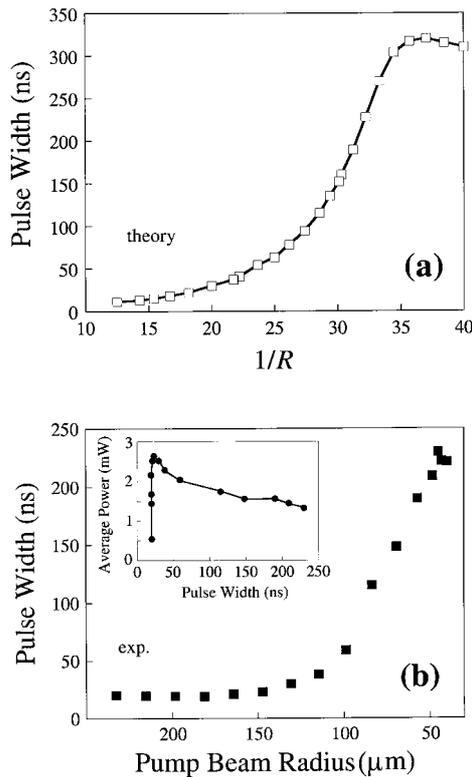


Fig. 3. Results obtained by translation of the focusing lens. (a) Theoretical pulse width *versus* $1/R$. (b) Measured pulse width *versus* pump beam radius. Inset: measured average output power *versus* pulse width.

To obtain experimentally the corresponding variation of the saturation powers ratio, we simply change w_P by moving the position of L_2 along the laser axis up to the position where the pump beam focus matches the laser medium position. Due to the focusing of the pump beam after L_2 (about 15°), we observe that the pump-mode radius is decreased from $270 \mu\text{m}$ to $40 \mu\text{m}$. This tighter focusing of the pump beam increases the pulse width from 18 ns to 240 ns, as shown in Figure 3b. At the same time, the repetition rate increases from 2 kHz to 67 kHz and the average power of the laser decreases to 1.3 mW for long pulses, as shown in the inset of Figure 3b. These experimental observations show that a variation of the pump mode in the active medium indeed changes the saturation power of the laser mode in the active medium. Note that here the variations of R may not be directly related to the ratio w_P/w_G . However, this simple model correctly predicts the tendencies followed by the pulse parameters. Namely, it yields correct values for the pulse lengths, including the presence of the experimentally observed extremum. The similarity between the model and the experimental values confirms that the external focusing of the pump beam gives access to the saturation power ratio governing the Q -switching dynamics.

We have thus shown theoretically and experimentally in this section two techniques, an internal one and an ex-

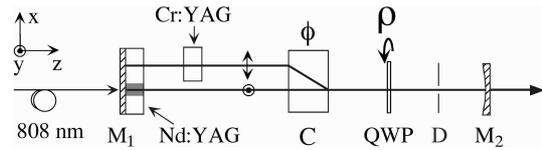


Fig. 4. Experimental arrangement of the forked eigenstate laser: Nd:YAG, active medium; Cr:YAG, saturable absorber; M_1 , plane mirror; M_2 , concave mirror; C, birefringent crystal; ϕ , phase retardance of C; QWP, quarter-wave plate; ρ , angle between the fast axis of QWP and the x -axis; D, diaphragm.

ternal one, to control the pulse duration by one order of magnitude. In both cases, it is also shown that we can obtain longer pulse durations at the expense of a loss in the average output power. Indeed, as R is decreased (slow Q -switching regime), (i) more gain is wasted to saturate the absorber, leading to a lower peak power, and (ii) the population inversion at the end of the pulse is higher, leading to a higher repetition rate. As a result, the overall efficiency is decreased. In the following section, we focus on a laser geometry where we wish to control accurately the powers circulating in the active medium and in the absorber, in an attempt to maintain a high power efficiency. This leads us to a two-axis laser cavity, as is now described.

3 Forked-eigenstate laser

The so-called forked eigenstate consists in a laser mode which is simultaneously oscillating on several parallel beams [14,15]. A two-axis configuration suggests that, if the active medium and the saturable absorber are placed in the two different arms, one can control the relative amounts of power of the mode in the active medium and in the absorber. The model used in the preceding section has to be extended however, in order to take the two-axis geometry into account. To this aim, we use the spatially generalized Jones matrix analysis [14].

3.1 Theoretical model

Consider the laser cavity of Figure 4. Its propagation axis is z . It is closed by two mirrors M_1 and M_2 and contains an isotropic active medium. A birefringent crystal C cut at 45° of its optical axis is inserted inside the cavity. This birefringent element (retardance ϕ) separates spatially the ordinary (y) and the extraordinary (x) polarizations inside the cavity. The polarization walk-off which separates the two beams between M_1 and C is $\Delta x = 1 \text{ mm}$. The two eigenaxes are superimposed between C and the output coupler, as warranted by the diaphragm D. The saturable absorber is inserted in the extraordinary arm only. The laser is pumped by a fiber-coupled laser diode emitting at 808 nm. The end of the fiber is simply butted against the active medium in the region of the ordinary arm. To impose the forked-eigenstate oscillation, *i.e.*, one mode oscillating simultaneously in the two arms, we insert the quarter-wave plate QWP inside the cavity.

This quarter-wave plate can be rotated around the z -axis with an angle ρ between its fast axis and the x -axis. Depending on the orientation of this plate, the powers circulating in the two separated arms of the laser may change.

3.1.1 Calculation of the cold-cavity eigenstates

In view of calculating these powers, let us recall that, in a two-propagation-axis laser, one must use 4×4 generalized Jones matrices to take into account the transverse shift between the ordinary and extraordinary beams [14, 15]. In order to derive first the stationary eigenstates of such a laser, one has to solve the following eigenproblem:

$$\mathbf{M}_4 \mathbf{E}_1 = \lambda \mathbf{E}_1, \quad (3)$$

where \mathbf{M}_4 is the overall Jones matrix for one round trip inside the cavity starting from M_1 ,

$$\mathbf{E}_1 = \begin{bmatrix} E_{Tx} \\ E_{Ty} \\ E_{Bx} \\ E_{By} \end{bmatrix} \quad (4)$$

is the electromagnetic field four-component eigenvector on M_1 and λ is the associated eigenvalue. The two upper terms of these vectors correspond to the x - and y -polarized components of the electromagnetic field propagating in the extraordinary arm (top arm), and the two lower terms correspond to the x - and y -polarized components of the electromagnetic field propagating in the ordinary arm (bottom arm). The 4×4 -Jones matrix \mathbf{M}_4 is given by:

$$\mathbf{M}_4 = \mathbf{G} \mathbf{B} \mathbf{A} \mathbf{G}, \quad (5)$$

where \mathbf{A} and \mathbf{B} are the 4×4 -Jones matrices for the forward and backward one-way propagation inside the cavity, respectively, and \mathbf{G} holds for the gain and absorption media:

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} t_a & 0 & 0 & 0 \\ 0 & t_a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & t_g & 0 \\ 0 & 0 & 0 & t_g \end{bmatrix}. \quad (6)$$

With the same notations as in equations (1), the gain and absorption transmission coefficients t_g and t_a read:

$$t_g = \exp \left[\frac{L}{2c} \kappa (n_u - n_d) \right], \quad (7)$$

$$t_a = \exp \left\{ -\frac{L}{2c} \left[a + (a_0 - a) \frac{\sigma_{\text{ESA}}}{\sigma_{\text{GSA}}} \right] \right\}. \quad (8)$$

The matrices \mathbf{A} and \mathbf{B} are given by:

$$\mathbf{A} = \sqrt{R_1} \exp(ikL) \sqrt{T} \mathbf{D} \mathbf{L}(\rho) \mathbf{C}_+, \quad (9)$$

$$\mathbf{B} = \sqrt{R_2} \exp(ikL) \sqrt{T} \mathbf{C}_- \mathbf{L}(\rho) \mathbf{D}, \quad (10)$$

where R_1 and R_2 are the intensity reflection coefficients of mirrors M_1 and M_2 , respectively, and T holds for the intracavity losses. The generalized Jones matrices of the intracavity birefringent crystal for the $+z$ and $-z$ directions are given by:

$$\mathbf{C}_+ = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\phi/2} & 0 & 0 \\ e^{i\phi/2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-i\phi/2} \end{bmatrix} \quad (11)$$

and

$$\mathbf{C}_- = \begin{bmatrix} 0 & 0 & e^{i\phi/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi/2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-i\phi/2} \end{bmatrix}, \quad (12)$$

respectively, where ϕ is the retardance introduced by the birefringent crystal. The generalized Jones matrices for the intracavity aperture and the quarter-wave plate are respectively given by:

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (13)$$

and

$$\mathbf{L}(\rho) = \begin{bmatrix} \ell(\rho) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \ell(\rho) \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (14)$$

where the usual 2×2 -Jones matrix of the quarter-wave plate is:

$$\ell(\rho) = \begin{bmatrix} \cos^2 \rho e^{i\pi/4} + \sin^2 \rho e^{-i\pi/4} & i\sqrt{2} \sin \rho \cos \rho \\ i\sqrt{2} \sin \rho \cos \rho & \sin^2 \rho e^{i\pi/4} + \cos^2 \rho e^{-i\pi/4} \end{bmatrix}. \quad (15)$$

We then calculate the matrix \mathbf{M}_4 to be:

$$\mathbf{M}_4 = K \begin{bmatrix} \cos(2\rho) t_a^2 e^{i\phi} & 0 & 0 & \sin(2\rho) t_a t_g \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \sin(2\rho) t_a t_g & 0 & 0 & -\cos(2\rho) t_g^2 e^{-i\phi} \end{bmatrix}, \quad (16)$$

where K is a complex constant containing propagation factors common to both arms. By solving equation (3) using equation (16), one obtains the self-consistent eigenvectors \mathbf{E}_1 . By using the upper and lower components, it follows that the top and bottom powers are finally:

$$I_T = |E_{Tx}|^2 + |E_{Ty}|^2 \quad (17a)$$

$$I_B = |E_{Bx}|^2 + |E_{By}|^2. \quad (17b)$$

It appears here that the powers travelling in both arms are expected to be dependent on ρ . In order to illustrate this behavior in a simple way, let us derive the powers in the two arms when (i) there is no gain nor absorption ($t_g = t_a = 1$) and (ii) C induces no phase shift ($\phi = 0$). In this case, resolution of equation (3) using equation (16) yields the simple normalized eigenvectors:

$$\mathbf{E}_1^+ = \begin{bmatrix} \sin \rho \\ 0 \\ 0 \\ \cos \rho \end{bmatrix}, \quad (18a)$$

$$\mathbf{E}_1^- = \begin{bmatrix} \cos \rho \\ 0 \\ 0 \\ -\sin \rho \end{bmatrix}. \quad (18b)$$

Hence, two orthogonal forked eigenstates are found. Indeed, their amplitudes have non vanishing components in both arms of the laser. In this case, the normalized powers read $I_{T1} = \sin^2 \rho$ and $I_{B1} = \cos^2 \rho$ for the first forked eigenstate, and $I_{T2} = \cos^2 \rho$ and $I_{B2} = \sin^2 \rho$ for the second forked eigenstate. From this cold-cavity analysis, we can draw the following conclusions: (i) the powers circulating in the two arms of the laser depend strongly on the rotation angle ρ of the quarter-wave plate, (ii) by pumping only the bottom arm of the laser, only one eigenstate is expected to oscillate (the one for which $I_B/I_T > 1$), (iii) by placing the absorber on the other arm of the laser, the oscillating forked eigenstates will have an adjustable distribution of powers in the gain medium and in the absorber. We hence expect this cavity to provide an accurate control of the laser dynamics.

3.1.2 Derivation of the rate equations for the two-axis laser

In order to predict the dynamical behavior of the laser, one has now to take into account the temporal variations of the powers, which were calculated in the stationary state above. These variations lead to variations of the coefficients of \mathbf{G} and of the generalized Jones matrix for the whole cavity. Thus, the time varying self-consistent condition becomes:

$$\mathbf{E}_1 \left(t + \frac{2L}{c} \right) = \mathbf{M}_4 \mathbf{E}_1(t). \quad (19)$$

Alternatively, we choose in the following to consider the intracavity electromagnetic field \mathbf{E}_2 on mirror M_2 , *i.e.*, at the laser output. This field is governed by:

$$\mathbf{E}_2 \left(t + \frac{2L}{c} \right) = \mathbf{M}'_4 \mathbf{E}_2(t), \quad (20)$$

where $\mathbf{M}'_4 = \mathbf{A}\mathbf{G}^2\mathbf{B}$ is the generalized Jones matrix for one round trip inside the cavity starting from the output mirror. The Jones 4-vector \mathbf{E}_2 of the intracavity field on

mirror M_2 is given by:

$$\mathbf{E}_2 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ E_x \exp(i\varphi_x) \\ E_y \exp(i\varphi_y) \end{bmatrix}. \quad (21)$$

Note that, owing to the aperture D , the laser intracavity field on the output mirror M_2 may be represented by the usual Jones 2-vector:

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \exp(i\varphi_x) \\ E_y \exp(i\varphi_y) \end{bmatrix}. \quad (22)$$

Finally, we use a first-order approximation to write the electromagnetic field after one round trip inside the cavity as:

$$\mathbf{E} \left(t + \frac{2L}{c} \right) = \mathbf{E}(t) + \frac{2L}{c} \frac{d\mathbf{E}(t)}{dt}. \quad (23)$$

Then the differential equations of evolution of the laser read:

$$\frac{dE_x}{dt} = \frac{c}{2L} \text{Re} \{ \exp(-i\varphi_x) [(\mathbf{M}_2(t) - \mathbf{1})\mathbf{E}] \cdot \hat{\mathbf{x}} \}, \quad (24a)$$

$$\frac{d\varphi_x}{dt} = \frac{c}{2L} \frac{1}{E_x} \text{Im} \{ \exp(-i\varphi_x) [(\mathbf{M}_2(t) - \mathbf{1})\mathbf{E}] \cdot \hat{\mathbf{x}} \}, \quad (24b)$$

$$\frac{dE_y}{dt} = \frac{c}{2L} \text{Re} \{ \exp(-i\varphi_y) [(\mathbf{M}_2(t) - \mathbf{1})\mathbf{E}] \cdot \hat{\mathbf{y}} \}, \quad (24c)$$

$$\frac{d\varphi_y}{dt} = \frac{c}{2L} \frac{1}{E_y} \text{Im} \{ \exp(-i\varphi_y) [(\mathbf{M}_2(t) - \mathbf{1})\mathbf{E}] \cdot \hat{\mathbf{y}} \}, \quad (24d)$$

$$\frac{dn_u}{dt} = \gamma_u(P - n_u) - \zeta(n_u - n_d)I_T(t) - \zeta n_u \varepsilon, \quad (24e)$$

$$\frac{dn_d}{dt} = \gamma_u n_u - \gamma_d n_d + \zeta(n_u - n_d)I_T(t) + \zeta n_u \varepsilon, \quad (24f)$$

$$\frac{da}{dt} = \gamma_a(a_0 - a) - \mu a I_B(t), \quad (24g)$$

where \mathbf{M}_2 is the 2×2 lower right submatrix of \mathbf{M}'_4 . I_T and I_B are given in equations (17), in which E_{Tx} , E_{Ty} , E_{Bx} , and E_{By} are derived from $\mathbf{E}_1(t) = \mathbf{G}\mathbf{E}_2(t)$. The laser dynamics can be obtained by numerical integration of equations (24) by using a fourth-order Runge-Kutta algorithm [22]. The parameters of simulation are shown in the last column of Table 1.

First, we find theoretically that this laser can indeed emit a train of Q -switched pulses. A pulse shape is depicted in Figure 5 when $\rho = 27.5^\circ$. It can be seen that the phases in the top and bottom arms of the fork vary during the emission of pulses. This shows that a description based on a time-varying self-consistent condition is necessary. However, the small phase difference observed means that the polarization of the two-axis laser pulse remains almost linear. Figure 5 also shows that the ratio of the powers in the top and bottom arms of the laser is almost constant during the pulse emission. Moreover, the model predicts that the Q -switched pulse width and repetition rate varies with ρ . Indeed, when $\rho = 45^\circ$, the powers are expected to be almost identical in the two arms and,

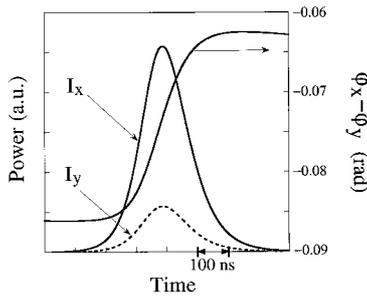


Fig. 5. Theoretical pulse shapes of the x - and y -polarized components of the mode power on the output mirror M_2 , together with the phase difference $\varphi_x - \varphi_y$ versus time when $\rho = 27.5^\circ$.

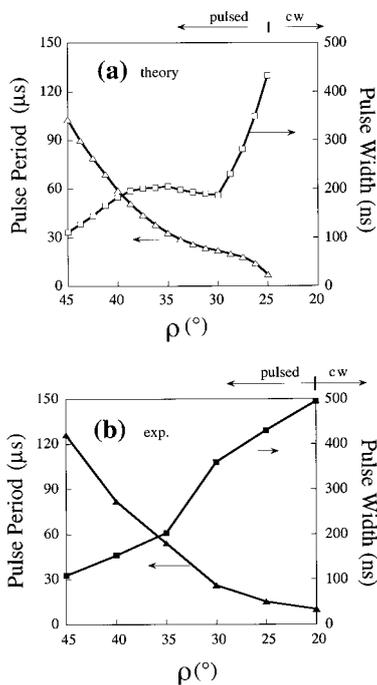


Fig. 6. (a) Simulation results: squares, pulse width versus ρ ; triangles, pulse period versus ρ . The laser operates in the Q -switched regime when $\rho \geq 25^\circ$ and in the cw regime when $\rho < 25^\circ$. (b) Corresponding experimental results. The laser operates in pulsed regime when $\rho \geq 20^\circ$ and in cw regime when $\rho < 20^\circ$.

with the parameter values given in Table 1, the model predicts a full-width at half-maximum of 110 ns for the pulses. If now ρ is decreased, we expect the top power I_T to decrease, and hence the pulse width to lengthen (slow Q -switching regime). The simulation indeed predicts that the pulse width is stretched from 110 ns to 430 ns when ρ is decreased from 45° to 25° [see Fig. 6a]. When ρ is further decreased from 25° to 0° , the laser is expected to operate in the cw regime, since the power circulating in the absorber arm is not high enough to bleach its losses (at $\rho = 0^\circ$, $I_T = 0$). The Q -switch second threshold is thus predicted to be obtained at $\rho = 25^\circ$. In addition, we obtain from the simulation that, when the pulse width is lengthened, the repetition rate increases from 10 kHz to

142 kHz [pulse period decreases from 100 μ s to 7 μ s, as depicted in Fig. 6a]. This is explained by the fact that the forked eigenstate benefits from a higher gain when ρ is low. On the contrary, when $\rho = 45^\circ$, it experiences the lowest gain, hence the highest threshold, yielding the lowest repetition rate.

