

# Sources laser à fibre cristalline YAG dopée erbium et pompée par diode

Adrien Aubourg

▶ **To cite this version:**

Adrien Aubourg. Sources laser à fibre cristalline YAG dopée erbium et pompée par diode. Optique [physics.optics]. Institut d'Optique Graduate School, 2014. Français. NNT : 2014IOTA0008 . tel-01126900

**HAL Id: tel-01126900**

**https://pastel.hal.science/tel-01126900**

Submitted on 6 Mar 2015

**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.

INSTITUT d'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL ParisTech


INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL

ÉCOLE DOCTORALE ONDES ET MATIÈRES


Discipline : Physique

# THÈSE

pour l'obtention du grade de Docteur en science de l'Institut d'Optique Graduate School
préparée au Laboratoire Charles Fabry

Soutenue le 13/10/2014
par


Adrien AUBOURG


---

# Sources laser à fibre cristalline YAG dopée erbium et pompée par diode

---

Composition du jury :

| | | |
|---|---|---|
| M. | Philippe ADAM | (Invité) |
| M. | François BALEMBOIS | (Directeur de thèse) |
| M. | Fabien BRETENAKER | (Président du jury) |
| M. | Julien DIDIERJEAN | (Invité) |
| M. | Jean-Louis DOUALAN | (Examinateur) |
| M. | Marc EICHHORN | (Rapporteur) |
| M. | Olivier MUSSET | (Rapporteur) |
| Mme. | Myriam RAYBAUT | (Examinatrice) |







Thèse préparée au
**Laboratoire Charles fabry de l'Institut d'Optique**
Équipe lasers
2, Avenue Augustin Fresnel
91 127 Palaiseau CEDEX

En collaboration avec
**Fibercryst SAS**
Parc d'activité Wilson, Bat A1
31, Rue Wilson
F-69150 Decines Charpieu

# Table des matières

**Introduction** 7

**1 Mise en contexte** **9**
1.1 Intérêt des sources laser à sécurité oculaire . . . . . 9
1.2 Transmission de l'atmosphère dans la gamme de sécurité oculaire . . . . . 11
1.3 Sources laser à sécurité oculaire . . . . . 11
1.4 État de l'art des sources lasers solides impulsionnelles dopées erbium pompées optiquement . . . . . 13
1.4.1 Lasers à cristaux dopés erbium pompés par lasers à fibre . . . . . 14
1.4.1.1 Déclenchement actif . . . . . 14
1.4.1.2 Déclenchement passif . . . . . 15
1.4.2 Lasers à cristaux dopés erbium pompés directement par diode laser . 16
1.4.2.1 Déclenchement actif . . . . . 16
1.4.2.2 Déclenchement passif . . . . . 18
1.4.3 État de l'art au Laboratoire Charles Fabry . . . . . 19
1.4.4 Conclusion sur l'état de l'art . . . . . 19
1.5 Le projet Minitélia . . . . . 20
1.5.1 Le cahier des charges du projet Minitélia . . . . . 20
1.5.2 Transcription du cahier des charges . . . . . 21
1.5.2.1 Énergie, cadence et longueur d'onde d'émission . . . . . 21
1.5.2.2 Type de pompage . . . . . 23
1.5.2.3 Type de déclenchement . . . . . 24
1.5.2.4 Durée des impulsions . . . . . 24
1.5.2.5 Géométrie du milieu à gain . . . . . 25
1.5.3 Architecture générale issue du cahier des charges . . . . . 27
1.5.4 Le défi Minitélia . . . . . 27
1.6 Conclusion . . . . . 28

**2 Étude théorique et numérique pour le dimensionnement des fibres cristallines dopées erbium** **31**
2.1 Spectroscopie de l'ion erbium dans le YAG . . . . . 31

2.2 Description de la simulation . . . . . 34
2.2.1 Vue d'ensemble . . . . . 34
2.2.2 Géométrie . . . . . 36
2.2.3 Équations de débit . . . . . 37
2.2.4 Propagation de la pompe dans la fibre cristalline . . . . . 39
2.2.5 Absorption de la pompe . . . . . 41
2.2.6 Évolution temporelle du nombre de photons laser dans la cavité . . . 42
2.2.7 Répartition spatiale des photons laser dans la cavité . . . . . 43
2.2.8 Déclenchement de la cavité . . . . . 44
2.2.9 Modèle numérique de l'absorbant saturable . . . . . 44
2.2.10 Température du cristal Er:YAG . . . . . 46
2.3 Validation de la simulation . . . . . 48
2.4 Exploitation de la simulation . . . . . 51
2.4.1 Choix des paramètres de la fibre cristalline . . . . . 51
2.4.2 Effet de la température du cristal . . . . . 55
2.4.3 Effet de la température de la diode de pompe . . . . . 55
2.4.4 Transmission initiale de l'absorbant saturable . . . . . 56
2.4.5 Influence des pertes passives . . . . . 57
2.5 Conclusion sur le dimensionnement des fibres cristallines et des absorbants saturables . . . . . 58
2.6 Conclusion de l'étude théorique . . . . . 59

**3 Réalisations expérimentales de sources lasers déclenchées passivement à fibres cristallines dopées Erbium 61**
3.1 Optimisation expérimentale du milieu à gain optimal . . . . . 61
3.1.1 Influence de la longueur et du dopage des fibres cristallines . . . . . 62
3.1.2 Influence du diamètre des fibres cristallines . . . . . 63
3.2 Choix de l'absorbant saturable . . . . . 64
3.2.1 Absorbants saturables pour un déclenchement à 1,6 μm . . . . . 65
3.2.2 Le cristal de Cr:ZnSe . . . . . 67
3.2.2.1 Propriétés . . . . . 67
3.2.2.2 Utilisation comme absorbant saturable . . . . . 68
3.3 Résultats en déclenchement passif . . . . . 69
3.3.1 Pompage par une diode laser de 14 W à 1470 nm . . . . . 69
3.3.1.1 Cavité « longue » . . . . . 69
3.3.1.2 Cavité « courte » . . . . . 73
3.3.2 Comparaison avec les résultats théoriques . . . . . 75
3.3.3 Comparaison avec le déclenchement actif . . . . . 76
3.3.4 Pompage par une diode laser de 40 W à 1532 nm . . . . . 79
3.4 Température de l'absorbant saturable . . . . . 82
3.4.1 Origines et mesures de la température des cristaux de Cr:ZnSe . . . . 82

3.4.2 Mesure des transmissions saturées et non-saturées extra-cavité . . . . 84
3.4.3 Influence de la température du Cr:ZnSe sur les performances laser . . 87
3.5 Résultats en déclenchement passif avec contrôle en température du Cr:ZnSe . 88
3.6 Conclusion sur les réalisations expérimentales des sources laser Er:YAG pompées par diode laser . . . . . 89