3.2 Experimental results

To check these predictions experimentally, we use the scheme depicted in Figure 4. The active medium is a 1.1-mm long crystal of 1 at.% doped Nd:YAG. The 90-mm-long resonator is closed by a plane mirror M_1 , coated on the active medium, and a 200-mm radius of curvature concave mirror M_2 , with transmission $T_2 = 1\%$ at 1064 nm, which serves as the output coupler. C is a birefringent YVO₄ crystal, cut at 45° to its optical axis. Both faces of this crystal are antireflection coated at 1064 nm. The saturable absorber is a [001]-cut Cr:YAG crystal. To avoid nonlinear losses due to the anisotropic saturation of the absorbing ions [25,26], the [100] axis of this crystal is aligned with x . The absorber small-signal intensity transmission at 1064 nm is 90%. We introduce a quarter-wave plate with anti-reflection coatings on both faces. When we rotate this phase plate from $\rho = 45^\circ$ to $\rho = 20^\circ$, we observe that the pulse width is stretched from 109 ns to 495 ns, and that the repetition rate increases from 8 kHz to 100 kHz [pulse period decreases from 125 μ s to 10 μ s, as depicted in Fig. 6b]. In this whole range, the laser oscillates in a single longitudinal mode. The “second threshold” is then witnessed between 25° and 20° , after which the laser operates in the cw regime ($20^\circ < \rho < 0^\circ$). These results, reproduced in Figure 6b, are in fairly good agreement with the simulation. The discrepancy between the theoretical and experimental values on the second threshold angle is attributed to the fact that the non-saturable losses are not kept perfectly constant when the quarter-wave plate is rotated (about 15% variation). Moreover, it is worth noting that, even if this pulse stretching is accompanied by a decrease of the peak power [see Fig. 7a], the average output power increases monotonously [see Fig. 7b]. Indeed, in the forked-eigenstate regime, the overall gain of the eigenstate is higher for low values of ρ . Conversely, at $\rho = 45^\circ$, approximately half of the forked-eigenstate power propagates inside the gain medium, leading to a lower average output power. These results are opposite to the ones obtained in single-axis cavity schemes.

4 Discussion and conclusion

We have shown that, provided a solid-state laser with a given saturable absorber, it is possible to control the emitted pulse length either by changing the focusing conditions in the active media (gain and absorber) or using forked eigenstates. All these methods rely on the interplay of the saturation powers in the active media during the pulse build-up: when the saturation power of the absorber is raised and/or the saturation power of the population inversion is lowered, then the pulses are lengthened

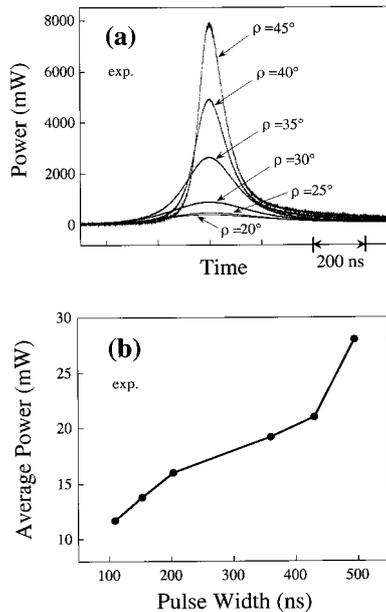


Fig. 7. (a) Experimental recordings of six different pulses for values of ρ from 45° to 20°. The pulse width increases from 109 ns up to 495 ns while the peak power varies from 7950 mW down to 400 mW. (b) Experimental average output power *versus* pulse width.

and the repetition rate increases. This is obtained in the three cavity configurations. Among these, the translation of the absorber inside the cavity seems the simplest procedure. However, when microchip lasers are considered, the method based on changing the pump focusing inside the gain medium gives probably the only possible solution to adjust the pulse length. Moreover, this method also applies to short cavity designs as, *e.g.*, two-frequency lasers for the generation of high-frequency beat notes [26]. But, as in the first case, the average power decreases when the pulses are lengthened. On the contrary, our forked-eigenstate laser gives not only the opportunity to turn the fixed absorber into an adjustable one, but also to have higher average powers for longer pulses. Furthermore, the physics of the two-axis forked-eigenstate laser permits to cross the *Q*-switching second threshold, having the ability with a unique cavity geometry to go from cw operation down to a 100 ns pulse regime, by a simple rotation of the quarter-wave plate. In agreement with the model, we hence observe that this forked-eigenstate laser acts as a laser with an adjustable saturable absorber. Besides this original physical insight on *Q*-switching dynamics, this may find new applications.

In conclusion, we have demonstrated novel methods to control the pulses in passively *Q*-switched solid-state lasers. The pulse width is easily variable in the 20 ns to 500 ns range. Simulations using a rate-equations model give a good agreement with the experiments performed on Nd:YAG–Cr:YAG diode pumped lasers.

We thank G. Lemasson and Y. Denimal for their early interest in this work, D. Dolfi and L. Morvan for fruitful discussions, and J. Marty and L. Fulbert for their help. This work was partially supported by the Délégation Générale de l'Armement, the Action Concertée Incitative Photonique, and by the Conseil Régional de Bretagne in the framework of the Centre Laser et Applications à la Chimie et aux Télécommunications.

References

1. S. Li, S. Zhou, P. Wang, Y.C. Chen, K.K. Lee, *Opt. Lett.* **18**, 203 (1993).
2. U. Keller, K.J. Weingarten, F.X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I.D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek, J. Aus der Au, *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* **2**, 435 (1996).
3. J.J. Zayhowski, *Rev. Laser Engineer.* **26**, 841 (1998).
4. H.J. Eichler, A. Haase, M.R. Kokta, R. Menzel, *Appl. Phys. B* **58**, 409 (1994).
5. P. Yankov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27**, 1118 (1994).
6. Y. Shimony, Z. Burshtein, A. Ben-Amar Baranga, Y. Kalisky, M. Strauss, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-32**, 305 (1996).
7. A. Agnesi, S. Dell'Acqua, G.C. Reali, *Opt. Commun.* **133**, 211 (1997).
8. G.H.C. New, T.B. O'Hare, *Phys. Lett. A* **68**, 27 (1978); A.E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Mill Valley, CA, 1986).
9. J.E. Midwinter, *Brit. J. Appl. Phys.* **16**, 1125 (1965).
10. W.E. Schmid, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-16**, 790 (1980) and references therein.
11. J.J. Degnan, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-31**, 1890 (1995).
12. X. Zhang, S. Zhao, Q. Wang, Q. Zhang, L. Sun, S. Zhang, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-33**, 2286 (1997).
13. X. Zhang, S. Zhao, Q. Wang, B. Ozygus, H. Weber, *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 1166 (2000).
14. F. Bretenaker, A. Le Floch, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 230 (1991).
15. M. Brunel, A. Le Floch, F. Bretenaker, J. Marty, E. Molva, *Appl. Opt.* **37**, 2402 (1998).
16. A. Szabo, R.A. Stein, *J. Appl. Phys.* **36**, 1562 (1965).
17. M. Michon, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-2**, 612 (1966).
18. F.E. Hovis, M. Stuff, C.J. Kennedy, B. Vivian, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-28**, 39 (1992).
19. M. Hercher, *Appl. Opt.* **6**, 947 (1967).
20. G. Xiao, J.H. Lim, S. Yang, E. van Stryland, M. Bass, L. Weichman, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-35**, 1086 (1999).
21. A. Suda, A. Kadoi, K. Nagasaka, H. Tashiro, K. Midorikawa, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-35**, 1548 (1999).
22. W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Wetterling, B.P. Flannery, *Numerical Recipes in Fortran 90* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1996).
23. D.G. Hall, R.J. Smith, R.R. Rice, *Appl. Opt.* **19**, 3041 (1980).
24. G. Martel, C. Ozkül, F. Sanchez, *Opt. Commun.* **185**, 419 (2000).
25. N.N. Ilichev, A.V. Kir'yanov, E.S. Gulyamova, P.P. Pashinin, *Quant. Electron.* **28**, 17 (1998) [*Kvant. Elektron.* **25**, 19 (1998)].
26. M. Brunel, O. Emile, M. Vallet, F. Bretenaker, A. Le Floch, L. Fulbert, J. Marty, B. Ferrand, E. Molva, *Phys. Rev. A* **60**, 4052 (1999).

Annexe 3.

Publication jointe :

LOÏC MORVAN, NGOC DIEP LAI, DANIEL DOLFI, JEAN-PIERRE HUIGNARD,
MARC BRUNEL, FABIEN BRETENAKER, et AIBERT LE FLOCH

“Building blocks for a two-frequency laser lidar-radar : a preliminary study”

Appl. Opt. **41**, 5702-5712 (2002)

Building blocks for a two-frequency laser lidar–radar: a preliminary study

Loïc Morvan, Ngoc D. Lai, Daniel Dolfi, Jean-Pierre Huignard, Marc Brunel, Fabien Bretenaker, and Albert Le Floch

A new principle of lidar–radar is theoretically and experimentally investigated. The proposed architecture is based on the use of an rf modulation of the emitted light beam and a direct detection of the backscattered intensity. Use of a radar-processing chain allows one to obtain range and Doppler measurements with the advantages of lidar spatial resolution. We calculate the maximum range of this device, taking into account different possible improvements. In particular, we show that use of a pulsed two-frequency laser and a spatially multimode optical preamplification of the backscattered light leads to calculated ranges larger than 20 km, including the possibility of both range and Doppler measurements. The building blocks of this lidar–radar are tested experimentally: The radar processing of an rf-modulated backscattered cw laser beam is demonstrated at 532 nm, illustrating the Doppler and identification capabilities of the system. In addition, signal-to-noise ratio improvement by optical preamplification is demonstrated at 1.06 μm . Finally, a two-frequency passively Q-switched Nd:YAG laser is developed. This laser then permits two-frequency pulses with tunable pulse duration (from 18 to 240 ns) and beat frequency (from 0 to 2.65 GHz) to be obtained. © 2002 Optical Society of America

OCIS codes: 280.5600, 140.3280, 140.3540.

1. Introduction

Different types of architectures are commonly used for the electromagnetic detection and identification of targets. On the one hand, the incoherent lidar concept, based on the direct detection and analysis of the light backscattered by the target, has demonstrated interesting capabilities.¹ However, this system exhibits serious drawbacks, such as absence of direct measurement of the target velocity, limitation of the resolution on the target distance by the laser-pulse duration, and also relatively poor identification capabilities.² On the other hand, the radar, which is sensitive to the phase of the backscattered signal, permits sensing of the Doppler effect impinged by the target on the reflected signal.³ This has given rise to development of a strong knowledge in the domain of

signal processing. However, this device often lacks discretion and exhibits a limited transverse spatial resolution.

These considerations have led to development of several lidar concepts aimed at combining the advantages of the two approaches. First, coherent lidars have been proposed⁴ to sense the optical phase of the backscattered light, allowing measurement of target velocity. Unfortunately, such systems exhibit a very narrow field of view associated with a high sensitivity to atmospheric turbulences. Second, so-called lidar–radar architectures have been reported. For example, Doppler wind velocity measurements have been performed by modulating a cw laser beam at rf frequencies.⁵ This has been further extended to range measurements by chirping the rf modulation.⁶ Besides, the rf modulation of a pulsed laser has allowed a substantial improvement in the contrast in underwater target detection.^{7–9} Unfortunately, cw lidar–radars are unable to track very distant targets, since the optical power is relatively low and the detection is quadratic. Conversely, pulsed lidar–radars permit longer distances to be reached but the short pulse duration restrains one from efficiently measuring the velocity. However, some attempts at optical preamplification in monomode doped fibers have already shown a possible increase in the signal-to-noise ratio¹⁰ but at the expense of a decrease in the

L. Morvan, D. Dolfi, and J.-P. Huignard are with Thales Research and Technology France, Domaine de Corbeville, F-91404 Orsay Cedex, France. N. D. Lai, M. Brunel, F. Bretenaker, and A. Le Floch are with Laboratoire d'Electronique Quantique-Physique des Lasers, Unité Mixte de Recherche, Centre National de la Recherche Scientifique 6627, Université de Rennes I, Campus de Beaulieu, F-35042 Rennes Cedex, France.

Received 27 February 2002; revised manuscript received 21 May 2002.

0003-6935/02/275702-11\$15.00/0

© 2002 Optical Society of America

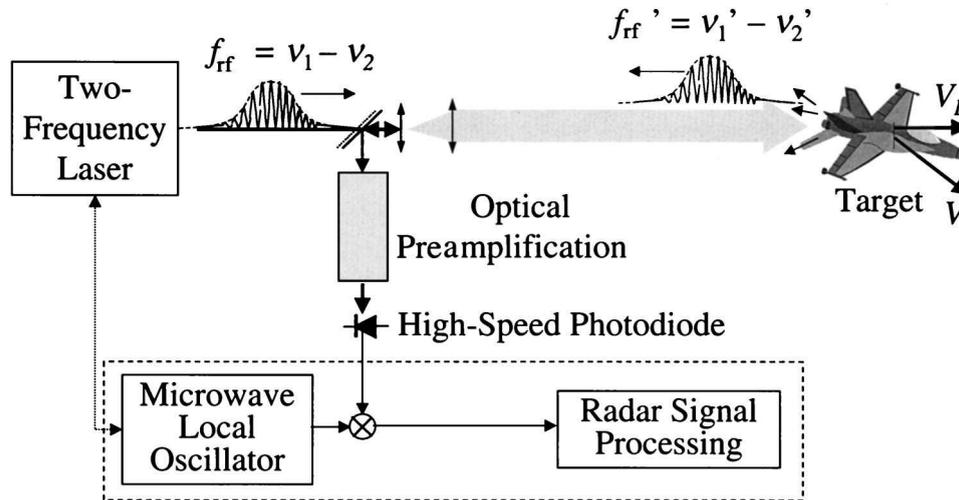


Fig. 1. Lidar-radar concept. A dual-frequency laser pulse is directed onto the target. The frequency difference $f_{rf} = \nu_1 - \nu_2$ is in the radar domain.

field of view and/or of the introduction of coupling losses.¹¹ Furthermore coherent pulse-to-pulse signal processing is commonly implemented in pulsed radars. This permits an increase in the temporal window for signal processing and therefore leads to a high Doppler resolution.³ Moreover the realization of pulsed two-frequency lasers has recently been achieved.¹²

Consequently the aim of this paper is to evaluate the potential performances of a lidar-radar system including (i) a transversally multimode optical pre-amplification stage, (ii) coherent pulse-to-pulse signal processing similar to that of radars, (iii) a pulsed two-frequency laser as a transmitter with adjustable repetition rate, pulse duration, and rf modulation frequency. The paper is organized as follows: In Section 2 the concept is described, including the modelization of the maximum range. It takes into account different sources of noise, multimode optical pre-amplification, source characteristics, and different signal-processing techniques. Range estimations are then performed for a system operating at a wavelength of 1.5 μm . In Section 3 we present an experimental demonstration of the coherent radar signal processing for the case of a usual modulated cw source. The multimode optical pre-amplification is then experimentally explored for the case of a cw two-frequency laser. Furthermore a preliminary experimental study of a convenient pulsed two-frequency laser is presented. These experimental studies are performed with Nd:YAG lasers operating at 532 nm or 1.06 μm . Finally, we discuss the pertinence of our technical choices, future developments, and expected performances.

2. Lidar-Radar Concept and Analysis

As stated in Section 1 we derive in this section the ranges the proposed system can reach. To this aim we show in Subsection 2.A that direct detection of a dual-frequency optical signal provides the relevant

Doppler information, just as a conventional radar would. The different electrical-noise powers due to detection and optical pre-amplification are derived in Subsection 2.B. This permits us in Subsection 2.C to obtain range estimates with the different hypotheses of signal processing.

A. Concept

The operating principle of the two-frequency lidar-radar that we propose here is shown in Fig. 1. A laser pulse containing two optical frequencies ν_1 and ν_2 is directed onto the target. The frequency difference $f_{rf} = \nu_1 - \nu_2$ is chosen to be in the radar domain (typically 1–10 GHz). Part of the light backscattered off the target is collected by an optical system. That very low intensity signal is then optically pre-amplified before being detected by a high-speed photodiode. The two optical frequencies give after quadratic detection a photocurrent modulated at frequencies close to f_{rf} . That rf signal is low noise amplified and then processed similarly to a radar signal: It is frequency downconverted through mixing with a microwave local oscillator; then its phase and amplitude are detected and finally filtered in order to obtain range and speed informations. If we consider the Doppler shift case and call V_L the component of the velocity V of the target along the line of sight, the optical frequencies at reception can be written

$$\nu_1' = \nu_1 - 2 \frac{V_L \nu_1}{c}, \quad (1a)$$

$$\nu_2' = \nu_2 - 2 \frac{V_L \nu_2}{c}. \quad (1b)$$

The frequency of the modulation after reception is then

$$f_{rf}' = \nu_1' - \nu_2' = f_{rf} - 2 \frac{V_L f_{rf}}{c}. \quad (2)$$

As expected, the measured Doppler shift is the one that would have been experienced by a radar operating at frequency f_{rf} . The lidar–radar concept can use an existing radar signal processing.

To evaluate quantitatively the potentialities of this principle, we thus estimate in Subsection 2.B the signal-to-noise ratio based on noises related to optical direct detection and optical amplification and filtering.

B. Signal Amplification and Detection Modeling

Our hypothesis for detection modeling is the following. The system is supposed to operate in the ideal two-frequency case (the powers in the two optical frequencies are the same; i.e., the pulse is 100% modulated at f_{rf}). The receiver consists of collection optics that couples the received optical power in an optical amplifier, which is followed by an optical filter, and then by a high-speed p-i-n photodiode. The output of the photodiode is amplified and the signal is filtered by a radar-processing chain in order to extract target information, such as velocity through Doppler analysis. To determine the sensitivity of the system, we calculate the electrical power signal-to-noise ratio (SNR) at the output of the processing chain. The general expression of the SNR is

$$\text{SNR} = \frac{P_s}{P_{\text{shot}} + P_{\text{back}} + P_{\text{amp}} + P_{\text{dark}} + P_{\text{th}} + P_{\text{add}}}, \quad (3)$$

where P_s is the rf signal power, P_{dark} is the dark-current noise power of the photodiode, P_{shot} is the signal shot noise, P_{back} is the shot noise due to background optical power, P_{amp} is the noise added by the optical amplifier, P_{th} is the electronic thermal noise, and P_{add} is the additional electronic noise due to the detection chain. To simplify the notations, we express all the contributions at the output of the photodiode. The signal power (at frequency f_{rf}) is then given by

$$P_s = \frac{1}{2} R_L \mathfrak{R}^2 G^2 \Phi_{\text{in}}^2, \quad (4)$$

where Φ_{in} is the total signal optical power (at frequencies ν_1 and ν_2) coupled in the amplifier, G is the optical gain of the amplifier, \mathfrak{R} is the responsivity of the photodiode, and R_L is the load resistance of the photodiode, which is matched to the input impedance of the first microwave amplifier. We suppose here that the photodiode detects all the amplified signal. The signal shot noise is given by

$$P_{\text{shot}} = 2R_L q \mathfrak{R} G \Phi_{\text{in}} B_e, \quad (5)$$

where q is the elementary charge and B_e is the electrical bandwidth of the processing chain ($B_e = 1/\tau_p$, where τ_p is the laser pulse duration). The background shot noise is given by

$$P_{\text{back}} = 2R_L q \mathfrak{R} G \Phi_{\text{back,in}} B_e, \quad (6)$$

where $\Phi_{\text{back,in}}$ is the optical background power coupled in the amplifier. The expression of $\Phi_{\text{back,in}}$ is derived in Subsection 2.C. The optical amplifier also creates noise due to amplified spontaneous emission (ASE). Considering an amplifier in which N spatial modes propagate followed by an optical filter, the ASE optical power Φ_{ASE} impinging on the photodiode is given for $G \gg 1$ by¹³

$$\Phi_{\text{ASE}} = N \mu G h \nu \Delta \nu, \quad (7)$$

where $\Delta \nu$ is the bandwidth of the optical filter, h is Planck's constant, $\nu = (\nu_1 + \nu_2)/2$ is the average optical frequency, and μ is the population-inversion parameter of the amplifier. After quadratic detection, Φ_{ASE} gives rise to the electrical noise P_{amp} . One can separate that noise into three contributions¹⁴:

$$P_{\text{amp}} = P_{\text{ASE-ASE}} + P_{\text{SIG-ASE}} + P_{\text{shot,ASE}}, \quad (8)$$

where $P_{\text{ASE-ASE}}$ is the noise power contained in the detection bandwidth B_e around f_{rf} due to the beat note between the different spectral components of the ASE. $P_{\text{SIG-ASE}}$ is induced by the beat note between the signal and the ASE and $P_{\text{shot,ASE}}$ is the ASE shot noise. Extending the single spatial-mode model proposed by Olsson¹⁴ to the spatially multimode amplifier that we implement in the following and taking into account that $\Delta \nu \gg f_{rf}$, we obtain

$$P_{\text{ASE-ASE}} = 2R_L \mathfrak{R}^2 N (\mu G h \nu)^2 (\Delta \nu - f_{rf}) B_e, \quad (9a)$$

$$P_{\text{SIG-ASE}} = 4R_L \mathfrak{R}^2 G^2 \Phi_{\text{in}} \mu h \nu B_e, \quad (9b)$$

$$P_{\text{shot,ASE}} = 2R_L q \mathfrak{R} \mu G h \nu \Delta \nu B_e. \quad (9c)$$

The noise created by the dark current I_{dark} of the photodiode is given by

$$P_{\text{dark}} = 2R_L q I_{\text{dark}} B_e. \quad (10)$$

Finally, the thermal noise and additional electronic noise are given by

$$P_{\text{th}} = 4k_B T B_e, \quad (11a)$$

$$P_{\text{add}} = 4k_B T (NF - 1) B_e, \quad (11b)$$

where k_B is Boltzmann's constant, T is the temperature of the system, and NF is the noise figure of the detection chain.

Once inserted into Eq. (3), these different noise contributions lead to the SNR of the detection. Since it is important for application of the lidar–radar system to evaluate its range, we now turn to determining the evolution of the received signal power with target distance.

C. Maximum Range Estimates

1. Received Optical Powers

The received signal optical power Φ_{in} is given by the lidar range equation¹

$$\Phi_{in} = \frac{\pi\Phi_T\rho_t D^2}{(4R)^2} \exp(-2\alpha R)\eta_{opt}\eta_{amp}, \quad (12)$$

where Φ_T is the transmitted optical power, ρ_t is the target albedo, D is the receiver aperture diameter, R is the target range, α is the atmospheric attenuation coefficient, η_{opt} is the transmission of the receiver optics, and η_{amp} is the coupling efficiency in the optical amplifier. We consider here a transversely multimode amplifier. Owing to atmospheric turbulence and/or an extension of the field of view compared with the diffraction limited one, the received optical signal is supposed to be distributed over N_R spatial modes. Then the coupling efficiency can be approximated by¹⁵

$$\eta_{amp} = \begin{cases} 1 & N > N_R \\ \frac{N}{N_R} & N < N_R \end{cases}. \quad (13)$$

This number $N > 1$ of propagated modes also enlarges the full-angle field of view θ_R of the system given by

$$\theta_R = 2\sqrt{N}\frac{\lambda}{D}. \quad (14)$$

This leads to the following expression of optical background power:

$$\Phi_{back,in} = S_{IRR} \frac{\Delta\lambda\pi\theta_R^2}{16} \rho_B D^2 \exp(-\alpha R_B)\eta_{opt}, \quad (15)$$

where R_B is the background range, S_{IRR} is the solar spectral irradiance, and ρ_B is the background albedo. The bandwidth $\Delta\lambda = (\lambda^2/c)\Delta\nu$ of the optical filter is introduced in Eq. (15) to take into account the optical filtering at the output of the amplifier.

2. Range in the Case of a Quasi-Continuous-Wave Laser without Optical Amplification

We consider in this subsection the simplest case of a quasi-cw (pulse duration $\tau_p = 1$ ms) laser without any optical preamplification of the backscattered signal ($G = 1$ and $N = N_R$). In our range calculations we choose $\lambda = 1.55$ μm for several reasons: It is eye-safe, corresponds to an atmospheric transparency window, and permits use of off-the-shelf components, and we intend to develop a two-frequency solid-state laser source at this wavelength. The values of the other parameters used to compute the SNR versus R are summarized in Table 1. This leads to curve (a) in Fig. 2, which exhibits a 1.3-km range at a +10-dB SNR. Note that the long duration of the laser emission ($\tau_p = 1$ ms) considered here leads to bandwidth $B_e = 1$ kHz. If we consider target velocities V_L rang-

ing from -300 to $+300$ m s^{-1} and $f_{rf} = 10$ GHz, we can extract at least 40 Doppler gates.

A quantitative analysis of the different noise sources leading to this relatively short 1.5-km range shows that the system is primarily limited by the thermal noise P_{th} of the electronics and not by shot noise. Consequently, the SNR is proportional to Φ_{in}^2 . This indicates that the maximum range of the lidar-radar can be lengthened by increasing the received optical power either by amplifying it or by enhancing the emitted peak power, as we now explore.

3. Range Improvement by Multimode Optical Preamplification

With an optical preamplification gain $G = 30$ dB a number of spatial modes $N = 20$ and a filter bandwidth $\Delta\lambda = 0.5$ nm, we obtain curve (b) in Fig. 2. These parameters correspond to an amplification around 1.55 μm in a slightly spatially multimode erbium-doped fiber, where the filter bandwidth takes the number of modes into account, and $\mu = 1.1$ is a typical value reached in erbium-doped fiber amplifiers. The maximum range at 10 dB has been significantly enhanced and is now equal to 9.5 km. The maximum range is now limited by the ASE-ASE beat note noise power $P_{ASE-ASE}$. Note that the fact that this noise is predominant over the beat note between ASE and signal $P_{SIG-ASE}$ is due to the very low level of received optical power, contrary to the case of optical amplification of telecommunication signals.

Here again the SNR remains proportional to Φ_{in}^2 , showing that any potential increase in the optical power is still relevant. Besides, note that since the optical power Φ_{in} is proportional to η_{amp} , the received signal P_s is proportional to η_{amp}^2 , i.e., proportional to N^2 as long as $N < N_R$. Since $P_{ASE-ASE}$ is proportional to N [see Eq. (9a)], we can conclude that the SNR is proportional to N . This clearly shows that the use of a multimode optical amplifier permits substantial improvement in the SNR with respect to the case of a monomode one. Furthermore, as shown in Eq. (14), choosing $N > 1$ also improves the field of view of the system. Finally we can believe that increasing N will average the detected backscattered light-intensity variations due to speckle, hence improving the statistical properties of the signal.

4. Use of Shorter Laser Pulses

To increase the emitted output power, we can imagine the concentration of the emitted output power in short pulses, for example, $\tau_p = 100$ ns instead of 1 ms. If now we compute Eq. (3) for a single pulse, we obtain curve (c) in Fig. 2. In this case no Doppler analysis of the signal can be performed ($B_e = 10$ MHz is much larger than the rf Doppler shift). Only the target range can be determined, without velocity information. However, this leads to an increase in the maximum range from 9.5 to 17 km.

We propose here the use of possibilities of radar processing through a coherent analysis of a pulse train.³ If the modulation at f_{rf} is coherent from

Table 1. Values of the Parameters Used for the Range Calculations

Parameter Domain	Parameters	Values	Relevant Case/Remarks
Laser	Wavelength, λ	1.55 μm	
	Average optical power, P_{av}	10 W	
	Pulse repetition period, τ	—	(a), (b)
		50 μs	(c), (d)
	Pulse duration, τ_p	1 ms	(a), (b)
		100 ns	(c), (d)
	Modulation frequency, f_{rf}	10 GHz	
Atmosphere	Attenuation, α	$3 \times 10^{-2} \text{ km}^{-1}$	Mid-latitude summer, rural aerosols, 23-km visibility, 150–1500-m path
Target	Albedo, ρ_t	0.3	Target is supposed to be extended and Lambertian
Background	Albedo, ρ_B	1	Worst case
	Range, R_B		Taken equal to the target range
	Solar irradiance, S_{IRR}	$0.2 \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1}$	
Receiver	Aperture diameter, D	0.1 m	
	Field of view, θ_R	140 μrad	
	Transmission, η_{opt}	0.8	
	Coupling efficiency, η_{amp}	1	
Optical pre-amplifier	Gain, G	30 dB	
	Population inversion factor, μ	1.1	
	Number of transverse, N modes	20	
	Bandwidth (after filtering), $\Delta\lambda$	0.5 nm	
	$\Delta\nu$	60 GHz	
Photodiode	Responsivity, \mathfrak{R}	0.95 A W^{-1}	
	Dark current, I_{dark}	0.1 nA	
	Load resistor, R_L	50 Ω	
Radio-frequency processing chain	Impedance, Z	50 Ω	
	Temperature, T	293 K	
	Noise figure, NF	1	
	Bandwidth, B_e	1 kHz	(a), (b)
		10 MHz	(c), (d)
	Coherent integration time, T_i	1 ms	(a), (b), (d)
		100 ns	(c)
	Velocity measurement resolution	15 m s^{-1}	(a), (b), (d)
		—	(c)
	Velocity measurement range without ambiguity	$\pm 150 \text{ m s}^{-1}$	(a), (b), (d)
		—	(c)
	Distance measurement resolution	—	(a), (b)
		15 m	(c), (d)
	Distance measurement range without ambiguity	—	(a), (b)
7500 m		(c), (d)	

pulse to pulse, it is possible to perform a Doppler analysis with a resolution given by the whole train duration. Furthermore, in the expression of the SNR of Eq. (3) the signal power of Eq. (4) must then be replaced by³

$$P_s = \frac{K}{2} R_L \mathfrak{R} G^2 \Phi_{\text{in}}^2, \quad (16)$$

where K is the number of successive pulses coherently processed. This has to be compared with the

$K^{1/2}$ factor of the SNR improvement characteristic of an incoherent integration, as can be implemented in classical nonmodulated laser range finders.¹

For example, by processing $K = 20$ successive pulses with a repetition period $\tau = 50 \mu\text{s}$, corresponding to a coherent integration time $T_i = K\tau = 1 \text{ ms}$, we obtain curve (d) in Fig. 2. It leads to an increase in the maximum range to as far as 27 km together with the ability to measure target range and velocity. Moreover in this case control of the pulse duration would permit use of more usual radar processing.

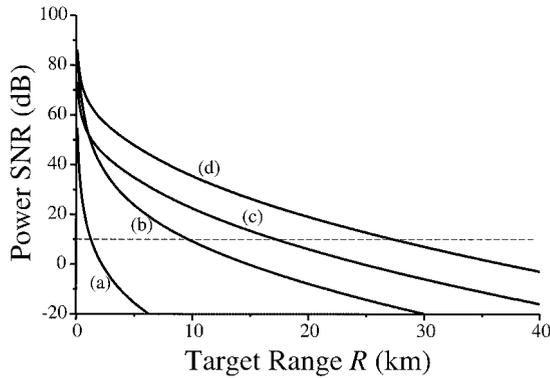


Fig. 2. Evolution of the calculated SNR versus target range R for different situations: (a) quasi-cw laser without optical preamplifier, (b) quasi-cw laser with optical preamplifier, (c) pulsed laser with optical preamplifier without coherent integration, (d) pulsed laser with optical preamplifier and coherent integration during 1 ms. Dashed horizontal line, 10-dB limit giving the maximum range.

Indeed, the longer the pulse, the lower the bandwidth necessary to process the signal. For the lidar-radar application a trade-off has to be found between the peak power and the duration of the pulses.

This latter result has been obtained with an ideal pulsed source at $1.55 \mu\text{m}$ exhibiting a 100% intensity modulation (e.g., a two-frequency laser), coherent from pulse to pulse and allowing control of the pulse duration. Such a source is difficult to build and Section 3 is devoted to an experimental verification of the validity of our lidar-radar concept by using different sources that fulfill only part of the above-mentioned specifications.

3. Experiments

In this section we present experimental results illustrating the lidar-radar concept. First, in Subsection 3.A we demonstrate the validity of coherent radar processing of an optically carried microwave signal in a cw experiment. Second, we demonstrate in Subsection 3.B the gain provided by optical amplification in the detection of dual-frequency beams. Finally, in Subsection 3.C we present some results of control of the duration of the pulses emitted by a pulsed two-frequency laser.

A. Signal-Processing Assessment

The experiment described in Fig. 3 is based on a cw dual-frequency beam with $f_{\text{rf}} = 3 \text{ GHz}$. A cw frequency-doubled Nd:YAG laser beam at frequency ν_1 is diffracted by an anisotropic LiNbO_3 acousto-optical Bragg cell driven at 3 GHz by a microwave oscillator. The diffracted beam has a frequency $\nu_2 = \nu_1 + f_{\text{rf}}$ and is polarized perpendicularly to the incident beam. The dual-frequency beam is obtained by mixing the incident and the diffracted beams with a polarizing beam splitter. A polarizer is then introduced to mix the two polarizations. Owing to the relatively poor diffraction efficiency of the Bragg cell, the resulting modulation depth is equal to only 3%.

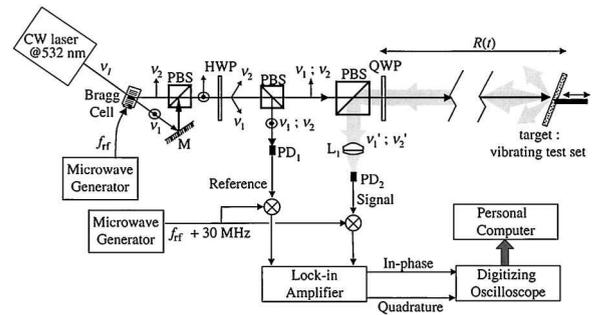


Fig. 3. Signal-processing assessment experiment: PBS, polarizing beam splitters; M, mirrors; HWP, half-wave plate; PD₁, PD₂, high-speed photodiodes; QWP, quarter-wave plate; L₁, focusing lens.

This beam is then separated into two parts. The first part is used to generate a reference beat note on a high-speed photodiode, PD₁. The second one (10-mW average power) illuminates a large-amplitude (as large as 15 mm) vibrating test set, covered with retroreflective tape, used as a test target. The backscattered optical signal is collected by a lens of 10-cm focal length with an aperture diameter equal to 2 cm. This focused signal impinges on a second photodiode, PD₂, in order to provide the beat-note signal. For target distances R ranging from 1 to 3 m the power in the modulated component of the received optical power lies between 20 and 200 nW. The current at the output of the photodiode can then be expressed as

$$I_s(t) = I_{s1} + I_{s2} + 2(I_{s1}I_{s2})^{1/2} \sin \left[2\pi f_{\text{rf}} t + 4\pi \frac{R(t)}{\Lambda} \right], \quad (17)$$

where I_{s1} and I_{s2} are the direct photocurrents created by the beams at ν_1 and ν_2 , respectively, and $\Lambda = c/f_{\text{rf}}$ is the microwave wavelength. The mixing efficiency is supposed to be equal to one. The reference signal is similarly given by

$$I_r(t) = I_{r1} + I_{r2} + 2(I_{r1}I_{r2})^{1/2} \sin(2\pi f_{\text{rf}} t), \quad (18)$$

where constant phase shifts have been discarded.