**Conclusion générale** **93**

**Annexes** **97**
A.1 Sélectivité spectrale par miroir résonnant intra-cavité . . . . . 97
A.2 Facteur de qualité d'un faisceau laser . . . . . 105
A.3 Déclenchements actif et passif . . . . . 107
A.4 Énergie stockée et énergie extractible . . . . . 109
A.5 Upconversion . . . . . 111
A.6 Gradients de dopage . . . . . 112
A.7 Autres utilisation de l'ion erbium . . . . . 114
A.8 Valeur des paramètres utilisés pour la simulation . . . . . 115

**Liste des publications et conférences de l'auteur** **117**

**Bibliographie** **119**

# Introduction

Ce manuscrit résume l'ensemble des travaux que j'ai effectués durant ma thèse au sein du groupe Lasers du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, avec l'étroite collaboration de la société Fibercryst. Ces travaux ont porté sur la modélisation et la réalisation de lasers pompées par diodes, utilisant des fibres cristallines Er:YAG comme milieux à gain, et émettant des impulsions géantes par modulation des pertes internes (Q-switch).

Ce sujet fait suite aux premiers travaux d'Igor Martial autour de l'Er:YAG [Martial2011], et représente la volonté d'explorer le concept de la fibre cristalline dopée à l'ion Erbium. Par sa nature quasi-trois niveaux, l'Er:YAG nécessite une inversion de population suffisante dans tout le volume du milieu à gain pour obtenir une source efficace. La géométrie longue et fine de la fibre cristalline, qui guide le faisceau de pompe par réflections totales internes et laisse propager le signal, est une solution à cette problématique dans le cas du pompage par diode laser.

Les sources lasers utilisant des cristaux dopés à l'ion erbium émettent à une longueur d'onde à sécurité oculaire. Elles sont donc utilisées, entre autres, pour effectuer des mesures de distances et de vitesses. L'exploitation de leur capacité à émettre des impulsions plus énergétiques que celles issues des lasers à fibre peut permettre d'augmenter leur portée effective de mesures. Le projet Minitélia, monté en collaboration avec la société Cilas et la Direction Générale de l'Armement, a pour objectif de fournir une source laser solide Er:YAG pompée optiquement en utilisant la technologie de la fibre cristalline, pour ensuite proposer un prototype de télémètre compact proposant à portée d'une dizaine de kilomètres. Ce projet a été le moteur de ces trois années de recherche en thèse et a guidé chacune des thématiques : motivation du travail de recherche, analyse de l'état de l'art, modélisations numériques, réalisations expérimentales et analyses des résultats.

# Chapitre 1

# Mise en contexte

Les lasers sont aujourd'hui présents dans de nombreux domaines industriels, militaires et scientifiques : télécommunications, métrologie, diagnostics et traitements médicaux, usinage de matériaux, etc. Les rayonnements laser utilisés par ces applications sont généralement suffisament intenses pour causer des lésions irréversibles sur la rétine en cas d'observation directe ou indirecte. Certaines de ces applications nécessitent l'utilisation d'un faisceau laser se propageant dans l'atmosphère. Il faut donc concevoir des émetteurs dont le rayonnement est inoffensif. Un tel laser est dit à sécurité oculaire.

Ce chapitre montre l'intérêt des sources à sécurité oculaire, ainsi que les architectures possibles pour obtenir de tels émetteurs. Il présente le projet Minitélia, et traduit ses objectifs vers un cahier des charges techniques, finalement comparé avec l'état de l'art.

## 1.1 Intérêt des sources laser à sécurité oculaire

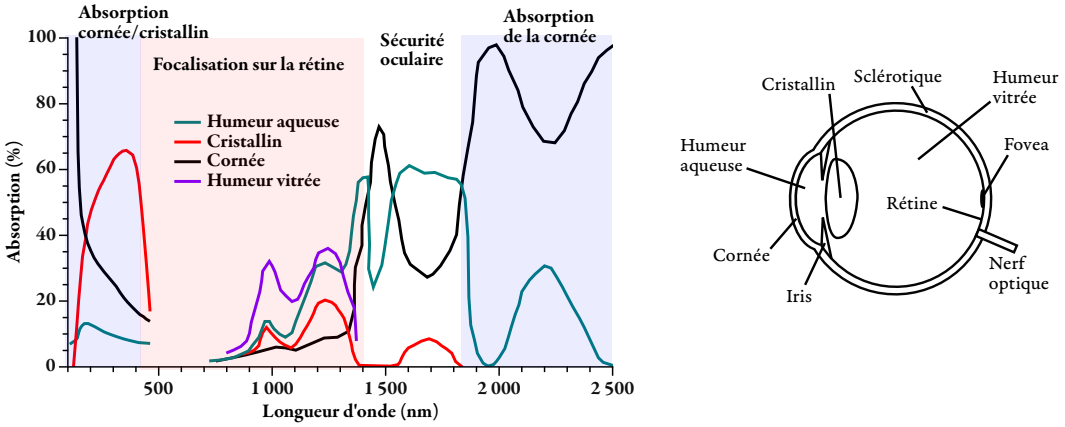
De nombreuses applications civiles et militaires utilisent des sources laser lorsqu'elles requièrent une propagation dans l'atmosphère sur de longues distances, typiquement de l'ordre du kilomètre à la vingtaine de kilomètres. Parmis ces applications, on peut noter la télémétrie, la vélocimétrie, l'anémométrie, la détection et la mesure de polluants, et de manière générale toutes les applications LiDAR[1]. La majorité de ces applications requiert des sources émettant des impulsions plutôt qu'un rayonnement continu, d'une part pour permettre les mesures du temps de vol (si besoin), et d'autre part pour bénéficier d'une puissance instantanée pendant l'impulsion (puissance crête) beaucoup plus importante que la puissance moyenne des sources continues.

La propagation libre de telles impulsions laser pose des problèmes de sécurité. En effet, un faisceau laser intense peut causer des dégâts temporaires ou irrémédiables aux yeux en vision directe ou indirecte. Pour rendre l'émetteur inoffensif, il faut donc diminuer l'énergie des impulsions, ce qui diminue aussi la portée du système.

[1] Acronyme de l'expression anglaise *Light Detection And Ranging*. En français : *Télédection par laser*.

Cependant, il existe une gamme de longueur d'onde où un rayonnement laser peut être suffisamment intense pour atteindre des portées d'une dizaine de kilomètres, sans pour autant être dangereux. Cette gamme se situe entre entre 1,5 µm et 1,8 µm ; gamme où l'oeil humain présente un seuil de dommage élevé (fig. 1.1). Une source émettant un faisceau laser dans cette gamme est dite à *sécurité oculaire*.

Pour des impulsions d'une durée de 10 ns, le seuil de densité d'énergie sur la cornée est de $5.10^{-6}$ J/cm$^2$ à 1 µm (fig. 1.2). Il est de 1 J/cm$^2$ dans la gamme de sécurité oculaire.




*(a)* *(b)*

*Fig. 1.1 : (a) Absorption des éléments de l'oeil en fonction de la longueur d'onde. L'absorption des faisceaux laser à sécurité oculaire est répartie sur la cornée, le cristallin et l'humeur aqueuse. L'intensité du faisceau est alors suffisamment faible pour ne pas endommager la rétine après focalisation.*

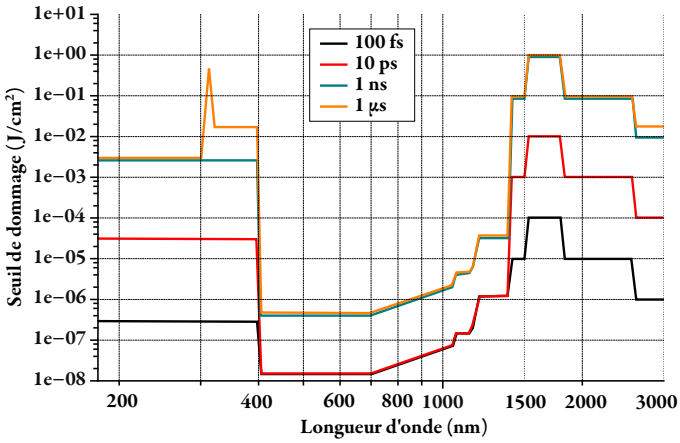



*Fig. 1.2 : Seuils de dommage de l'œil en densité d'énergie sur la cornée en fonction de la longueur d'onde et pour différentes durées d'impulsion (IEC 60825).*

## 1.2 Transmission de l'atmosphère dans la gamme de sécurité oculaire

L'atmosphère présente un minimum local d'absorption dans la gamme de longueurs d'onde à sécurité oculaire (fig. 1.3). Il est donc possible de concevoir une source laser ne présentant aucun risque de dommage oculaire, et proposant en même temps de longues portées, de l'ordre de la dizaine de kilomètre.

Ainsi, pour améliorer leur portée, la plupart des applications qui requièrent une propagation dans l'atmosphère utilisent alors des faisceaux laser dont la longueur d'onde est située autour de ce minimum d'absorption, typiquement entre 1550 nm et 1620 nm.

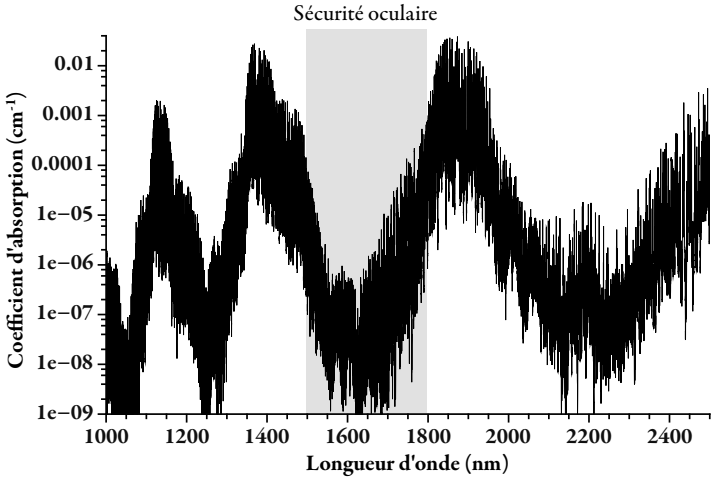



*Fig. 1.3 : Coefficient d'absorption de l'atmosphere entre 1 µm et 2,5 µm d'après la base de données de transmission HITRAN (Acronyme pour **High** resolution **tran**smission, base de données de la transmission spectroscopique des différents constituants de l'atmosphère). La gamme à sécurité oculaire coïncide avec un minimum local de l'absorption. Les nombreuses raies d'absorption très fines des différents constituants de l'atmosphère donnent à la courbe son aspect particulier.*

## 1.3 Sources laser à sécurité oculaire

Il existe des systèmes matures et capables de produire de fortes puissances et énergies autour de 1 µm, comme par exemple les sources solides basées sur les cristaux de Nd:YAG. Ces sources peuvent servir d'injecteurs pour des oscillateurs paramètriques optiques [Foltynowicz2011, Liu2008, Marshall1993, Webb1998] ou de pompe pour les oscillateurs à effet Raman [Chen2004, Mayor2004, Takei2002]. Ces architectures réalisent une conversion non linéaire en longueur d'onde de 1 µm vers la gamme à sécurité oculaire.

Mais l'aspect multi-étages de ces architectures et leur relative complexité ne sont pas souhaitables pour la conception d'une source compacte de faible coût.

Il existe quelques ions capables d'émettre directement dans la gamme à sécurité oculaire dont le thulium. Ses sections efficaces d'absorption et d'émission [Agger2006] permettent techniquement une émission à 1,8 µm [Güell2004], mais au prix d'une efficacité faible due à sa section efficace d'absorption non nulle à cette longueur d'onde. De plus, les longueurs d'onde autour de 1,8 µm ne sont pas assez transparentes dans l'atmosphère (fig. 1.3). Cet ion est plus souvent utilisé pour émettre entre 1,9 µm et 2,1 µm [Dai2013]. Enfin, l'ion thulium se pompe autour de 790 nm. Ce défaut quantique important (56%) impose une importante gestion thermique du cristal.

Lorsqu'il est pompé directement par une diode laser InP à 1470 nm ou à 1532 nm, l'ion erbium permet aussi une émission directe à sécurité oculaire à 1,6 µm, plus précisément à 1617 nm ou à 1645 nm (dans le YAG) (fig. 1.4). Ces longueurs d'onde coïncident avec un minimum d'absorption de l'atmosphère dans la gamme à sécurité oculaire (fig. 1.3). Cependant, ses section efficace d'absorption pour ces raies d'émission ne sont pas négligeables (fig. 1.5), ce qui nécessite de consacrer beaucoup d'effort de dimensionnement du cristal, en comparaison du néodyme par exemple. C'est un ion très polyvalent, utilisé pour de nombreuses autres applications, en particulier dans le monde des télécommunications et le monde médical (cf. annexe *Autres utilisation de l'ion erbium*).