As in the radar or optical coherent detection cases, one can consider the modulated part of $I_r(t)$ as a local oscillator. Range and velocity information can thus be obtained by mixing $I_r(t)$ with $I_s(t)$ to obtain $\varphi(t) = 4\pi R(t)/\Lambda$. The first step of the signal processing is frequency downshifting. The two beat-note signals generated by PD₁ and PD₂ are mixed with a microwave signal at 2.97 GHz. Their frequencies are consequently downshifted from 3 GHz to 30 MHz. That mixing does not affect the phase difference between the signals and permits use of a lock-in amplifier to realize the phase detection. We thus obtain the in-phase $I(t) = A \cos \varphi(t)$ and quadrature $Q(t) = A \sin \varphi(t)$ signals, where the amplitude A is proportional to the backscattered intensity $I_{s1} + I_{s2}$. These signals are monitored on an oscilloscope and digitized, and the data are analyzed by a computer. An example of

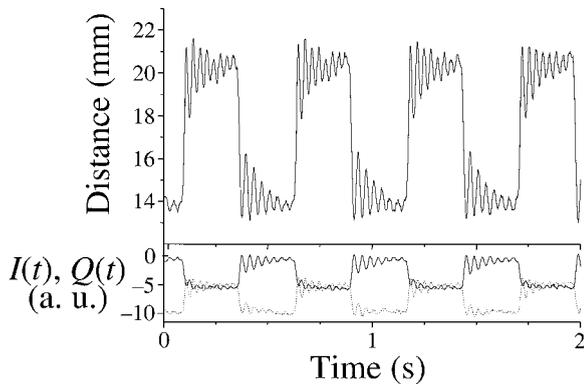


Fig. 4. Time evolutions of the detected signals in the presence of the vibrating test set under square excitation. Lower graph, in-phase I and quadrature Q signals at the output of the lock-in amplifier. Upper graph, measured distance of the target reproduced in the upper part is deduced from I and Q . The relaxation oscillations of the vibrating test set can be clearly seen.

the analysis of $I(t)$ and $Q(t)$ is given in Fig. 4. The vibrating test set is excited with a low-frequency square wave. The measured maximum amplitude of vibration is ~ 8 mm. The lower curves reproduce the recorded evolutions of $I(t)$ (continuous) and $Q(t)$ (dashed), while the upper curve is the deduced target distance, obtained obviously modulo $\Lambda/2$. The relaxation oscillations of the vibrating test set superimposed on the square vibration can be seen. This shows the good accuracy of the device.

Compared with optical coherent detection, the large microwave wavelength allows us to measure large-amplitude vibrations (in our case 5 cm without any phase ambiguity) in a relatively narrow bandwidth (100 Hz). In an optical coherent system at the same optical wavelength a similar movement would require the analysis of a 10-MHz bandwidth. Moreover we performed measurements where the target covered a distance of a few tens of a microwave wavelength. Although several speckle cells were present on the receiver aperture, it had no effect on the microwave phase during the movement. We thus easily obtained the full-movement description by using a simple phase-unwrapping algorithm. We have demonstrated here the feasibility of coherent radar processing on an optically carried microwave modulation.

Additionally, considering the conservation of the microwave phase during the scattering on a diffuse target, we used the same experiment with a target consisting of two distinct scattering parts. The distance d separating these parts is not negligible compared with the microwave wavelength (see the inset in Fig. 5). The contribution to the signal of each part of the target then has a given microwave phase. The signal at the output of the photodiode is the coherent sum in the microwave domain of the two contributions. Figure 5 shows the evolution of the microwave power at the output of PD_2 as a function of d . Note the fading of the power when d is an odd multiple of $\Lambda/4$. The dotted curve represents the theo-

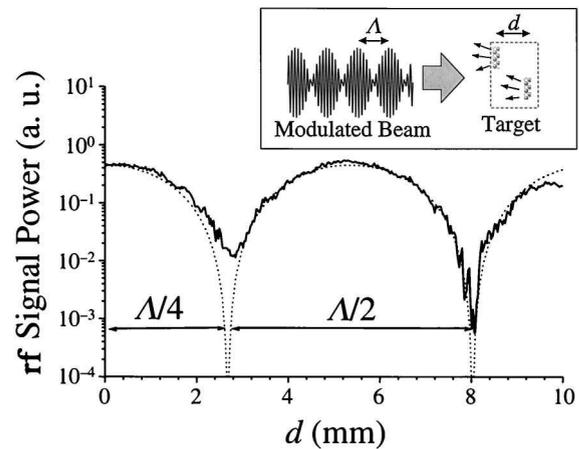


Fig. 5. Microwave power detected as a function of distance d between the two parts of the target. Inset, description of the experiment: Λ , wavelength of the radar modulation carried by the dual-frequency optical beam.

retical sinusoidal behavior of the power for two targets scattering equal optical powers. The remaining discrepancy with the experimental curve is mainly due to (i) an inequality between the powers scattered by the targets and (ii) the uncorrelated nature of the intensity noises of the two contributions induced by the speckle.

This result points out the interest of the spatially multimode optical amplification and detection that will improve the intensity statistics of the signal. Moreover this allows a system to be imagined in which the modulation frequency f_{rf} is tunable over a broad range. Then the evolution of the detected power versus f_{rf} can provide information on the target shape. Such a potential identification technique, based on analysis of a microwave modulation signature, is possible thanks to a specific advantage of the lidar-radar: Conversely to radars, the beam divergence does not depend on the modulation frequency. Finally, note that such a dependence of detected power as a function of target shape and modulation frequency has to be taken into account in a detailed analysis of the maximum range. Such behavior can be compared with pulse spreading in high-resolution range finding.¹⁶

B. Improvement of the Signal-to-Noise Ratio by Optical Pre-amplification

As stated above, we expect a spatially multimode optical pre-amplification to lead to a significant improvement in the detection SNR. To check this prediction, we designed the experiment described in Fig. 6, which is based on a free-space, high-gain Nd:YAG amplifier. That amplifier is spatially multimode, exhibits a narrow ASE bandwidth without the need of an extra filter, and has been successfully used as an image amplifier.¹⁷ It is a 7-mm-long Nd:YAG crystal that is end pumped through a lens duct by a pulsed (200- μ s-pulse duration, 10-Hz repetition rate), high peak power (as high as 1 kW), stacked

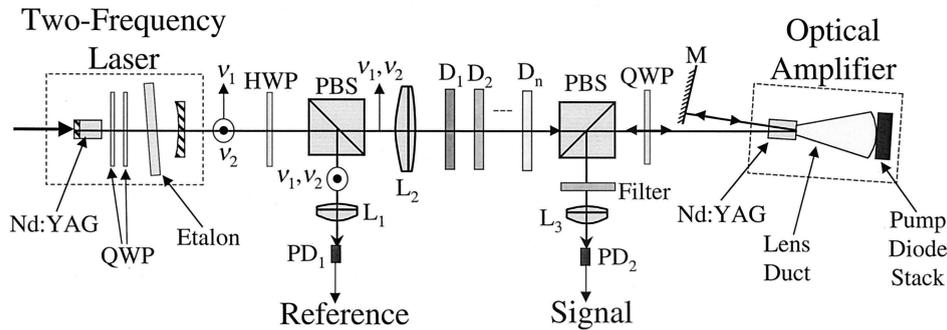


Fig. 6. Experimental demonstration of the optical preamplification. The cw two-frequency laser beam at $1.06\ \mu\text{m}$ is strongly attenuated before being amplified and detected.

array of laser diodes emitting at $808\ \text{nm}$. As a rf-modulated source we use a two-frequency Nd:YAG laser¹⁸ delivering $50\ \text{mW}$ of optical power, modulated at $1.3\ \text{GHz}$ with a 30% depth. The laser active medium is a 3-mm -long Nd:YAG crystal. Its input face is coated to be highly reflecting at $1.06\ \mu\text{m}$ and to efficiently transmit the 800-mW pump beam at $808\ \text{nm}$. Its output face is antireflection coated at $1.06\ \mu\text{m}$. The 5-cm -long cavity is closed by a spherical mirror (radius of curvature, $200\ \text{mm}$) transmitting 4% at $1.06\ \mu\text{m}$. The two laser frequencies are controlled by the insertion of two quarter-wave plates, QWP, inside the cavity. These plates lift the frequency degeneracy between the frequencies of the two laser eigenstates.¹⁸ By turning these two quarter-wave plates one with respect to the other, one can tune the frequency difference f_{rf} between 0 and $1.5\ \text{GHz}$, i.e., one-half of the cavity-free spectral range. In the following experiments we keep $f_{\text{rf}} = 1.3\ \text{GHz} \pm 20\ \text{MHz}$. Finally, an etalon is inserted inside the cavity to reduce the number of oscillating longitudinal modes.

Similarly to the experiment described in Subsection 3.A, part of that signal is used to generate a reference beat note. Another part is highly attenuated with calibrated optical densities to simulate attenuation in the atmosphere. It then experiences four passes in the amplifier and is finally detected with a high-speed photodiode, PD_2 . In that amplifier characterization experiment, lens L_3 is chosen to make the photodiode field of view match the signal beam. Hence we are in a single spatial-mode amplification configuration. The beat note detected by the photodiode is low noise amplified and frequency shifted in the so-called intermediate frequency domain (a few megahertz) through mixing with a microwave oscillator. The intermediate-frequency signal is finally digitized at $50\ \text{megasamples/s}$.

At the end of a pump pulse the small-signal optical gain for four passes in the amplifier is almost constant and equal to $32\ \text{dB}$ for $50\ \mu\text{s}$. To evaluate the improvement in sensitivity, we record then two $50\text{-}\mu\text{s}$ -long samples of the signal: one before amplification and one at the end of the pump pulse. The analysis of the fast Fourier transform of such samples, with $320\ \text{pW}$ of optical power at the input of the

amplifier, is shown in Fig. 7. Figure 7(a) reproduces the signal-power spectrum before amplification: The beat note is buried in the electronic noise. On the contrary Fig. 7(b) corresponds to the power spectrum of the signal when it is optically preamplified: The beat note is now clearly visible. For both spectra the analysis bandwidth is equal to $20\ \text{kHz}$. Moreover the arrows in Fig. 7 indicate the noise level. As can be seen by comparing Fig. 7, the noise increases by $\sim 10\ \text{dB}$ owing to the optical amplification, indicating that the SNR is now limited by the optical amplifier noise, as expected from Section 2. We measure a SNR equal to $17\ \text{dB}$, in good agreement with theory, taking into account the spectral bandwidth ($0.45\ \text{nm}$) of the gain in Nd:YAG.

These results clearly indicate that in a future lidar-type experiment sensitivity levels compatible with range estimates in Section 2 are achievable with optical preamplification.

C. Two-Frequency Pulsed Laser

To reach higher peak powers, we now focus on the realization of a pulsed two-frequency laser. As discussed in Section 2, such a laser should exhibit the following two features: (i) The beat note should be in the gigahertz range and (ii) the pulses should have a tunable duration in the range of hundreds of nanoseconds. Ideally, the beat note should also be coherent from pulse to pulse. However, this problem is

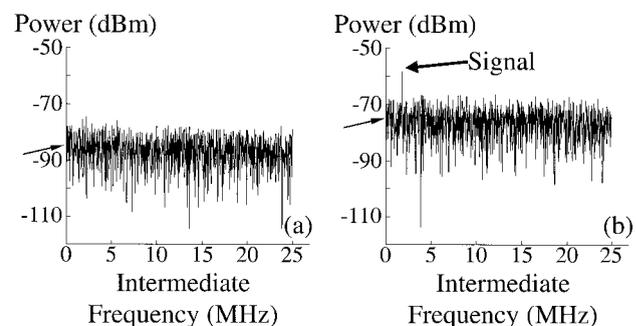


Fig. 7. Power spectrum of the signal detected in the experiment of Fig. 6: (a) without optical preamplification, (b) with optical preamplification. The arrows close to the vertical axes of the spectra indicate noise levels.

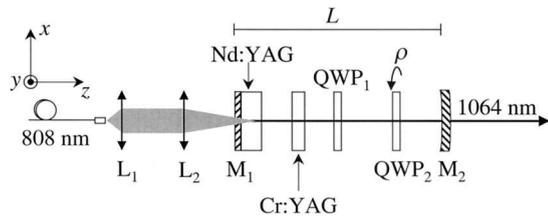


Fig. 8. Experimental arrangement for the pulsed two-frequency laser: L_1, L_2 , focusing lenses; M_1 , plane mirror; M_2 , concave mirror with radius of curvature 200 mm; QWP_1, QWP_2 , quarter-wave plates.

beyond the range of the present paper, which focuses on optimization of the beat-note frequency and duration of the pulses. It has been shown that diode-pumped Nd:YAG lasers passively Q-switched by Cr:YAG can oscillate on two orthogonal eigenstates with an adjustable frequency difference.¹² In Ref. 12, however, the beat frequency was limited to less than 1 GHz and the pulse widths were shorter than 100 ns. Since the maximum beat frequency is inversely proportional to the laser cavity length, we describe here a more compact laser oscillating at 1.06 μm . Moreover, to fulfill the condition of the pulse duration, we vary the ratio between the pump-mode and laser-mode radii, as recently proposed theoretically.¹⁹

1. Two-Frequency Pulsed Laser in the Gigahertz Range

We consider the longitudinally pumped laser schematized in Fig. 8. The resonator has a length $L = 2.8$ cm and is closed by two mirrors, M_1 and M_2 . M_2 (transmission $T = 1\%$ at 1064 nm) is a spherical mirror with a 200-mm radius of curvature. M_1 is highly transmitting ($T > 95\%$) at 808 nm and highly reflecting ($R > 99.5\%$) at 1064 nm. It is directly

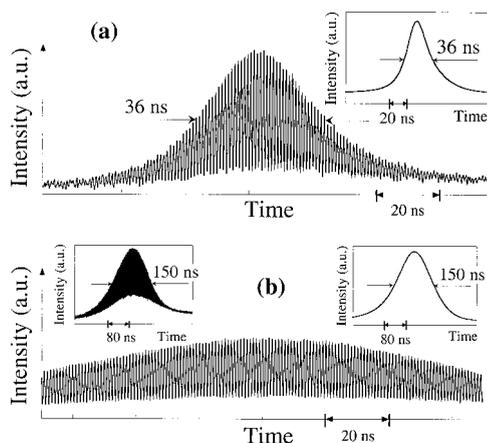


Fig. 9. Experimental recording of a pulse exhibiting a beat note at 1 GHz: (a) short pulse duration of 36 ns. Inset, simulation in Eqs. (19) with $\Gamma = 5.0 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_u^{-1} = 230 \mu\text{s}$, $\gamma_d^{-1} = 10 \text{ ns}$, $\kappa = \zeta = 1$, $\gamma_a^{-1} = 4.0 \mu\text{s}$, $R_{\text{sat}} = 0.046$, $a_0 = 1.1 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\varepsilon = 10^{-20}$ and $\sigma_{\text{ESA}}/\sigma_{\text{GSA}} = 0.27$ are used. (b) Long pulse duration of 150 ns. Left inset, same experimental pulse on a longer time scale. Right inset, simulation with the same parameter values as in (a) except $R_{\text{sat}} = 0.033$.

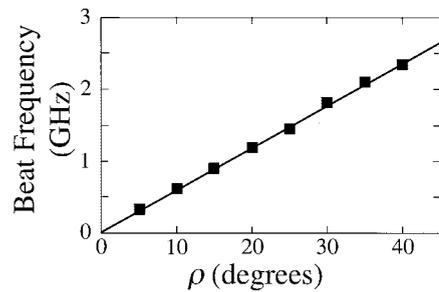


Fig. 10. Measured beat frequency versus angle ρ . The frequency difference is continuously tunable to as high as $c/4L = 2.65$ GHz.

coated on the active medium, which is a 1.1-mm-long crystal of 1% at. doped Nd:YAG. The two orthogonal eigenstates of the laser are again obtained by introducing two antireflection-coated quarter-wave plates, QWP_1 and QWP_2 , inside the cavity. The frequency difference is then given by $\Delta\nu = (\rho c/\pi L)$, where c is the velocity of light and ρ is the angle of the fast axis of QWP_2 with respect to the fast axis of QWP_1 . The Q-switching of this laser is performed with a 1-mm-long antireflection-coated Cr^{4+} :YAG plate as the saturable absorber. Its small-signal intensity transmission at 1064 nm is 85%. The [001] crystallographic axis of the saturable absorber is set parallel to the optical axis of the cavity z . Then, to make the two eigenstates oscillate simultaneously, we align the [100] and [010] crystallographic axes along the neutral axes of QWP_1 , i.e., at $\pm 45^\circ$ of the directions of the polarizations of the two eigenstates.¹² For all the measurements described here the laser is pumped by a 800-mW laser diode emitting at 808 nm.