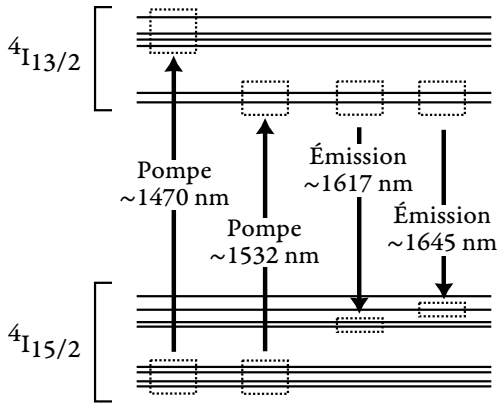



*FIG. 1.4 : Représentation schématique des multiplets $^4I_{13/2}$ et $^4F_{15/2}$ qui interviennent dans l'émission à 1,6 µm. Schéma inspiré de [Eichhorn2008].*

L'ion erbium est le cœur du sujet de thèse. Il est relativement peu étudié en comparaison des ions neodyme et ytterbium, mais il possède un potentiel certain pour l'émission à sécurité oculaire, ce qui explique son attrait pour quelques groupes de recherche en laser.

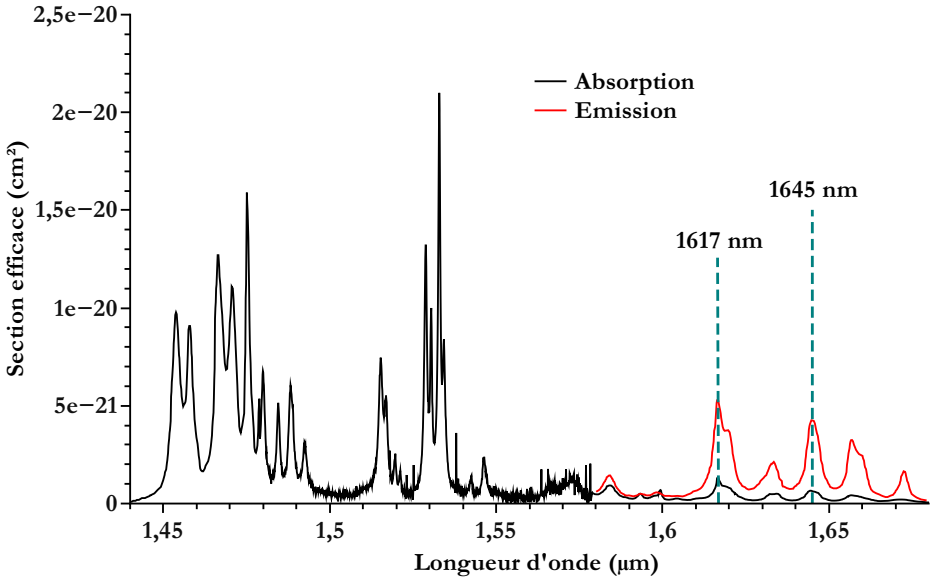



*FIG. 1.5 : Spectres des sections efficaces d'absorption (en noir) et d'émission (en rouge) de l'Er:YAG à température ambiante (300 K), numérisés à partir de [Eichhorn2008]. L'émission laser a lieu à 1645 nm et à 1617 nm (en bleu) lorsque le cristal est pompé à 1470 nm ou à 1532 nm.*

## 1.4 État de l'art des sources lasers solides impulsionnelles dopées erbium pompées optiquement

TROIS architectures autour de l'ion erbium sont possibles. Tout d'abord, les lasers à fibre dopées erbium, dont la technologie est issue du monde des télécommunications[2] utilisent exclusivement des longueurs d'onde comprises entre 1,5 µm et 1,6 µm. Cette gamme correspond au minimum d'absorption de la silice, matière de base des fibres optiques. Cette architecture est très efficace grâce à l'excellent recouvrement entre la pompe et le signal laser à amplifier. Elle permet d'obtenir des faisceaux de très bonne qualité spatiale (limitée par la diffraction).

Cependant, cette approche se montre limitée en énergie et en durée d'impulsion. En effet, à cause du confinement du signal dans la fibre optique sur un diamètre de quelques micromètres, les seuils des effets non-linéaires (Brillouin, Raman, lentille Kerr, etc.) peuvent rapidement être atteints ; typiquement à partir de quelques dizaines de microjoules pour des impulsions d'une durée de 10 ns.

À l'inverse, les milieux à gain massifs en verres dopés erbium[3] permettent d'émettre des énergies importantes (quelques millijoules), mais la faible conductivité thermique du verre empêche leur montée en puissance moyenne et limite l'efficacité totale de la source. Ainsi, concevoir un oscillateur dépassant 100 mW de puissance moyenne requiert des montages expéri-

[2] Windcube™ de Leosphere, www.leosphere.com
[3] Kigre, www.kigre.com

mentaux complexes [Bykov2008].

Les lasers solides à cristaux dopés erbium se situent entre ces deux solutions techniques. L'énergie en sortie est supérieure à celle des lasers à fibre puisque les sections des faisceaux traversant le cristal sont plus larges. La montée en puissance moyenne est plus facile qu'avec un milieu laser massif en verre grâce à leur meilleure conductivité thermique.

Un cristal dopé erbium peut être optiquement pompé par différentes méthodes : par lampe flash [Skorczakowski2011], par une diode laser [Wang1992] ou bien par une autre radiation laser [Kim2009]. La dissipation thermique des lampes flash est compliquée à mettre en œuvre, ce qui limite leur cadence de répétition, et donc la cadence de la source pompée. De plus, ces lampes émettent un spectre très large, ce qui rend ce type de pompe relativement peu efficace pour pomper des cristaux dont la largeur des raies d'absorption sont généralement fines. Cet état de l'art ne s'attarde donc pas sur les cavités pompées par lampe flash.

Pour pomper optiquement un cristal d'Er:YAG avec une diode laser, on peut utiliser une diode InP (phosphure d'indium) à 1470 nm ou à 1532 nm.

Puisque l'ion erbium présente des sections efficaces d'absorption et d'émission importantes (fig. 1.5) à 1532 nm, il est possible de pomper un cristal Er:YAG grâce à un laser à fibre dopée erbium. La qualité spatiale et à la finesse spectrale de ces faisceaux de pompe permet de concevoir des lasers solides dopés erbium avec de meilleures efficacités par rapport à un pompage direct par diode laser. Cependant, ces performances se font au prix d'une plus grande complexité, puisque trois étages optiques composent le laser final (diode laser $\rightarrow$ laser à fibre dopé erbium $\rightarrow$ laser solide erbium) au lieu de deux pour le pompage par diode laser (diode laser $\rightarrow$ laser solide erbium).

Il convient donc de séparer l'état de l'art entre les lasers pompés par laser à fibre et ceux pompées directement par diode laser. Comme indiqué précédement (cf. 1.1), les sources continues ont un intérêt limité et ne sont pas représentées dans cet état de l'art.