By adjusting the position of the two lenses, L_1 and L_2 , first we optimize the laser average power. Through a linear polarizer we then obtain the pulse reproduced in Fig. 9(a) for $\rho = 17^\circ$. It is 36 ns long (FWHM) and contains the expected beat note at 1 GHz. Its energy is $\sim 0.2 \mu\text{J}$ with a repetition rate equal to 13 kHz. This repetition rate can be stabilized by slightly modulating the pump power.²⁰ As expected, the beat frequency can be varied from 0 to 2.65 GHz by rotating QWP_2 , as shown experimentally in Fig. 10. These experimental results can be compared with the integration of the following scalar differential equations:

$$\frac{dI}{dt} = - \left[\Gamma + a + (a_0 - a) \frac{\sigma_{\text{ESA}}}{\sigma_{\text{GSA}}} \right] I + \kappa(n_u - n_d)I + \kappa n_u \varepsilon, \quad (19a)$$

$$\frac{dn_u}{dt} = \gamma_u(P - n_u) - \zeta(n_u - n_d)I - \zeta n_u \varepsilon, \quad (19b)$$

$$\frac{dn_d}{dt} = \gamma_u n_u - \gamma_d n_d + \zeta(n_u - n_d)I + \zeta n_u \varepsilon, \quad (19c)$$

$$\frac{da}{dt} = \gamma_a(a_0 - a) - \mu a I, \quad (19d)$$

where I is the intracavity laser intensity, n_u and n_d are the populations of the upper and lower^{21,22} levels of the laser transition, respectively, a is the saturable absorption, Γ is the cavity decay rate, κ and ζ are Nd³⁺-atom/field coupling coefficients, ε is a small term that holds for the spontaneous emission, γ_u and γ_d are the relaxation rates of the upper and the lower laser levels, respectively, P is the pumping rate normalized to the upper level decay rate, γ_a is the relaxation rate of the saturable absorption, a_0 is the small-signal (unsaturated) absorption of Cr⁴⁺:YAG, $\mu = (\gamma_a/\gamma_u)\zeta R_{\text{sat}}$ is a Cr⁴⁺-ion/field coupling coefficient that includes the ratio R_{sat} of the saturation intensities for the absorber and the active medium, and σ_{GSA} and σ_{ESA} are the ground-state and excited-state absorption cross sections of the saturable absorber,^{23–25} respectively.

One obtains the laser behavior by a numerical integration of Eqs. (19) by using a fourth-order Runge–Kutta algorithm.²⁶ In all the simulations we take $\sigma_{\text{ESA}}/\sigma_{\text{GSA}} = 0.27$, $\Gamma = 5.0 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_u^{-1} = 230 \text{ }\mu\text{s}$, $\gamma_d^{-1} = 10 \text{ ns}$, $\kappa = \zeta = 1$, $\gamma_a^{-1} = 4.0 \text{ }\mu\text{s}$, $a_0 = 1.1 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\varepsilon = 10^{-20}$. When $R_{\text{sat}} = 0.046$ we obtain the pulse shown in the inset in Fig. 9(a), in good agreement with experimental results.

2. Pulse-Width Stretching

As seen in Section 2 such a pulse duration is too short to fulfill the requirements of the lidar–radar application. Indeed, increasing the pulse duration would permit the use of existing rather-low-bandwidth radar-processing techniques. Besides, recently Zhang *et al.*¹⁹ developed a model for passively Q-switched lasers, taking into account the Gaussian spatial distributions of both the pump and the laser beams. The pulse width was then predicted to depend on the ratio between the radii w_p and w_L of the pump and laser modes in the active medium. This is equivalent to changing the value of R_{sat} in our simplified model. Then, using Eqs. (19), we predict that the pulse width must vary from 18 to 320 ns by varying R_{sat} from 0.08 down to 0.027. An example of such a lengthened pulse is shown in the inset of Fig. 9(b) with a FWHM equal to 150 ns. This prediction is then checked experimentally by varying the pump-mode radius with the position of lens L_2 and leaving the laser-mode radius unchanged. In our case the laser-mode radius is experimentally measured to be 120 μm . L_2 is a convergent microscope objective with 63 \times magnification. The divergence of the pump beam after L_2 is experimentally measured to be $\sim 15^\circ$. The minimum pump-mode radius in the active medium is 45 μm , three times smaller than the laser-mode radius. We find that when the pump-mode radius is changed from 240 to 45 μm , the pulse width is varied from 18 to 240 ns. These experimental results are summarized in Fig. 11. This dramatic improvement is exemplified in Fig. 9(b) for a 150-ns-long pulse. It contains again the 1-GHz beat note, and its shape compares well with the theoretical result. Note here that when w_p is decreased to expand the pulse duration from 36 to 150 ns, the rep-

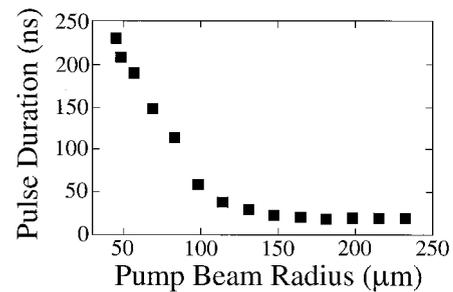


Fig. 11. Pulse duration versus pump-mode radius. When the pump mode radius is adjusted from 240 to 45 μm , the pulse duration (FWHM) increases from 18 to 240 ns.

etition rate increases from 13 to 75 kHz and the average power of the laser decreases from 3 to 1.3 mW. This is also well reproduced by the model.²⁷

To sum up, we have designed experimentally a two-frequency diode-pumped Nd:YAG laser passively Q-switched by Cr:YAG with a continuously adjustable beat note in the gigahertz range and with pulse durations as long as 240 ns. These results are supported by a rate equation model. Apart from the difficult problem of pulse-to-pulse beat-note coherence, such a laser is a convenient source for meeting the requirements of the lidar–radar architecture discussed in Section 2.

4. Conclusion and Discussion

We have investigated the potentialities of a new type of direct-detection lidar, based on a two-frequency laser source exhibiting a frequency difference in the radar domain.

First, we theoretically analyzed the detection noises and signal processing in such a system. Considering then the limitation by the electronic noise and the variation of the radar signal power proportional to the square of the received optical power, we have shown a successive improvement in the range of the system through (i) the optical preamplification of the received signal, (ii) the use of a pulsed dual-frequency laser as a high-frequency modulated source, and (iii) the coherent pulse-to-pulse radar processing of the detected modulation. Moreover the interest in spatially multimode amplification to enlarge the field of view and reduce the detrimental influence of atmospheric turbulence has been pointed out. Following these results, the maximum ranges have been calculated to be larger than 20 km for a realistic system operating at 1.5 μm , including range and Doppler analysis.

Then, to test some aspects of our proposed scheme, we have presented several experiments related to that lidar concept. First, we have demonstrated coherent-radar processing of an intensity-modulated backscattered beam in a cw lidar-type experiment at 532 nm. In particular, we have illustrated the Doppler and identification capabilities of the lidar–radar principle. Second, we have shown the optical preamplification of a low-level intensity-modulated signal in a free-space Nd:YAG amplifier. Finally,

we have presented the pulsed operation at 1.06 μm of a dual-frequency laser, in which both the pulse duration and the rf beat-note frequency can be controlled.

These results clearly show that assembling the different building blocks of the proposed lidar–radar seems to be reasonably achievable. The use of a radar-processing chain to deal with a pulsed two-frequency laser beam seems feasible, even if the bandwidth necessary to deal with the 100-ns-long pulses is at the limits of today’s know-how. The different steps necessary to realize and validate the proposed system configuration are the following. Concerning the source, the possibility of obtaining rf-modulated pulses must now be transposed at the most convenient wavelength of 1.55 μm . This is currently under active investigation. Besides, the most difficult problem to be addressed is the possibility of making the rf beat note coherent from pulse to pulse. One possibility could be the use of a phase-locked cw two-frequency laser²⁸ to seed the pulsed rf oscillator. Moreover, the problem of increasing the emitted optical power is not solved yet but may be addressed by optimizing the laser and/or by amplifying its output by different available means. Finally, the spatially multimode optical preamplification demonstrated here at 1.06 μm must be transposed at 1.55 μm . This is under current investigation using multimode erbium-doped optical fibers. In that case, the large gain bandwidth of erbium in the glass host makes narrow filtering of the ASE noise mandatory.

This research was partially supported by the Délégation Générale à l’Armement, the Action Concertée Incitative Photonique, the Conseil Régional de Bretagne, and the following subsidiaries of Thales: Optronics, Air Defence, Airborne Systems, and Thales Netherlands. The authors thank M. Prenat for helpful discussions and N. Ben Jemaa for assistance.

References

1. A. V. Jelalian, *Laser Radar Systems* (Artech House, Boston, Mass., 1992).
2. J. Brandt, T. Steiner, and N. Krasutsky, “Ten-kilometer imaging solid-state lidar demonstration,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Vol. 8 of 1994 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1994), p. 264.
3. M. Skolnik, *Radar Handbook*, 2nd ed. (MacGraw-Hill, New York, 1990).
4. C. J. Karlsson, F. Å. A. Olsson, D. Letalick, and M. Harris, “All-fiber multifunction continuous-wave coherent laser radar at 1.55 μm for range, speed, vibration, and wind measurements,” *Appl. Opt.* **39**, 3716–3726 (2000).
5. W. L. Eberhard and R. M. Schotland, “Dual-frequency Doppler-lidar method of wind measurement,” *Appl. Opt.* **19**, 2967–2976 (1980).
6. B. L. Stann, W. C. Ruff, and Z. G. Sztankay, “Intensity-modulated diode laser radar using frequency-modulation/continuous-wave ranging,” *Opt. Eng.* **35**, 3270–3278 (1996).
7. L. Mullen, A. Vieira, P. R. Herzfeld, and V. M. Contarino, “Microwave-modulated transmitter design for hybrid lidar–radar,” in *Proceedings of the 1995 IEEE MTT-S International Microwave Symposium* (Institute of Electrical and Electronics Engineers, New York, 1995), pp. 1495–1498.
8. L. J. Mullen, A. J. C. Vieira, P. R. Herzfeld, and V. M. Contarino, “Application of radar technology to aerial lidar systems for enhancement of shallow underwater target detection,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **43**, 2370–2377 (1995).
9. L. J. Mullen, P. R. Herzfeld, and V. M. Contarino, “Hybrid lidar–radar ocean experiment,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **44**, 2703–2710 (1996).
10. M. S. Salisbury, P. F. McManamon, and B. D. Duncan, “Optical-fiber preamplifiers for lidar detection and associated measurements for improving the signal-to-noise ratio,” *Opt. Eng.* **33**, 4023–4032 (1994).
11. J. A. Overbeck, M. S. Salisbury, M. B. Mark, and E. A. Watson, “Required energy for a laser radar system incorporating a fiber amplifier or an avalanche photodiode,” *Appl. Opt.* **34**, 7724–7730 (1995).
12. M. Brunel, O. Emile, M. Vallet, F. Bretenaker, A. Le Floch, L. Fulbert, J. Marty, B. Ferrand, and E. Molva, “Experimental and theoretical study of monomode vectorial lasers passively Q-switched by a Cr⁴⁺:yttrium aluminum garnet absorber,” *Phys. Rev. A* **60**, 4052–4058 (1999).
13. A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*, 5th ed. (Oxford University, New York, 1997).
14. A. Ollson, “Lightwave systems with optical amplifiers,” *J. Lightwave Technol.* **7**, 1071–1082 (1989).
15. R. M. Gagliardi and S. Karp, *Optical Communications* (Wiley, New York, 1976).
16. O. Steinvall, “Effects of target shape and reflection on laser radar cross sections,” *Appl. Opt.* **39**, 4381–4391 (2000).
17. A. Brignon, G. Feugnet, J.-P. Huignard, and J.-P. Pocholle, “Large field of view, high-gain, compact diode pumped Nd:YAG amplifier,” *Opt. Lett.* **22**, 1421–1423 (1997).
18. M. Brunel, O. Emile, F. Bretenaker, A. Le Floch, B. Ferrand, and E. Molva, “Tunable two-frequency lasers for lifetime measurements,” *Opt. Rev.* **4**, 550–552 (1997).
19. X. Zhang, S. Zhao, and Q. Wang, “Modeling of passively Q-switched lasers,” *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 1166–1175 (2000) and references therein.
20. N. D. Lai, M. Brunel, F. Bretenaker, and A. Le Floch, “Stabilization of the repetition rate of passively Q-switched diode-pumped solid-state lasers,” *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1073–1075 (2001).
21. T. Y. Fan, “Effect of finite lower level lifetime on Q-switched lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 2345–2349 (1988).
22. J. J. Degnan, D. B. Coyle, and R. B. Kay, “Effect of thermalization on Q-switched lasers properties,” *IEEE J. Quantum Electron.* **34**, 887–899 (1998).
23. M. Hercher, “An analysis of saturable absorbers,” *Appl. Opt.* **6**, 947–954 (1967).
24. G. Xiao, J. H. Lim, S. Yang, E. Van Stryland, M. Bass, and L. Weichman, “Z-Scan measurement of the ground and excited state absorption cross sections of Cr⁴⁺ in yttrium aluminum garnet,” *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 1086–1091 (1999).
25. A. Suda, A. Kadoi, K. Nagasaka, H. Tashiro, and K. Midorikawa, “Absorption and oscillation characteristics of a pulsed Cr⁴⁺:YAG laser investigated by a double-pulse pumping technique,” *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 1548–1553 (1999).
26. W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Wetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes in Fortran 90* (Cambridge University, Cambridge, UK, 1996).
27. N. D. Lai, M. Brunel, F. Bretenaker, and O. Emile, “Control of the pulse duration in one- and two-axis passively Q-switched solid-state lasers,” *Eur. Phys. J. D* **19**, 403–410 (2002).
28. M. Alouini, B. Benazet, M. Vallet, M. Brunel, P. Di Bin, F. Bretenaker, A. Le Floch, and P. Thony, “Offset phase-locking of Er:Yb:Glass laser eigenstates for rf photonics applications,” *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 367–369 (2001).

Annexe 4.

Publication jointe :

NGOC DIEP LAI, MARC BRUNEL, FABIEN BRETENAKER,

BERNARD FERRAND, et LAURENT FULBERT

*“Two-frequency Er-Yb:glass microchip laser passively Q switched by a Co:ASL
saturable absorber”*

Opt. Lett. **28**, 328-330 (2003)

Two-frequency Er-Yb:glass microchip laser passively Q switched by a Co:ASL saturable absorber

N. D. Lai, M. Brunel, and F. Bretenaker

Laboratoire d'Electronique Quantique—Physique des Lasers, Unité Mixte de Recherche du Centre National de la Recherche Scientifique, Physique des Atomes, Lasers, Molécules et Surfaces 6627, Université de Rennes I, Campus de Beaulieu, F-35042 Rennes Cedex, France

B. Ferrand and L. Fulbert

Commissariat à l'Energie Atomique, Laboratoire d'Electronique, de Technologie et d'Instrumentation Département Optronique, 17, Rue des Martyrs, F-38054 Grenoble Cedex, France

Received September 10, 2002

Passive Q switching of a two-frequency $\text{Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$:glass laser at $1.55\ \mu\text{m}$ with a new Co^{2+} : $\text{La}_x\text{Sr}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Co}_y\text{Al}_{12-x}\text{O}_{19}$ crystal as a saturable absorber is demonstrated. We show that, with an extended cavity setup, the beat frequency between the orthogonally polarized laser eigenstates is continuously tunable by adjustment of the retardance of an intracavity birefringence. A similarly built microchip laser emits two-frequency pulses of 6-ns duration with a beat frequency of as much as 19 GHz. Moreover, two-frequency pulses at 777 nm are obtained by second-harmonic generation in a periodically poled lithium niobate crystal. Such pulses can be useful for applications such as Doppler lidar radar. © 2003 Optical Society of America
OCIS codes: 140.3540, 140.5680, 160.3380, 280.3640.

Miniature laser sources, such as laser-diode-pumped Er–Yb:glass microchip lasers, that generate radiation in the eye-safe wavelength region near 1550 nm are becoming ubiquitous because they have various applications in range finders, remote sensors, and telecommunications.^{1,2} Besides, recently attention has been drawn to beat-note-carrying optical sources³ whose potential applications include microwave photonics and lidar radar. In particular, two-frequency pulses at 1550 nm are necessary for applications that use the lidar radar concept.⁴ Dual-polarization operation of a passively Q-switched laser has been shown to provide a suitable means to generate a pulsed adjustable beat note when the saturable absorber's orientation and the cavity anisotropies are carefully controlled.⁵ However, operation has been limited until now to a Nd:YAG laser at 1064 nm. Pulsed operation at 1550 nm has been achieved with passive Q switching by use of Co^{2+} -doped crystals (e.g., $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, $\text{Y}_3\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$, ZnSe , $\text{LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}$, MgAl_2O_4 , and LiGa_5O_8) in Er^{3+} :glass^{6–10} and in $\text{Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$:glass^{11,12} lasers, yielding kilowatt peak power pulses with nanosecond duration. Among these materials, the $\text{LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}$ crystal is a good saturable absorber for generating optical pulses shorter than 10 ns.¹³ Unfortunately, because of anisotropy of the absorption in the usual α -cut orientation, laser emission is always linearly polarized. However, the $\text{La}_x\text{Sr}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Co}_y\text{Al}_{12-x}\text{O}_{19}$ (ASL) crystal,^{14,15} which has a structure similar to that of $\text{LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}$,¹⁶ is grown along its c axis. Hence we expect it to be a good candidate for isotropic saturable absorption with light propagating along the c axis. In this Letter we show that the use of Co^{2+} -doped ASL permits a pulsed two-frequency microchip laser to be built in the eye-safe range. The questions that we wish to answer are the following: What are the characteristics of an Er–Yb:glass laser that uses a Co:ASL crystal as a saturable absorber? Can two polarization eigen-

states be emitted simultaneously in each pulse with an adjustable frequency difference? Can we build a compact two-frequency microchip laser at $1.55\ \mu\text{m}$?