### 1.4.1 Lasers à cristaux dopés erbium pompés par lasers à fibre

#### 1.4.1.1 Déclenchement actif

Un des premiers résultats au delà du millijoule provient de D. Y. Shen et al. [Shen2006], où des impulsions de 4 mJ, 100 ns, 1 kHz à 1645 nm ont été obtenues grâce à un modulateur électro-optique avec un cristal Er:YAG. K. Spariosu et al. a obtenu la même année des résultats similaires à 1645 nm et a observé une chute de l'énergie d'un facteur deux lorsque l'émission de sa cavité était imposée à 1617 nm [Spariosu2006]. J. W. Kim et al. a établi le record en énergie pour une cavité pompée par laser à fibre et déclenchée activement avec des impulsions de 30.5 mJ, 20 ns, 20 Hz à 1645 nm [Kim2009] (fig. 1.6), avec un facteur de qualité $M^2$ (cf. annexe *Facteur de qualité d'un faisceau laser*) de 4,1.

Pour certaines applications spécifiques, comme la détection et le dosage de méthane dans l'atmosphère [Fritsche2013, White1972], il peut être nécessaire de générer ou d'amplifier des impulsions à spectre fin. R. C. Stoneman et al. a amplifié des impulsions issues d'une diode mo-

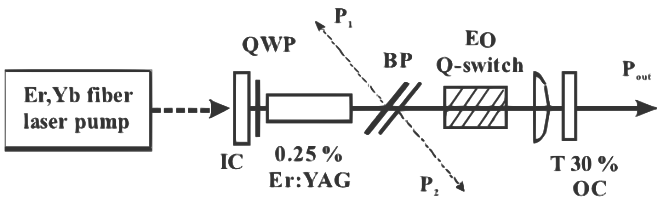



*FIG. 1.6 : Source laser Er:YAG pompée par laser à fibre et déclenchement activement utilisée par J. W. Kim [Kim2009]*

nomode longitudinale à rétroaction répartie[4] avec deux étages d'amplification, chacun pompé par un laser à fibre dopé erbium à 1532 nm et utilisant un cristal Er:YAG comme milieu à gain [Stoneman2007]. Ainsi, des impulsions de 470 µJ, 1.1 ns, 10 kHz à 1617 nm ont été générées.

Des impulsions de 2.3 mJ, 90 ns, 100 Hz ont été obtenues six ans plus tard à l'aide d'un cristal Er:LuYAG pompé par deux lasers à fibre émettant 4 W chacun [Meissner2013]. L'émission monomode longitudinal à 1645 nm est assurée par l'injection dans la cavité d'un faisceau issu d'une diode laser DFB et le déclenchement actif est obtenu par un modulateur électro-optique (fig. 1.7).

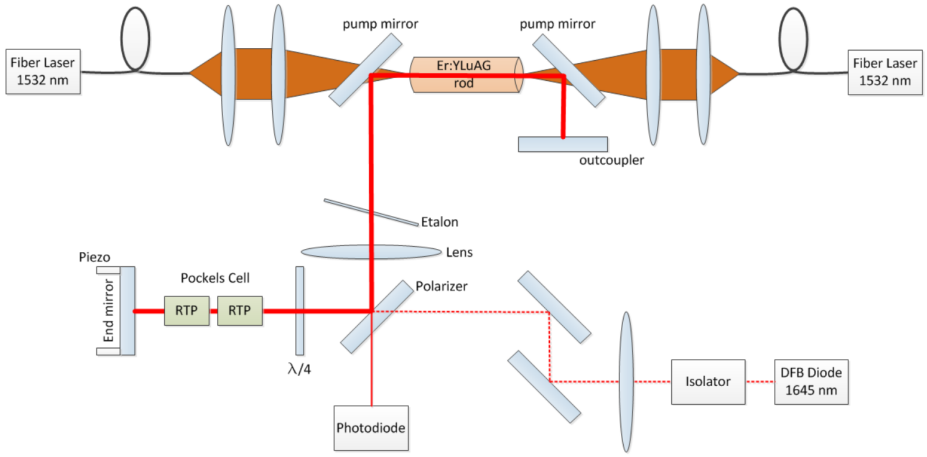



*FIG. 1.7 : Schéma de la source laser Er:LuYAG utilisée par A. Meissner [Meissner2013]*

### 1.4.1.2 Déclenchement passif

LA première démonstration d'un laser solide Er:YAG déclenché passivement remonte à 2005, lorsque des impulsions de 225 µJ, 7 ns, 4 kHz à 1617 nm ont été démontrées [Stultz2005] à l'aide d'un laser à fibre à 1534 nm de 16 W de puissance moyenne. Un cristal de séléniure de zinc dopé au chrome (Cr:ZnSe) assure le déclenchement passif (fig. 1.8). D'autres absorbants

[4]Distributed feedback laser (DFB) en anglais.

saturables, comme le sulfure de zinc dopé au chrome (Cr:ZnS) et le séléniure de zinc dopé au cobalt (Co:ZnSe) (cf. 3.2.1) ont permis de générer des impulsions de 150 µJ, 90 ns, 40 kHz à 1645 nm [Terekhov2014].

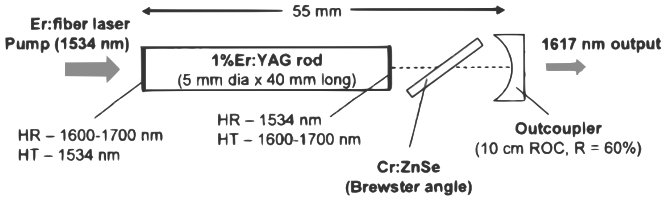



*Fig. 1.8 : Schéma de la source laser Er:YAG déclenchée passivement par un cristal de Cr:ZnSe [Stultz2005]*

Le graphène peut être utilisé comme absorbant saturable. Il possède un spectre d'absorption très large allant du visible jusqu'au delà de 3 µm, et peut donc être utilisé comme absorbant saturable, même au delà de 2 µm [Jin2014, Lu2013]. Malheureusement, le graphène est très fragile (son seuil de dommage optique est de 14 mJ/cm$^2$ [Currie2011]), et il n'est techniquement pas encore possible d'en superposer plus que quelques couches ; les transmissions initiales des absorbants saturables à base de graphène sont donc généralement hautes (au delà de ∼95%), et ne permettent pas de générer des impulsions à basse cadence avec beaucoup d'énergie.

La première démonstration d'un déclenchement passif en utilisant le graphène provient de C. Gao et al., où des impulsions de 7 µJ, 2,2 µs, 15 kHz à 1645 nm ont été obtenues en Er:YAG avec une monocouche de graphène sur un substrat SiC, et une puissance de pompe de 7 W issue d'un laser à fibre erbium [Gao2012]. Un cristal Er:LuYAG a permis de générer des impulsions de 6 µJ, d'une durée de 2 µs, à une cadence de 79 kHz [Yang2013].