We have considered the longitudinally pumped solid-state laser shown in Fig. 1. We first built an extended cavity laser in which the active medium was a 2-mm-long phosphate glass plate doped with $0.8 \times 10^{20}\ \text{Er}^{3+}/\text{cm}^3$ and $20 \times 10^{20}\ \text{Yb}^{3+}/\text{cm}^3$. One of its faces was used as cavity input mirror M_1 ($T > 95\%$ at 975 nm and $R > 99.9\%$ at 1550 nm), and its output face was antireflection coated at 1550 nm. The 50-mm long cavity was closed by 50-mm radius-of-curvature mirror M_2 transmitting 0.5% at 1550 nm. The active medium was pumped by a fiber-coupled laser diode tuned to match the Yb^{3+} ion absorption peak at 975 nm. The pump beam was first collimated and then focused to a $140\text{-}\mu\text{m}$ -diameter circular spot in the active medium. We optimized the spatial overlap

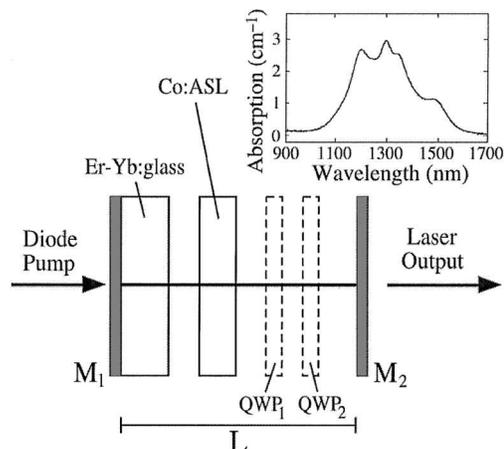


Fig. 1. Schematic diagram of the passively Q-switched laser: Er–Yb:glass, active medium; Co:ASL, saturable absorber; QWP₁, QWP₂, quarter-wave plates; M₁, dichroic input mirror; M₂, output coupling mirror; L, cavity length. Inset, absorption spectrum of Co:ASL.

between the pump and laser modes by adjusting the cavity length. To Q switch this laser, we introduced inside the cavity a c -cut Co^{2+} :ASL plate grown by the Czochralski method. This new material exhibited a broad absorption band near $1.3 \mu\text{m}$ that is due to the ${}^4A_2 \rightarrow {}^4T_1$ transition of Co^{2+} , as shown in the inset of Fig. 1. Its characteristics such as fluorescence lifetime and absorption cross section were evaluated to be the same as those of Co^{2+} : $\text{LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}$.¹⁶ A sample thickness of $160 \mu\text{m}$ with a 1.5-at. % concentration of Co^{2+} was then chosen to yield a small-signal intensity transmission of 99% at 1550 nm . We verified that, as a result of the crystal orientation (c cut), this small-signal transmission is isotropic.

Under these operating conditions the laser threshold was reached for an incident pump power of 300 mW . With a maximum pump power of 480 mW we obtained a train of pulses as shown in Fig. 2(a), demonstrating the ability of the Co :ASL crystal to Q switch such a $1.55\text{-}\mu\text{m}$ laser. In this case the pulse period was $500 \mu\text{s}$. The average output power of the laser increased linearly with the absorbed pump power, reaching a value of 5.8 mW at maximum pump power (slope efficiency, 3.2%). This value corresponds to pulse energies of $3 \mu\text{J}$. The ratio between the average output power in the Q -switched regime and that in the cw regime (without the absorber) was equal to only 25% as a result of Fresnel losses on the uncoated surfaces of the Co :ASL crystal. Moreover, owing to the etalon effect of the $160\text{-}\mu\text{m}$ -thick absorber, the laser oscillated in a single longitudinal mode at all pump powers. The laser wavelength in this case was 1554 nm . To check the possibility of using this saturable absorber in a dual-polarization Er - Yb :glass laser,¹⁷ we investigated whether the orientation of the c -cut Co^{2+} :ASL plate influences the laser polarization. That is, we monitored the laser output polarization while rotating the Co^{2+} :ASL plate about the laser cavity axis. As expected from the absorption cross-section measurement, for all orientations of the Co^{2+} :ASL plate the laser eigenstates remained linearly polarized with their directions determined by the residual anisotropy of the active medium, which comes from the mounting stress. Note that the polarization emitted by the laser in the Q -switched regime was the same as that emitted in the continuous-wave regime. We concluded hence that Co :ASL can be used to Q switch a dual-polarization laser at $1.55 \mu\text{m}$.

To obtain two adjustable frequencies we now introduced two quarter-wave plates (QWP_1 and QWP_2) inside the cavity, as shown in Fig. 1. These two quarter-wave plates were antireflection coated at $1.55 \mu\text{m}$, and the slow axis of QWP_2 was rotated at an angle ρ with respect to the fast axis of QWP_1 . A Jones matrix analysis of the cold cavity, when we ignored the presence of the saturable absorber, yielded two linearly polarized eigenstates^{18,19} with a frequency difference $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1 = \rho c / \pi L$, where ν_1 and ν_2 are the frequencies that correspond to the two orthogonal eigenstates, respectively, c is the velocity of light, and L is the optical length of the cavity. We again obtained a train of pulses with a period of $500 \mu\text{s}$, as depicted in Fig. 2(a). But, owing to phase anisotropy,

we observed through a linear polarizer a beat note between the two eigenstates. Figure 2(b) shows the corresponding signal: The pulse was 200 ns long (FWHM), and the modulation corresponded to the expected beat note, here at $\Delta\nu = 160 \text{ MHz}$ in agreement with $\rho = 5^\circ$. The pulse-to-pulse beat frequency jitter was $\sim 20 \text{ kHz}$ and was due to mechanical vibrations. When we rotated the Co^{2+} :ASL about the cavity axis we verified that the two-frequency regime does not depend on the orientation of the saturable absorber. Furthermore, we also verified that the beat frequency is continuously adjustable up to $c/4L = 1.4 \text{ GHz}$ by rotation of the quarter-wave plate from 0 to 45° , as shown in Fig. 2(c). Note that, as the two-frequency regime does not depend on the orientation of the saturable absorber, we can adjust the beat frequency by rotating either QWP_1 or QWP_2 .

Some applications such as medical imaging would greatly benefit from the transposition of such a source to the red part of the visible spectrum. We thus tried to convert our two-frequency pulses at 1554 to 777 nm by second-harmonic generation. We focused the two-frequency pulses in a 10-mm -long periodically poled lithium niobate doubling crystal with a grating period of $19 \mu\text{m}$ operated at room temperature. Figure 2(d) shows one pulse at 777 nm obtained from one fundamental two-frequency pulse with beat frequency $\Delta\nu = 160 \text{ MHz}$. We can improve the low peak power obtained here (3 mW) by amplifying the infrared pulses. Of course, in this case the two perpendicular polarizations at 1554 nm are transformed into a single linear polarization modulated at the incident beat-note frequency.

Finally, as we stated above, applications such as lidar radar require higher peak powers and increased beat frequencies. We inferred that we could achieve them by reducing the cavity length of the laser, thereby increasing $c/4L$ and reducing the pulse duration. In

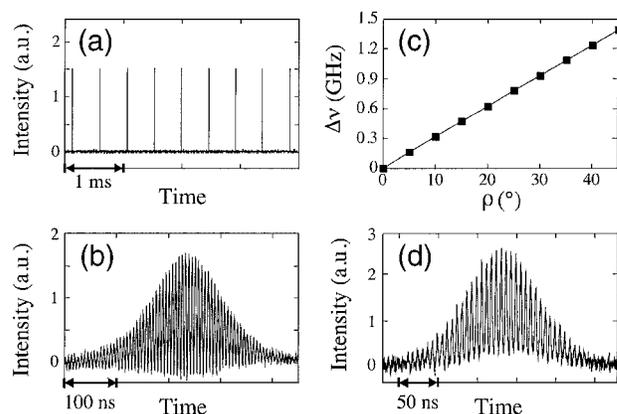


Fig. 2. Experimental results obtained with the 50-mm-long cavity. (a) Train of pulses showing a 2-kHz repetition rate when the laser is pumped with 480 mW of power. (b) Recording of a single pulse when $\rho = 5^\circ$, exhibiting a beat note at $\Delta\nu = 160 \text{ MHz}$. (c) Beat frequency $\Delta\nu$ between the two orthogonal eigenstates versus ρ . (d) Recording of a pulse at 777 nm obtained by extracavity doubling of the pulses shown in (b) in a periodically poled lithium niobate crystal with a grating period of $19 \mu\text{m}$. The intensity modulation frequency is also 160 MHz .

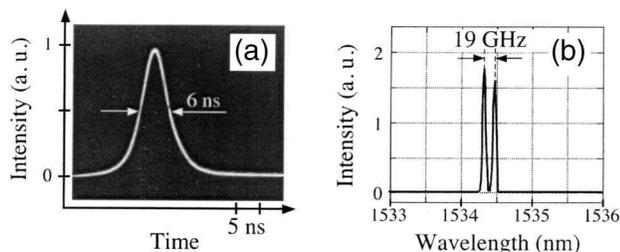


Fig. 3. Experimental results obtained with the microchip cavity. (a) Zoom on one pulse, showing 6-ns duration. (b) Corresponding optical spectrum, showing the two orthogonal eigenstates separated by 0.15 nm ($\Delta\nu = 19$ GHz). Resolution bandwidth of the optical spectrum analyzer, 0.07 nm.

this case we used an active medium of 0.5-mm thickness and replaced M_2 with a plane mirror with 99.5% reflection at $1.55 \mu\text{m}$. All the elements of the cavity were closely stacked together, yielding a compact microchip cavity whose total optical length was 4 mm and which was made stable by thermal lensing in the active medium. To obtain the maximum beat frequency $c/4L$ we oriented the two quarter-wave plates at $\rho = 45^\circ$. With a pump power of 420 mW, we obtained a train of pulses with a period of $550 \mu\text{s}$. Because of the short cavity length, the pulse duration was then reduced to 6 ns, as shown in Fig. 3(a). The average power was measured to be 5.1 mW, corresponding to a peak power of 470 W. Moreover, we monitored the optical spectrum emitted by the microchip laser to verify that the two-frequency regime was achieved with the predicted $c/4L = 19$ GHz beat frequency. Indeed, the optical spectrum shown in Fig. 3(b) proves the oscillation of two orthogonal eigenstates separated by 0.15 nm, corresponding to a beat frequency of 19 GHz.

In conclusion, we have experimentally achieved an eye-safe two-frequency pulsed microchip laser by using a new Co^{2+} :ASL saturable absorber. Because of the isotropic absorption properties of the c -cut Co^{2+} :ASL saturable absorber, the laser can emit pulses that contain two orthogonal eigenstates simultaneously. In an extended laser cavity of 50-mm length, pulses of 200-ns duration are obtained, and the beat frequency is shown to be continuously adjustable from 0 to $c/4L = 1.4$ GHz. By building a 4-mm-long microchip laser, we can then increase the maximum beat frequency to 19 GHz and reduce the pulse duration to 6 ns. This high beat frequency could be made electrically adjustable by use of an electro-optic crystal in place of the quarter-wave plates.¹⁷ These two-frequency pulses at $\sim 1.55 \mu\text{m}$ may be useful for applications such as Doppler lidar radar. Moreover, two-frequency pulses at 777 nm were obtained by second-harmonic generation in a periodically poled crystal. These red two-frequency pulses may be interesting for medical applications that use intensity-modulated pulses^{20,21} or rotating polarization pulses.²²

We thank D. Dolfi and L. Morvan for their continual interest in this research, N. Rocher and G. Taupier for their early interest in its development, P. Baldi and N. Benjemaa for their kind help, and S. Girard for

bringing some unpublished information to our attention. This research was partially supported by the Délégation Générale à l'Armement, the Conseil Régional de Bretagne, and the Action Concertée Incitative Photonique (France). N. D. Lai's e-mail address is lai.ngocdiep@univ-rennes1.fr.

References

1. P. Laporta, S. Taccheo, S. Longhi, O. Svelto, and C. Svelto, *Opt. Mater.* **11**, 269 (1999).
2. E. Molva, *Opt. Mater.* **11**, 289 (1999).
3. M. Alouini, N. D. Lai, M. Brunel, M. Vallet, O. Emile, A. Le Floch, and F. Bretenaker, in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 2002), p. 390.
4. L. Morvan, N. D. Lai, D. Dolfi, J.-P. Huignard, M. Brunel, F. Bretenaker, and A. Le Floch, *Appl. Opt.* **41**, 5702 (2002).
5. M. Brunel, O. Emile, M. Vallet, F. Bretenaker, A. Le Floch, L. Fulbert, J. Marty, B. Ferrand, and E. Molva, *Phys. Rev. A* **60**, 4052 (1999).
6. M. B. Camargo, R. D. Stultz, and M. Birnbaum, *Opt. Lett.* **20**, 339 (1995).
7. A. V. Podlipensky, V. G. Shcherbitsky, N. V. Kuleshov, and V. P. Mikhailov, *Opt. Lett.* **24**, 960 (1999).
8. K. V. Yumashev, I. A. Denisov, N. N. Posnov, V. P. Mikhailov, R. Moncorgé, D. Vivien, B. Ferrand, and Y. Guyot, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 2189 (1999).
9. K. V. Yumashev, *Appl. Opt.* **38**, 6343 (1999).
10. I. A. Denisov, M. I. Demchuk, N. V. Kuleshov, and K. V. Yumashev, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2455 (2000).
11. M. Birnbaum, M. B. Camargo, S. Lee, F. Unlu, and R. D. Stultz, in *Advanced Solid State Lasers*, C. R. Pollock and W. R. Bosenberg, eds., Vol. 10 of OSA Trends in Optics and Photonics Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1997), p. 148.
12. G. Karlsson, V. Pasiskevicius, F. Laurell, J. A. Tellefsen, B. Denker, B. I. Galagan, V. V. Osiko, and S. Sverchikov, *Appl. Opt.* **39**, 6188 (2000).
13. P. Thony, B. Ferrand, and E. Molva, in *Advanced Solid State Lasers*, W. R. Bosenberg and M. M. Fejer, eds., Vol. 19 of OSA Trends in Optics and Photonics Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1998), p. 150.
14. V. Delacarte, J. Théry, and D. Vivien, *J. Lumin.* **62**, 237 (1994).
15. S. Alablanche, R. Collongues, J. Théry, D. Vivien, A. Minvielle, M. Leduc, R. Romero, and C. Wyon, in *Advanced Solid State Lasers*, Vol. 68 of OSA Trends in Optics and Photonics Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1992), p. 231.
16. V. G. Shchervitsky, S. Girard, M. Fromager, R. Moncorgé, N. V. Kuleshov, V. I. Levchenko, V. N. Yakimovich, and B. Ferrand, *Appl. Phys. B* **74**, 367 (2002).
17. M. Alouini, B. Benazet, M. Vallet, M. Brunel, P. Di Bin, F. Bretenaker, A. Le Floch, and P. Thony, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 367 (2001).
18. V. Evtuhov and A. E. Siegman, *Appl. Opt.* **4**, 142 (1965).
19. A. Kastler, *C. R. Acad. Sci. Paris B* **271**, 999 (1970).
20. B. Chance, ed., *Time-Resolved Spectroscopy and Imaging of Tissue*, *Proc. SPIE* **1431** (1991).
21. J. B. Fishkin and E. Gratton, *J. Opt. Soc. Am. A* **10**, 127 (1993).
22. O. Emile, F. Bretenaker, and A. Le Floch, *Opt. Lett.* **21**, 1706 (1996).

Références

Références

1. A. Einstein, “*Zur Quantentheorie der Strahlung*,” *Physik. Z.* **18**, 121-128 (1917).
2. A. L. Schawlow et C. H. Townes, “*Infrared and optical masers*,” *Phys. Rev.* **112**, 1940-1949 (1958).
3. N. G. Basov, *Radio Tek. I. Elektron.* **3**, 297-298 (1958).
4. A. M. Prokhorov, “*Molecular amplifier and generator for submillimeter waves*,” *Sov. Phys. JETP* **7**, 1140-1141 (1958).
5. T. H. Maiman, “*Stimulated optical radiation in ruby*,” *Nature* **187**, 493-494 (1960).
6. W. E. Lamb, Jr., “*Theory of an optical maser*,” *Phys. Rev.* **134**, A1429-A1450 (1964).
7. H. Statz et G. deMars “*Transients and oscillation pulses in masers*,” *Quantum Electronics*, C. H. Townes ed. (Columbia University Press, NY, 1960) p.530-p.537.
8. H. De Lang, “*Polarization properties of optical resonators passive an active*,” Thèse de l’Université d’Utrecht, Utrecht (1966).
9. H. Greenstein, “*Some properties of a Zeeman laser with anisotropic mirrors*,” *Phys. Rev.* **178**, 585-589 (1969).
10. A. Le Floch et R. Le Naour, “*Polarization effects in Zeeman lasers with x-y-type loss anisotropies*,” *Phys. Rev. A* **4**, 290-295 (1971).
11. R. C. Jones, “*A new calculus for the treatment of optical systems. I. Description and discussion of the calculus*,” *J. Opt. Soc. Am.* **31**, 488-493 (1941).
12. F. Bretenaker, B. Lépine, J.-C. Cotteverte, et A. Le Floch, “*Mean-field laser magnetometry*,” *Phys. Rev. Lett.* **69**, 909-912 (1992).

13. J.-C. Cotteverte, J. Poirson, A. Le Floch, et F. Bretenaker, "Laser magnetometer measurement of the natural remanent magnetization of rocks," *Appl. Phys. Lett.* **70**, 3075-3077 (1997).
14. D. Jacob, N. H. Tran, A. Le Floch, et F. Bretenaker, "Quasi-critical coupling between spatially resolved laser eigenstates: a novel approach to the measurement of intracavity absorption," *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1843-1849 (1995).
15. D. Jacob, A. Le Floch, F. Bretenaker, et P. Guenot, "Measurement of the carbon isotopic composition of methane using helicoidal laser eigenstates," *J. Phys. I France* **6**, 771-781 (1996).
16. M. Vallet, N. H. Tran, P. Tanguy, A. Le Floch, et F. Bretenaker, "Ring-laser gyro with spatially resolved eigenstates," *Opt. Lett.* **19**, 1219-1221 (1994).
17. A. Owyong et P. Esherick, "Stress-induced tuning of a diode-laser-excited monolithic Nd:YAG laser," *Opt. Lett.* **12**, 999-1001 (1987).
18. G. W. Baxter, J. M. Dawes, P. Dekker, et D. S. Knowles, "Dual-polarization frequency-modulated laser source," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 1015-1017 (1996).
19. M. Brunel, O. Emile, F. Bretenaker, A. Le Floch, B. Ferrand, et E. Molva, "Tunable two-frequency lasers for lifetime measurements," *Opt. Rev.* **4**, 550-552 (1997).
20. M. Alouini, B. Benazet, M. Vallet, M. Brunel, P. Di Bin, F. Bretenaker, A. Le Floch, et P. Thony, "Offset phase locking of Er:Yb:Glass laser eigenstates for RF photonics applications," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 367-369 (2001).
21. F. Bretenaker, "Etude théorique et expérimentale des modes propres et états propres dans les lasers en anneau. Applications à la gyrométrie et à la détection d'effets petits," Thèse de l'Université de Rennes I (1992).
22. M. Brunel, "Etude théorique et expérimentale de quelques aspects nouveaux des lasers à un ou plusieurs axes de propagation. Applications.," Thèse de l'Université de Rennes I (1997).
23. M. Brunel, F. Bretenaker, et A. Le Floch, "Tunable optical microwave source using spatially resolved laser eigenstates," *Opt. Lett.* **22**, 384-386 (1997).
24. M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet, et A. Le Floch, "Dual tunable wavelength Er:Yb:Glass laser for Terahertz beat frequency generation," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 1554-1556 (1998).

25. F. Bretenaker et A. Le Floch, "*Laser eigenstates in the framework of a spatially generalized Jones matrix formalism*," J. Opt. Soc. Am. B **8**, 230-238 (1991).
26. M. Brunel, A. Le Floch, F. Bretenaker, J. Marty, et E. Molva, "*Coherent addition of adjacent lasers by forked eigenstate operation*," Appl. Opt. **37**, 2402-2406 (1998).
27. M. Abitbol, P. Leblay, J. Debrie, M. Lequime, et J. Millet, "*Télémètre*," Brevet Français N° 2 706 602 (1993).
28. P. Nerin, "*Etude et réalisation d'un télémètre et vélocimètre utilisant en mode autodyne un microlaser balayé en fréquence*," Thèse de l'Institut national polytechnique de Grenoble (1997).
29. V. Delaye, "*Etude et réalisation d'un télémètre laser par temps de vol*," Thèse de l'Institut national polytechnique de Grenoble (2000).
30. W. L. Eberhard et R. M. Schotland, "*Dual-frequency Doppler-lidar method of wind measurement*," Appl. Opt. **19**, 2967-2976 (1980).
31. L. Morvan, N. D. Lai, D. Dolfi, J. -P. Huignard, M. Brunel, F. Bretenaker, et A. Le Floch, "*Buiding blocks for a two-frequency laser lidar-radar: a preliminary study*," Appl. Opt. **41**, 5702-5712 (2002).
32. G. J. Simonis et K. G. Purchase, "*Optical generation, distribution, and control of microwaves using laser heterodyne*," IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **38**, 667-669 (1990).
33. E. R. Brown, F. W. Smith, et K. A. McIntosh, "*Coherent millimeter-wave generation by heterodyne conversion in low-temperature-grown GaAs photoconductors*," J. Appl. Phys. **73**, 1480-1484 (1993).
34. J. J. O'Reilly, P. M. Lane, R. Heidemann, et R. Hofstetter, "*Optical generation of very narrow linewidth millimetre wave signals*," Electron. Lett. **28**, 2309-2311 (1992).
35. X. S. Yao et L. Maleki, "*High frequency optical subcarrier generator*," Electron. Lett. **30**, 1525-1526 (1994).
36. L. E. M. de Barros, A. Paoletta, M. Y. Frankel, M. A. Romeo, P. R. Herczfeld, et A. Madjar, "*Photoresponse of microwave transistors to high-frequency modulated lightwave carrier signal*," IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **45**, 1368-1374 (1997).

37. T. Day, E. K. Gustafson, et R. L. Byer, “*Sub-Hertz relative frequency stabilization of two-diode laser-pumped Nd:YAG lasers locked to a Fabry-Perot interferometer,*” IEEE J. Quantum. Electron. **28**, 1106-1117 (1992).
38. N. Kishi, M. Aga, et E. Yamashita, “*Microwave generation using laser heterodyne technique with independent controllability in frequency and phase,*” IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **43**, 2284-2287 (1995).
39. E. Peytavit, “*Génération et propagation aux fréquences TéraHertz,*” Thèse de l’Université des Sciences et Technologies de Lille (2002).
40. Y. Shimony, Z. Burshtein, A. B. –A. Baranga, Y. Kalisky, et M. Strauss, “*Repetitive Q-Switching of a cw Nd:YAG laser using Cr⁴⁺:YAG saturable absorbers,*” IEEE J. Quantum. Electron. **32**, 305-310 (1996).
41. A. Agnesi, S. Dell’Acqua, et G. C. Reali, “*1.5 Watt passively Q-switched diode-pumped cw Nd:YAG laser,*” Opt. Commun. **133**, 211-215 (1997).
42. J. J. Degnan, “*Optimization of passively Q-switched lasers,*” IEEE J. Quantum. Electron. **31**, 1890-1901 (1995).
43. X. Zhang, S. Zhao, et Q. Wang, “*Modeling of passively Q-switched lasers,*” J. Opt. Soc. Am. B **17**, 1166-1175 (2000).
44. M. Brunel, O. Omile, M. Vallet, F. Bretenaker, A. Le Floch, L. Fulbert, J. Marty, B. Ferrand, et E. Molva, “*Experimental and theoretical study of monomode vectorial lasers passively Q-switched by a Cr⁴⁺: yttrium aluminum garnet absorber,*” Phys. Rev A **60**, 4052-4058 (1999).
45. G. R. Walker, N. G. Walker, R. C. Steele, M. J. Creaner, et M. C. Brain, “*Erbium-doped fiber amplifier cascade for multichannel coherent optical transmission,*” IEEE J. Lightwave Technol. **9**, 182-193 (1991).
46. W. J. Miniscalco, “*Erbium-doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm,*” IEEE J. Lightwave Technol. **9**, 234-250 (1991).
47. C. R. Giles et E. Desurvire, “*Modeling Erbium-doped fiber amplifiers,*” IEEE J. Lightwave Technol. **9**, 271-283 (1991).
48. L. J. Mullen, A. J. C. Vieira, P. R. Herczfeld, et V. M. Contarino, “*Application of radar technology to aerial lidar systems for enhancement of shallow underwater target detection,*” IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **43**, 2370-2377 (1995).

49. L. J. Mullen, P. R. Herczfeld, et V. M. Contarino, “*Hybrid Lidar-Radar Ocean Experiment*,” IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **44**, 2703-2710 (1996).
50. C. H. Lee, “*Picosecond Optics and Microwave Technology*,” IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **38**, 596-607 (1990).
51. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, (Academic Press, New York, 1992).
52. M. van Exter, C. Fattinger, et D. Grischkowsky, “*Terahertz time-domain spectroscopy of water vapor*,” Opt. Lett. **14**, 1128-1130 (1989).
53. R. A. Cheville et D. Grischkowsky, “*Far-infrared terahertz time-domain spectroscopy of flames*,” Opt. Lett. **20**, 1646-1648 (1995).
54. G. Mouret, W. Chen, D. Boucher, R. Bocquet, P. Mounaix, et D. Lippens, “*Gas filter correlation instrument for air monitoring at submillimeter wavelengths*,” Opt. Lett. **24**, 351-353 (1999).
55. D. M. Mittleman, R. H. Jacobsen, et M. C. Nuss, “*T-Ray Imaging*,” IEEE J. Selec. Top. in Quantum. Electron. **2**, 679-692 (1996).
56. K. Kincade, “*Terahertz technology may improve medical imaging*,” Laser Focus World, 123-125 (May 2000).
57. A. B. Ruffin, J. V. Rudd, J. Decker, L. Sanchez-Palencia, L. Le Hors, J. F. Whitaker, et T. B. Norris, “*Time reversal Terahertz imaging*,” IEEE J. Quantum. Electron. **38**, 1110-1119 (2002).
58. J. E. Pedersen et S. R. Keiding, “*THz time-domain spectroscopy of nonpolar liquids*,” IEEE J. Quantum. Electron. **28**, 2418-2522 (1992).
59. D. M. Mittleman, “*Terahertz time-domain spectroscopy probes materials*,” Laser Focus World, 191-198 (May 1998).
60. J. Bell, “*Terahertz rays ready to track microscale phenomena*,” Opto & Laser Europe, 18-23 (1998).
61. A. E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Mill Valley, CA, 1986).
62. W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer Series in Optical Sciences, 4th ed., Berlin, 1996).

63. A. A. Kaminskii, *Laser crystals: Their Physics and Properties* (Springer Series in Optical Sciences, 2th ed., Berlin, 1990).
64. Fuxi Gan, *Laser Materials* (World Scientific, Singapore, 1995).
65. R. C. Powell, *Physics of Solid-State Laser materials* (AIP Press-Springer-Verlag, N. Y., 1998).
66. J. E. Geusic, H. M. Marcos, et L. G. Van Uitert, "Laser oscillations in Nd-doped yttrium aluminum, yttrium gallium and gadolinium garnets," *Appl. Phys. Lett.* **4**, 182-184 (1964).
67. M. Michon, "The influence of Nd³⁺ Ion properties in a glass matrix on the dynamics of a Q-spoiled laser," *IEEE J. Quantum. Electron.* **QE-2**, 612-616 (1966).
68. F. E. Hovis, M. Stuff, C. J. Kennedy, et B. Vivian, "Lower level relaxation of Nd:YAG," *IEEE J. Quantum. Electron.* **28**, 39-42 (1992).
69. J. J. Zayhowski, "Passively Q-switched microchip lasers and applications," *Rev. Laser Eng.* **26**, 841-846 (1998).
70. E. Molva, "Microchip lasers and their applications in optical microsystems," *Opt. Mat.* **11**, 289-299 (1999).
71. J. J. Zayhowski, "Microchip lasers," *Opt. Mat.* **11**, 255-267 (1999).
72. H. Eilers, K. R. Hoffman, W. M. Dennis, S. M. Jacobsen, et W. M. Yen, "Saturation of 1.064 mm absorption in Cr,Ca:Y₃Al₅O₁₂ crystal," *Appl. Phys. Lett.* **61**, 2958-2960 (1992).
73. M. J. Damzen, S. Camacho-Lopez, et R. P. M. Green, "Wave-mixing and vector phase conjugation by polarization-dependent saturation absorption in Cr⁴⁺:YAG," *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2894-2897 (1996).
74. A. Brignon, "Anisotropic properties of pulsed four-wave mixing in Cr⁴⁺:YAG saturable absorbers," *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 2154-2163 (1996).
75. M. Le Neve, "Etude d'un laser Nd:YAG de forte énergie pompé par diodes et déclenché par absorbant saturable Cr:YAG," Thèse de l'Université Joseph Fourier-Grenoble I (1996).
76. Z. Burshtein, P. Blau, Y. Kalisky, Y. Shimony, et M. R. Kokta, "Excited-state absorption studies of Cr⁴⁺ ions in several garnet host crystals," *IEEE J. Quantum. Electron.* **34**, 292-299 (1998).

77. G. Xiao, J. H. Lim, S. Yang, E. V. Stryland, M. Bass, et L. Weichman, “Z-scan measurement of the ground and excited state absorption cross sections of Cr^{4+} in yttrium aluminum garnet,” *IEEE J. Quantum. Electron.* **35**, 1086-1091 (1999).
78. K. Otsuka, P. Mandel, S. Bielański, D. Derozier, et P. Glorieux, “Alternate time scale in multimode lasers,” *Phys. Rev. A* **46**, 1692-1695 (1992).
79. S. Camacho-Lopez, R. P. M. Green, G. J. Crofts, et M. J. Damzen, “Intensity-induced birefringence in Cr^{4+} :YAG,” *J. Modern Opt.* **44**, 209-219 (1997).
80. P. Mandel, C. Etrich, et K. Otsuka, “Laser rate equations with phase-sensitive interactions,” *IEEE J. Quantum. Electron.* **29**, 836-843 (1993).
81. S. Guy, C. L. Bonner, D. P. Shepherd, D. C. Hanna, A. C. Tropper, et B. Ferrand, “High-inversion densities in Nd:YAG up-conversion and bleaching,” *IEEE J. Quantum. Electron.* **34**, 901-908 (1998).
82. Y. F. Chen, C. C. Liao, Y. P. Lan, et S. C. Wang, “Determination of the Auger upconversion rate in fibre-coupled diode end-pumped Nd:YAG and Nd:YVO₄ crystals,” *Appl. Phys. B* **70**, 487-490 (2000).
83. P. Thony, L. Fulbert, P. Bésesty, et B. Ferrand, “Laser radar using 1.55 μm passively Q-switched microchip laser,” *Proc. SPIE* **3707**, 616-623 (1999).
84. S. W. Henderson, R. M. Huffaker, M. J. Kavaya, C. P. Hale, J. R. Magee, et C. L. E. Myers, “Pulsed coherent solid-state 1.06- μm and 2.1- μm laser radar system for remote velocity measurement,” *Proc. SPIE* **1222**, 118-129 (1990).
85. W. J. Mandeville, K. M. Dinndorf, et N. E. Champigny, “Characterization of passively Q-switched microchip lasers for laser radar,” *Proc. SPIE* **2748**, 358-366 (1996).
86. S. -L. Huang, T. -Y. Tsui, C. -H. Wang, et F. -J. Kao, “Timing jitter reduction of a passively Q-switched laser,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**, L239-L241 (1999).
87. J. B. Khurgin, F. Jin, G. Solyar, C. -C. Wang, et S. Trivedi, “Cost-effective low timing jitter passively Q-switched diode-pumped solid-state laser with composite pumping pulses,” *Appl. Opt.* **41**, 1095-1097 (2002).
88. M. Arvidsson, B. Hansson, F. Laurell, C. Lindström, et M. Olsson, “A pulse stabilised micro-chip laser,” *Conference on Lasers and Electro-optics/Europe Technical Digest (IEEE, Piscataway, NJ, 1996)*, p. 344.

89. S. V. Chernikov, J. R. Taylor, D. V. Gapontsev, B. L. Davydov, I. E. Samartsev, et V. P. Gapontsev, "*Q-switching of Er³⁺/Yb³⁺-doped fiber laser using backscattering from a fiber ring interferometer,*" Conference on Lasers and Electro-optics, Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington DC, 1996), p. 529-p. 530.
90. N. D. Lai, M. Brunel, F. Bretenaker, et A. Le Floch, "*Stabilization of the repetition rate of passively Q-switched diode-pumped solid-state lasers,*" Appl. Phys. Lett. **79**, 1073-1075 (2001).
91. S. Girard et H. Gilles, "*Stabilisation de la fréquence de répétition du train d'impulsions d'un laser Nd³⁺:LMA déclenché passivement,*" J. Phys. IV France **12**, Pr5.359 - Pr5.361 (2002).
92. W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Wetterling, et B. P. Flannery, *Numerical Recipes in Fortran 90* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1996).
93. L. Fulbert, J. Marty, B. Ferrand, et E. Molva, "*Passively Q-switched monolithic microchip laser,*" Conference on Lasers and Electro-optics, Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington DC, 1995), p. 150.
94. K. V. Yumashev, I. A. Denisov, N. N. Posnov, V. P. Mikhainov, R. Moncorgé, D. Vivien, B. Ferrand, et Y. Guyot, "*Nonlinear spectroscopy and passive Q-switching operation of a Co²⁺:LaMgAl₁₁O₁₉ crystal,*" J. Opt. Soc. Am. B **16**, 2189-2194 (1999).
95. J. E. Midwinter, "*The theory of Q-switching applied to slow switching and pulse shaping for solid state lasers,*" Brit. J. Appl. Phys. **16**, 1125-1133 (1965).
96. W. R. Callen, R. H. Pantell, et J. Warszawski, "*Pulse stretching of Q-switched lasers,*" Opto-Electronics. **1**, 123-127 (1969).
97. A. Hordvik, "*Pulse stretching utilizing two-photon-induced light absorption,*" IEEE J. Quantum. Electron. **6**, 199-203 (1970).
98. J. F. Young, J. E. Murray, R. B. Miles, et S. E. Harris, "*Q-switched laser with controllable pulse length,*" Appl. Phys. Lett. **18**, 129-130 (1971).
99. R. V. Lovberg, E. R. Wooding, et M. L. Yeoman, "*Pulse stretching and shape control by compound feedback in a Q-switched Ruby laser,*" IEEE J. Quantum. Electron. **11**, 17-21 (1975).
100. D. V. Murphy et R. K. Chang, "*Pulse stretching of Q-switched laser emission by intracavity nonlinear ellipse rotation,*" Opt. Commun. **23**, 268-272 (1977).

101. W. E. Schmid, "Pulse stretching in a Q-switched Nd:YAG laser," IEEE J. Quantum. Electron. **16**, 90-94 (1980).
102. G. H. C. New et T. B. O'Hare, "A simple criterion for passive Q-switching of lasers," Phys. Lett. A **68**, 27-28 (1978).
103. N. N. Il'ichev, A. V. Kir'yanov, E. S. Gulyamova, et P. P. Pashinin, "Polarisation of a neodymium laser with a passive switch based on a Cr⁴⁺:YAG crystal," Quantum. Electron. **28**, 17-20 (1998) [Kvant. Elektron. **25**, 19-22 (1998)].
104. B. J. Le Garrec, G. J. Razé, P. Y. Thro, et M. Gilbert, "Highly-average-power diode-array-pumped frequency-doubled YAG laser," Opt. Lett. **21**, 1990-1992 (1996).
105. T. J. Axenson, N. P. Barnes, D. J. Reichle, Jr., et E. E. Koehler, "Highly-energy Q-switched 0.946- μm solid-state diode pumped laser," J. Opt. Soc. Am. B **19**, 1535-1538 (2002).
106. A. Barsella, C. Lepers, D. Dangoisse, P. Glorieux, et Erneux, "Synchronization of two strongly pulsating CO₂ lasers," Opt. Commun. **165**, 251-259 (1999).
107. C. D. Nabors, A. Sanchez, et A. Mooradian, "High-power, continuous-wave, Nd:YAG microchip laser array," Opt. Lett. **17**, 1587-1589 (1992).
108. R. Waarts, D. Nam, S. Sanders, J. Harrison, et B. J. Dinerman, "Two-dimensional Er:YSGG microlaser array pumped with a monolithic two-dimensional laser diode array," Opt. Lett. **19**, 1738-1740 (1994).
109. S. Ménard, M. Vampouille, B. Colombeau, et C. Froehly, "Highly efficient phase locking and extracavity coherent combination of two diode-pumped Nd:YAG laser beams," Opt. Lett. **21**, 1996-1998 (1996).
110. N. D. Lai, M. Brunel, F. Bretenaker, et O. Emile, "Control of the pulse duration in one- and two-axis passively Q-switched solid-state lasers," Eur. Phys. J. D **19**, 403-410 (2002).
111. W. R. Sooy, "The natural selection of modes in a passive Q-switched laser," Appl. Phys. Lett. **7**, 36-37 (1965).
112. M. Brunel, A. Le Floch, et F. Bretenaker, "Multiaxis laser eigenstates," J. Opt. Soc. Am. B **13**, 946-960 (1996).
113. P. Bourdon et S. Paolacci-Riera, "Vulnérabilité de l'oeil et normes de sécurité laser," Optique et Photonique **4**, 22-25 (1998).