## 1.4.2 Lasers à cristaux dopés erbium pompés directement par diode laser

### 1.4.2.1 Déclenchement actif

Les énergies en sortie de lasers Er:YAG pompés en continu par des diodes à 1532 nm ou 1470 nm n'ont pas cessé de croître durant ces dernières années grâce à l'augmentation des puissances des diodes proposées commercialement. Ainsi, de 2,2 mJ avec 24 W de pompe [Chang2010] puis 8 mJ avec 50 W de pompe [Bigotta2010] en 2010, des énergies de 24 mJ furent démontrées avec 180 W de pompe en 2013 [Galecki2013], pour finir à 120 mJ en 2014 avec 720 W de pompe et une cadence de 30 Hz [Larat2014].

Les cristaux Er:YAG ne présentent qu'un faible gain [Larat2014] et l'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe limite l'énergie stockée [Aubourg2014a]. Ainsi, obtenir de telles énergies requiert la conception de systèmes complexes dont les rendements électro-optiques peuvent être inférieures au pourcent (fig. 1.9).

Une piste potentielle est l'utilisation de cristaux co-dopés erbium/ytterbium. L'idée est d'utiliser des diodes laser émettant autour 940 nm. Celles-ci sont en effet plus efficaces, plus

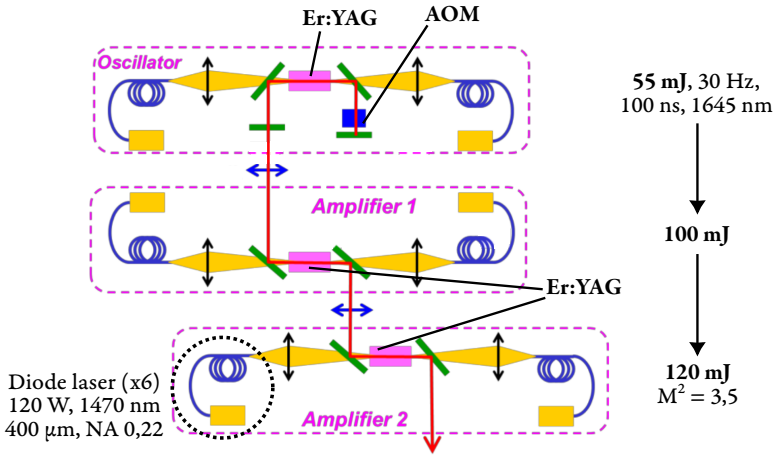



*FIG. 1.9 : Configuration utilisée par [Larat2014]. Chaque étage est pompé par deux diodes de 120 W. Les amplificateurs optiques ont un gain autour de 1,4 chacun. Les cristaux Er:YAG sont dopés 0,5%. Leur longueur est de 60 mm et 75 mm pour l'oscillateur et les deux amplificateurs respectivement.*

brillantes et moins chères que les diodes InP à 1,5 µm. Leur capacité à pomper les amplificateurs pour les réseaux de télécommunications ont fait d'elles l'objets de nombreuses recherches visant à les améliorer.

Ce sont alors les ions ytterbium qui sont excités optiquement, et qui transmettent leur énergies aux ions erbium (fig. 1.10). Cette approche est courante, entre autre dans le monde des télécommunications, pour un milieu amorphe comme le verre [Laporta1991, Levoshkin2001], où les conditions pour obtenir une inversion de population efficace du niveau $^4I_{13/2}$ de l'erbium sont remplies :

1. La différence d'énergie entre les niveaux $^2F_{5/2}$ de l'ytterbium et $^4I_{11/2}$ de l'erbium doit être la plus faible possible. En d'autres termes, les sections efficaces des deux ions autour de 1530 nm doivent se recouvrir le mieux possible. La structure amorphe du verre induit un élargissement spectral des sections efficaces par rapport à une structure cristalline, ce qui permet d'assurer un bon transfert d'énergie entre les ions.

2. La désexcitation du niveau $^4I_{11/2}$ vers $^4I_{13/2}$ doit être suffisamment rapide pour limiter le transfert d'énergie inverse, perturbant l'inversion de population des ions erbium. Dans le verre, ce temps de vie est de 3 µs, alors qu'il peut être de quelques centaines de microsecondes pour les milieux cristallins [Tsang2009].

Cependant, le coefficient de transfert thermique du verre étant faible (∼0,8 W/(K.m)), ce milieu n'est pas adapté pour concevoir des lasers dont les puissances moyennes dépassent la dizaine de watts, d'où les nombreuses tentatives de lui trouver un remplaçant cristallin, comme le YAG [Georgiou2005, Schweizer1995], le $Ca_2Al_2SiO_7$ [SimondiTeisseire1996], le $YVO_4$ [Tolstik2007], le $GdCa_4O(BO_3)_3$ [Denker2004], le $YCa_4O(BO_3)_3$ [Wang2002], le $Y_2SiO_5$

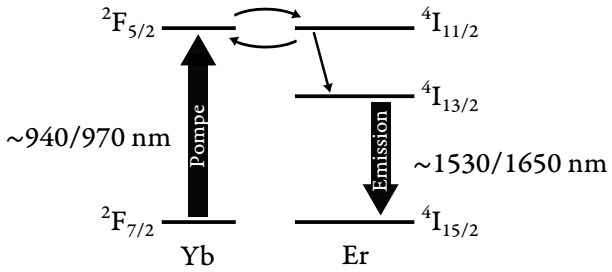



*Fig. 1.10 : Schéma de principe du transfert d'énergie entre un ion ytterbium pompé à 940/980 nm et un ion erbium émettant vers 1530 nm.*

[Li1994], ou encore le $KY(WO_4)_2$ [Kuleshov1997]. De toutes ces recherches se détache un résultat significatif où des impulsions de 320 µJ, 32 ns, 1 kHz et 520 µJ, 67 ns, 1 kHz ont été générées par un cristal de $LuAl_3(BO_3)_4$ pompé à 970 nm par une diode fibrée de 15 W [Chen2013].

### 1.4.2.2 Déclenchement passif

Avant 2010, le déclenchement passif d'une cavité solide erbium n'a été demontrée qu'une seule fois, en pompant un cristal de YAG co-dopé ytterbium/erbium à l'aide de diodes laser à 960 nm en configuration transverse (fig. 1.11). Des impulsions de 1,7 mJ et d'une durée de 370 ns ont été générées grâce deux diodes laser émettant des énergie de 4,7 J en régime quasi-continu [Georgiou2005]. L'absorbant saturable utilisé est un cristal de $Co^{2+}$:$MgAl_2O_4$ (Co :MALO) (cf. 3.2.1). D'autres résultats utilisant des cristaux co-dopés pompés à 940 nm et déclenchés par un cristal de Co:MALO ont ensuite émergé ; un microchip Er:Yb:YAB émettant des impulsions de 5 µJ, 5 ns, 60 kHz à 1602 nm [Kisel2012] et un cristal Er:Yb:LuAB générant des impulsions de 29 µJ, 40 ns, 22 kHz à 1540 nm [Chen2012].