114. N. D. Lai, M. Brunel, F. Bretenaker, B. Ferrand, et L. Fulbert, “*Two-frequency Er-Yb:glass microchip laser passively Q-switched by a Co:ASL saturable absorber*,” Opt. Lett. **28**, 328-330 (2003).
115. M. B. Camargo, R. D. Stultz, et M. Birnbaum, “*Co²⁺:YSGG saturable absorber Q switch for infrared erbium lasers*,” Opt. Lett. **20**, 339-341 (1995).
116. A. V. Podlipensky, V. G. Shcherbitsky, N. V. Kuleshov, et V. P. Mikhailov, “*Cr²⁺:ZnSe and Co²⁺:ZnSe saturable-absorber Q-switches for 1.54- μ m Er:glass lasers*,” Opt. Lett. **24**, 960-962 (1999).
117. K. V. Yumashev, I. A. Denisov, N. N. Posnov, V. P. Mikhailov, R. Moncorgé, D. Vivien, B. Ferrand, et Y. Guyot, “*Nonlinear spectroscopy and passive Q-switching operation of a Co²⁺:LaMgAl₁₁O₁₉ crystal*,” J. Opt. Soc. Am. B **16**, 2189-2194 (1999).
118. K. V. Yumashev, “*Saturable absorber Co²⁺:MgAl₂O₄ crystal for Q switching of 1.34- μ m Nd³⁺:YAlO₃ and 1.54- μ m Er³⁺:glass lasers*,” Appl. Opt. **38**, 6343-6346 (1999).
119. I. A. Denisov, M. I. Demchuk, N. V. Kuleshov, et K. V. Yumashev, “*Co²⁺:LiGa₅O₈ saturable absorber passive Q switch for 1.34 μ m Nd³⁺:YAlO₃ and 1.54 μ m Er³⁺:glass lasers*,” Appl. Phys. Lett. **77**, 2455-2457 (2000).
120. G. Karlsson, V. Pasiskevicius, F. Laurell, J. A. Tellefsen, B. Denker, B. I. Galagan, V. V. Osiko, et S. Sverchkov, “*Diode-pumped Er-Yb:glass laser passively Q switched by use of Co²⁺:MgAl₂O₄ as a saturable absorber*,” Appl. Opt. **39**, 6188-6192 (2000).
121. M. Birnbaum, M. B. Camargo, S. Lee, F. Unlu, et R. D. Stultz, “*Co²⁺:ZnSe saturable absorber Q-switch for the 1,54 mm Er³⁺:Yb³⁺:glass laser*,” in *Advanced Solid State Lasers*, C. R. Pollock et W. R. Bosenberg, eds., Vol. 10 of OSA Trends in Optics and Photonics Series (Optical Society of America, Washington, D. C., 1997) p. 148.
122. Eric Tanguy, “*Développement d’un laser verre codopé erbium et ytterbium compact à sécurité oculaire pour des applications de télémétrie*,” Thèse de l’Université de Paris Sud (1996).
123. P. Thony, B. Ferrand, et E. Molva, “*1.55- μ m passively Q-switched microchip laser*,” in *Advanced Solid State Lasers*, W. R. Bosenberg et M. M. Fejer, eds., Vol. 19 of OSA Trends in Optics and Photonics Series (Optical Society of America, Washington, D. C., 1998) p. 150.
124. Z. J. Kiss, R. C. Duncan, ed. J. R. Singer, *Advanced in Quantum Electronics* (Columbia University Press, New York, USA, 1961). p.164.

125. E. Snitzer, R. Woodcock, “ Yb^{3+} - Er^{3+} :glass laser,” *Appl. Phys. Lett.* **6**, 45-46 (1965).
126. P. Thony et E. Molva, “1,55 μm -wavelength CW microchip lasers,” *OSA TOPS on Advanced Solid-State Lasers* **1**, 296-300 (1996).
127. P. Laporta, S. Taccheo, S. Longhi, P. Svelto, C. Svelto, “Erbium-ytterbium microlasers: optical properties and lasing characteristics,” *Opt. Mat.* **11**, 268-288 (1999).
128. R. Häring, R. Paschotta, R. Fluck, E. Gini, H. Melchior, et U. Keller, “Passively Q-switched microchip laser at 1.5 μm ,” *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 1805-1812 (2001).
129. V. Delacarte, J. Théry, et D. Vivien, “Optical fluorescence and fluorescence dynamics of Nd^{3+} in $\text{Sr}_{1-x}\text{Nd}_y\text{La}_{x-y}\text{Mg}_x\text{Al}_{12-x}\text{O}_{19}$ (ASL:Nd),” *J. Lumin.* **62**, 237-243 (1994).
130. S. Alablanche, R. Collongues, J. Théry, D. Vivien, A. Minvielle, M. Leduc, R. Romero, et C. Wyon, “ASN: a new diode-pumpable laser material capable of tunable laser action in the 1 micron band,” *OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers* **13**, 231-233 (1992).
131. V. G. Shcherbitsky, S. Girard, M. Fromager, R. Moncorgé, N. V. Kuleshov, V. I. Levchenko, V.N. Yakimovich, et B. Ferrand, “Accurate method for measurement of absorption cross sections of solid-state saturable absorbers,” *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **74**, 367-374 (2002).
132. P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, et G. Weinreich, “Generation of optical harmonics,” *Phys. Rev. Lett.* **7**, 118-119 (1961).
133. N. D. Lai, L. Morvan, M. Brunel, F. Bretenaker, D. Dolfi, et A. Le Floch, “Doublage d’un laser bi-fréquence impulsif pour la génération de micro-ondes,” *J. Phys. IV France*, **12**, Pr5-367–Pr5-368 (2002).
134. S. Wang, V. Pasiskevicius, F. Laurell, et H. Karlsson, “Ultraviolet generation by first-order frequency doubling in periodically poled KTiOPO_4 ,” *Opt. Lett.* **23**, 1883-1885 (1998).
135. S. Wang, V. Pasiskevicius, J. Hellström, F. Laurell, et H. Karlsson, “First-order type II quasi-phase-matched UV generation in periodically poled KTP,” *Opt. Lett.* **24**, 978-980 (1999).
136. A. Brignon, G. Feugnet, J.-P. Huignard, et J.-P. Pocholle, “Compact Nd:YAG and Nd:YVO₄ amplifiers end-pumped by a high-brightness stacked array,” *IEEE J. Quantum. Electron.* **34**, 577-585 (1998).

137. M. Alouini, “*Etude théorique et expérimentale des lasers solides Er^{3+} et Nd^{3+} : applications des lasers bi-fréquences aux télécommunications optiques et hyperfréquences,*” Thèse de l’Université de Rennes I (2002).
138. N. D. Lai, M. Brunel, et F. Bretenaker, “*Green two-frequency pulsed laser: intracavity doubling of helicoidal eigenstates,*” *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 662-669 (2003).
139. V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, et D. N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, (Springer Series in Optical Sciences, Vol. 64, 2^{ème} ed. 1999).
140. S. C. Mehendale et P. K. Gupta, “*Effect of double refraction on type II phase matched second harmonic generation,*” *Opt. Commun.* **68**, 301-304 (1988).
141. J. J. Zondy, “*Comparative theory of walkoff-limited type-II versus type-I second harmonic generation with gaussian beams,*” *Opt. Commun.* **81**, 427-440 (1991).
142. K. Asaumi, “*Second-harmonic power of $KTiOPO_4$ with double refraction,*” *Appl. Phys B* **54**, 265-270 (1992).
143. J. P. Fève, B. Boulanger, et G. Marnier, “*Experimental study of walk-off attenuation for type II second-harmonic-generation in KTP,*” *IEEE J. Quantum. Electron.* **31**, 1569-1571 (1995).
144. M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, et R. L. Byer, “*Quasi-phase-matched second harmonic generation: Tuning and tolerances,*” *IEEE J. Quantum. Electron.* **28**, 2631-2654 (1992).
145. J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, et P. S. Pershan, “*Interactions between light waves in a nonlinear dielectric,*” *Phys. Rev.* **127**, 1918-1939 (1962).
146. P. A. Franken et J. F. Ward, “*Optical harmonics and nonlinear phenomena,*” *Rev. Mod. Phys.* **35**, 23-39 (1963).
147. J. P. Fève, B. Boulanger, et G. Marnier, “*Determination of the longitudinal profile of a focused Nd:YAG gaussian beam from second-harmonic generation in a thin KTP crystal,*” *Appl. Opt.* **33**, 3169-3174 (1994).
148. D. H. Jundt, “*Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction, n_e , in congruent lithium niobate,*” *Opt. Lett.* **22**, 1553-1555 (1997).

149. Y. Ishigame, T. Suhara, et H. Nishihara, “*LiNbO₃ waveguide second-harmonic-generation device phase matched with a fan-out domain-inverted grating*,” Opt. Lett. **16**, 375-377 (1991).
150. P. E. Powers, T. J. Kulp, et S. E. Bisson, “*Continuous tuning of a continuous-wave periodically poled lithium niobate optical parametric oscillator by use of a fan-out grating design*,” Opt. Lett. **23**, 159-161 (1998).
151. M. Cha, “*Cascaded phase shift and intensity modulation in aperiodic quasi-phase-matched gratings*,” Opt. Lett. **23**, 250-252 (1998).
152. K. Fradkin-Kashi et A. Arie, “*Multiple-wavelength quasi-phase-matched nonlinear interactions*,” IEEE J. Quantum. Electron. **35**, 1649-1656 (1999).
153. B.-Y. Gu, Y. Zhang, et B.-Z. Dong, “*Investigations of harmonic generations in aperiodic optical superlattices*,” J. Appl. Phys. **87**, 7629-7637 (2000).
154. H. Liu, S. N. Zhu, Y. Y. Zhu, N. B. Ming, X. C. Lin, W. J. Ling, A. Y. Yao, et Z. Y. Xu, “*Multiple-wavelength second-harmonic generation in aperiodic optical superlattices*,” Appl. Phys. Lett. **81**, 3326-3328 (2002).
155. <http://www.hcphotonics.com>.
156. <http://www.keopsys.com>
157. C. Q. Xu, K. Fujita, Y. Ogawa, et T. Kamijoh, “*Temperature and polarization dependence of LiNbO₃ quasiphase-matched wavelength converters*,” Appl. Phys. Lett. **74**, 1933-1935 (1999).
158. F. Ducos, J. Honthaas, et O. Acef, “*Development of an optical frequency comb around 1556 nm referenced to an Rb frequency standard at 778 nm*,” Eur. Phys. J. AP **20**, 227-231 (2002).
159. Govind P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, (Academic Press, California, 2^{ème} ed. 1995).
160. N. D. Lai, F. Bretenaker, et M. Brunel, “*Coherence of pulsed microwave signals carried by two-frequency solid-state lasers*,” soumis à J. Lightwave Technol. (soumis en Avril 2003).
161. F. Garet, “*Génération optoélectronique d’impulsions électromagnétiques ultra-courtes; applications à la spectroscopie THz*,” Thèse de L’Institut National Polytechnique de Grenoble (1997).

162. B. Chance, ed., *Time-Resolved Spectroscopy and Imaging of Tissue*, Proc. SPIE **1431** (1991).
163. M. Brunel, F. Bretenaker, S. Blanc, V. Crozatier, J. Brisset, T. Merlet, et A. Poezevara "High-spectral purity RF beat note generated by a two-frequency solid-state laser," soumis à J. Lightwave Technol. (Avril 2003).
164. M. Brunel, F. Bretenaker, N. D. Lai, M. Alouini, M. Vallet, O. Emile, et A. Le Floch "Microwave signal generation with high spectral purity using two-frequency solid-state lasers," in International Topical Meeting on Microwave Photonics, MWP, Budapest, Hungary (Sept. 2003).
165. D. Jaque, J. Capmany, et J. Garcia Solé, "Continuous wave laser radiation at 669 nm from a self-frequency-doubled laser $YAl_3(BO_3):Nd^{3+}$," Appl. Phys. Lett. **74**, 1788-1790 (1999).
166. G. Lucas-Leclin, F. Augé, S.C. Auzanneau, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, F. Mougel, G. Aka, et D. Vivien, "Diode-pumped self-frequency-doubling $Nd:GdCa_4O(BO_3)_3$ lasers: toward green microchip lasers," J. Opt. Soc. Am. B **17**, 1526-1530 (2000).

Résumé :

Nous explorons quelques aspects nouveaux des lasers solides impulsionnels ou continus fonctionnant en régimes mono-fréquence ou bi-fréquence.

Tout d'abord, nous avons mis au point quelques techniques pour optimiser les caractéristiques des lasers impulsionnels. (i) Une faible modulation de la puissance de pompe a permis de rendre stable le taux de répétition avec une stabilité relative de 10^{-6} . (ii) La durée des impulsions a été contrôlée continûment d'une dizaine de ns à quelques centaines de ns par trois méthodes différentes : l'ajustement du diamètre du faisceau laser dans l'absorbant saturable, l'ajustement du diamètre du faisceau de pompe dans le milieu actif, et, en particulier, l'utilisation des états fourchus dans un laser à deux axes. De plus, cette méthode des états fourchus a aussi permis (iii) d'augmenter l'énergie des impulsions par addition cohérente.

Un laser tout compact Nd:YAG-Cr:YAG à deux fréquences dont la différence est continûment accordable jusqu'à 2,7 GHz a été construit. Les impulsions bi-fréquences sont idéales pour répondre aux besoins des applications telles que le lidar-radar Doppler. En outre, nous montrons que les impulsions bi-fréquences à 1,55 μm peuvent être obtenues en utilisant un nouvel absorbant saturable Co:ASL taillé suivant l'axe c dans un laser Er-Yb:verre. Ces impulsions sont parfaitement adaptées aux systèmes de détection en espace libre nécessitant la sécurité oculaire. Le temps de cohérence du battement dans ces lasers a aussi été étudié : il est limité à la durée de l'impulsion. Une nouvelle technique de modulation de la puissance de pompe au voisinage de la fréquence d'oscillation de relaxation du laser a été étudiée et a permis d'obtenir des battements cohérents d'impulsion à impulsion.

La conversion de fréquence utilisant des effets optiques non linéaires a permis d'obtenir des sources bi-fréquences dans le visible. Des impulsions bi-fréquences vertes et rouges ont été obtenues. Une source THz dans le rouge a aussi été réalisée en utilisant un laser à deux axes Er-Yb:verre doublé dans un cristal mixte "en éventail" de PPLN. Les applications à la génération de micro-ondes et d'ondes sub-millimétriques sont discutées.

Mots-Clés :

Laser Nd:YAG–Cr:YAG

Laser Er-Yb:verre–Co:ASL

Etats fourchus

Impulsions bi-fréquences

Cohérence du battement

Conversion de fréquence

Laser THz

Opto-microondes

Title :

Theoretical and experimental study of two-frequency solid-state lasers in the GHz to THz ranges, in continuous-wave or pulsed regimes. Applications to opto-microwaves.

Abstract :

We explored some new features of single- and dual-frequency solid-state lasers oscillating in continuous-wave or pulsed regimes.

Firstly, we have developed some techniques to optimise the characteristics of pulsed lasers. (i) A weak modulation of the pump power made it possible to obtain a stable repetition rate with a relative stability of 10^{-6} . (ii) The pulse duration was continuously controlled from ten nanoseconds to a few hundreds nanoseconds by three different methods : adjustment of the laser beam diameter in the absorber, adjustment of the pump beam diameter in the active medium, and, in particular, the use of forked eigenstates in a two-axis laser. Moreover, the forked eigenstates allows (iii) to increase the pulse energy by coherent addition of the pulses.

A compact two-frequency Nd:YAG–Cr:YAG laser with a beat note frequency continuously adjustable up to 2,7 GHz was demonstrated. The two-frequency pulses are ideal sources to meet various needs of applications such as the Doppler lidar-radar. Moreover, we show that two-frequency pulses at 1,55 μm can be obtained by using a new *c*-cut Co:ASL saturable absorber in an Er-Yb:glass laser. These pulses are perfectly adapted to free-space detection systems requiring eye safety. The coherence time of the beat note in these lasers was also studied : it is limited by the pulse duration. A new technique of modulating the pump power of a solid-state laser at frequencies close to its relaxation oscillation frequency was studied and made it possible to generate a beat note coherence from pulse to pulse.

Frequency conversion techniques using the nonlinear optical effects make it possible to obtain tunable two-frequency sources in the visible spectrum. Green and red two-frequency pulses were obtained by using different conversion techniques, intracavity or extracavity. A two-frequency THz source in the red spectrum was also obtained by doubling the frequencies of a two-frequency THz Er-Yb:glass laser using a mixed fan-out PPLN crystal. Applications to the generation of microwaves and submillimeter waves using these two-frequency sources in the visible spectrum are discussed.

Keywords :

Nd:YAG–Cr:YAG laser

Beat note coherence

Er-Yb:glass–Co:ASL laser

Frequency conversion

Forked eigenstates

THz laser

Two-frequency pulses

Microwave photonics