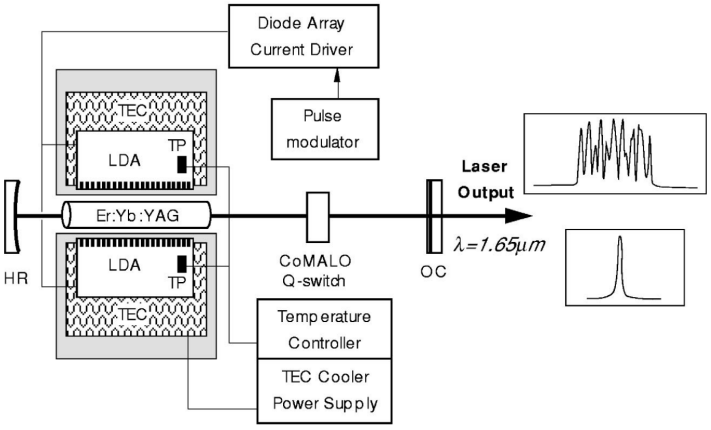



*Fig. 1.11 : Schéma de la configuration utilisée par [Georgiou2005]*

A l'exception de nos travaux [Aubourg2013], et des travaux de R. Zhou et al. [Zhou2014] qui utilise une mono-couche de graphène comme absorbant saturable pour obtenir des impulsions de 13 µJ à 35 kHz, aucun laser solide utilisant un cristal dopé erbium (uniquement) pompé par diodes lasers à 1470 nm ou 1532 nm et déclenchée passivement n'a été publiée.

### 1.4.3 État de l'art au Laboratoire Charles Fabry

Des premières explorations sur les fibres cristallines Er:YAG ont déjà été menées par Igor Martial lors de ses travaux de thèses [Martial2011]. Ces recherches sont à l'époque une des premières explorations autour du pompage par diodes de cristaux Er:YAG, en particulier pour une émission à 1617 nm. À l'aide d'une diode à 1532 nm délivrant une puissance de 60 W, d'un cristal d'Er:YAG dopé 0,5% d'une longueur de 60 mm, de diamètre 0,8 mm (fibre cristalline), et d'un modulateur acousto-optique (fig. 1.12), des énergies de 2 mJ par impulsion ont été obtenues à 1645 nm, d'une durée de 38 ns, et avec une cadence de répétition de 1 kHz.

À l'aide d'un étalon de 50 µm d'épaisseur introduit à l'intérieur de la cavité pour forcer l'émission à 1617 nm, des impulsions avec des énergies de 470 µJ et d'une durée de 28 ns furent générées à une cadence de 100 Hz. À 1 kHz, l'énergie des impulsions est de 350 µJ.

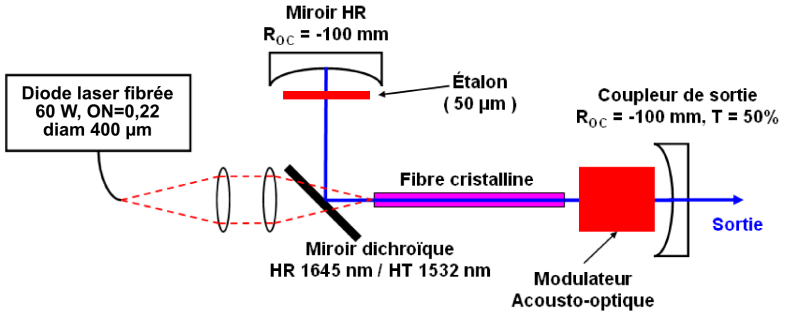



*Fig. 1.12 : Schéma expérimental de la source laser déclenchée activement à 1645 nm et à 1617 nm développée au laboratoire Charles Fabry durant la thèse d'Igor Martial [Martial2011].*

### 1.4.4 Conclusion sur l'état de l'art

Un résumé synthétique de l'état de l'art est proposé 1.1. Depuis le résultat de 30 mJ par impulsion établi par J. W. Kim [Kim2009] à l'aide d'un cristal Er:YAG pompé par un laser à fibre, les recherches se sont focalisées sur les lasers pompées par diode par soucis de simplification et de réduction des coûts. Celles-ci ont permis, grâce à l'augmentation de la puissance et de la brillance des diodes autour de 1,5 µm, d'obtenir des dizaines de millijoules par impulsion [Galecki2013, Larat2014].

Le projet Minitélia s'inscrit dans cette démarche de simplification et d'augmentation de performances des émetteurs à sécurité oculaire. Le déclenchement passif est une piste cruciale pour la compacité et l'efficacité globale. Cependant, cette méthode de génération d'impulsion

n'a encore jamais été utilisée pour démontrer des énergies par impulsion de l'ordre du millijoule (tab. 1.1).

L'émission à 1617 nm est relativement peu étudiée. En effet, celle-ci requiert l'utilisation de composants optiques supplémentaires (comme un étalon), et peut se révéler difficile à obtenir si le gain de la cavité n'est pas suffisant. De plus, comme les performances obtenues à cette longueur d'onde sont généralement plus faibles qu'à 1645 nm, cette longueur d'onde n'est pas utilisée par les applications en recherche d'impulsions très énergétiques.

La thèse vise à établir les premières performances d'une cavité émettant à sécurité oculaire, pompée directement par diode laser et déclenchée passivement.

| Référence | [Kim2009] | [Stultz2005] | [Galecki2013] | [Zhou2014] | [Larat2014] | [Chen2012] |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Pompe | Laser à fibre | | Diode laser | | | |
| $\lambda_{pompe}$ | 1532 nm | | 1532 nm | | 1470 nm | 970 nm |
| Déclenchement | Actif (EOM) | Passif (Cr:ZnSe) | Actif (AOM) | Passif (graphène) | Actif (AOM) | Passif (Co:MgAlO) |
| Cristal | Er:YAG | Er:YAG | Er:YAG | Er:YAG | Er:YAG | Er:Yb:LuAB |
| $\lambda_{laser}$ | 1617 nm | 1617 nm | 1645 nm | 1645 nm | 1645 nm | 1540 nm |
| Performances | 23 mJ<br>20 ns<br>30 Hz | 225 µJ<br>7 ns<br>4 kHz | 24 mJ<br>91 ns<br>100 Hz | 13 µJ<br>7,8 µs<br>35 kHz | 55 mJ<br>100 ns<br>30 Hz | 28,6 µJ<br>40 ns<br>22 kHz |

*TAB. 1.1 : Résumé de l'état de l'art*

## 1.5 Le projet Minitélia

### 1.5.1 Le cahier des charges du projet Minitélia

LES applications en illumination laser (cf. 1.1) recherchent de nouvelles architectures de sources à sécurité oculaire alliant énergie, compacité, efficacité, et insensibilité thermique, pour remplacer les émetteurs actuellement utilisés dont les limites physiques et techniques empêchent leur montée en performance.

Le projet Minitélia, financé par la Direction Générale de l'Armement, réunit trois acteurs : Les sociétés Fibercryst et Cilas, et le laboratoire Charles Fabry. Il a pour ambition de proposer un prototype de source laser innovante, utilisant un cristal dopé erbium et répondant à ce besoin, dont les spécifications pour la télémétrie sont les suivantes :

- Inoffensif pour l'œil en vision directe en sortie d'émetteur
- Portée de 10 km

- Mise à jour de la mesure toutes les secondes
- Précision de mesure de l'ordre du mètre
- Compacité et consommation électrique inférieure à 50 W
- Insensibilité thermique sur la gamme -40 °C/+60 °C

La matrice cristalline retenue pour le projet Minitélia est le grenat d'yttrium et d'aluminium (YAG). C'est un cristal dont la synthèse est maîtrisée par de nombreuses entreprises, ce qui permet d'assurer des approvisionnements rapides et nombreux. De plus, son utilisation en tant que milieu à gain laser est bien documentée.

Les solutions techniques retenues pour chacune de ces spécifications, présentées au paragraphe suivant, permettent d'établir l'architecture globale du projet (cf. 1.5.3) et de comparer les performances désirées avec l'état de l'art (cf. 1.5.4).

## 1.5.2 Transcription du cahier des charges

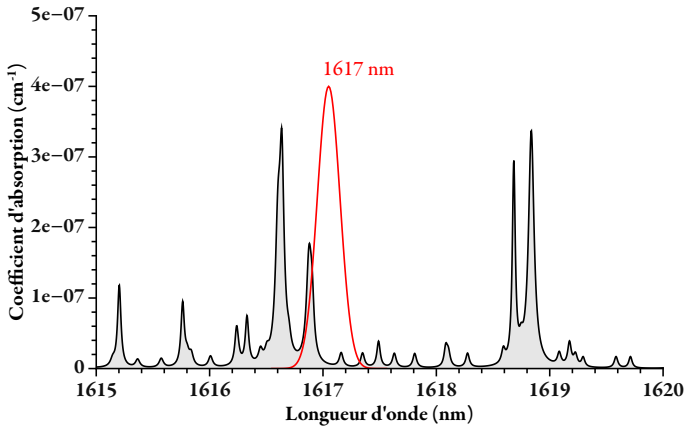
Une première analyse du cahier des charges permet de fixer les spécifications techniques de l'émetteur laser et d'établir une version préliminaire de l'architecture du système et de sa cavité. Ce travail sert de base pour les analyses théoriques et les développements expérimentaux (respectivement chapitres 2 et 3).

### 1.5.2.1 Énergie, cadence et longueur d'onde d'émission

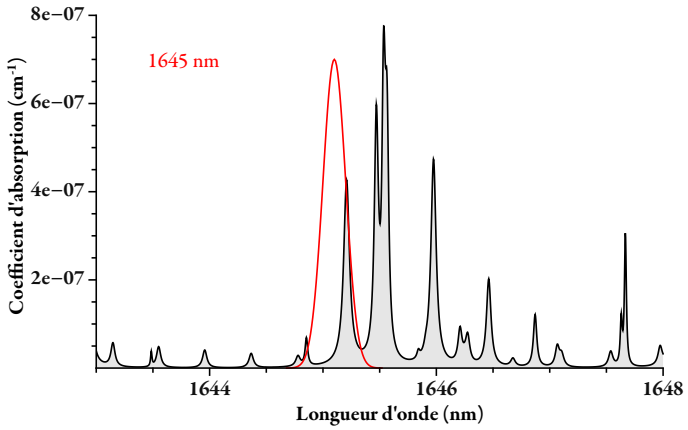
Les cristaux Er:YAG possèdent deux longueurs d'onde d'émission dans la gamme à sécurité oculaire : 1617 nm et 1645 nm (fig. 1.5). Grâce à un étalon [Spariosu2006], un miroir résonnant (cf. annexe *Sélectivité spectrale par miroir résonnant intra-cavité*) ou à un absorbant saturable, il est possible de sélectionner l'une de ces longueurs d'onde. À énergie équivalente, la longueur d'onde la moins absorbée par l'atmosphère sera celle qui permettra la portée la plus importante ; il est alors intéressant de connaître le coefficient d'absorption de l'atmosphère pour chacune d'entre elle.

Les raies d'émission de l'Er:YAG sont précisément 1617,0 nm et 1645,2 nm. En supposant un spectre de profil gaussien et de largeur à mi-hauteur de 0,3 nm (ordre de grandeur généralement observée dans nos expériences), on peut évaluer les coefficients d'absorption de l'atmosphère à ces longueurs d'onde, via la base de données HITRAN : $1.10^{-7}$ cm$^{-1}$ à 1617 nm et $5.10^{-7}$ cm$^{-1}$ à 1645 nm (fig. 1.13). Concrètement, un faisceau à 1645 nm perd 50% de son intensité sur un aller-retour pour une cible à 7 km. Un faisceau à 1617 nm ne perd que 10% de son intensité pour une distance identique (fig. 1.14). Ainsi, à énergie égale, il est possible de multiplier par 5 la portée d'une source laser en choisissant une longueur d'onde d'émission de 1617 nm. C'est donc cette dernière longueur d'onde qui est retenue pour le projet Minitélia. Malheureusement, les cristaux Er:YAG montrent une efficacité plus faible à 1617 nm qu'à

1645 nm, car leur section efficace d'absorption à 1617 nm est plus importante qu'à 1645 nm (fig. 1.5).




*(a)*




*(b)*

*FIG. 1.13 : Coefficients d'absorption de l'atmosphère autour de 1617 nm et 1645 nm (en gris). Deux spectres gaussiens de largeur à mi-hauteur arbitraire de 0,3 nm et centrés sur les émissions de l'Er:YAG à 1,6 µm sont représentés (en rouge).*

La portée d'un télémètre dépend entre autre du diamètre de l'optique collectant le flux laser réfléchi par la surface visée. Plus ce diamètre est important, plus la portée augmente (ou plus l'énergie nécessaire en sortie d'émetteur diminue pour une portée équivalente). Pour une optique de collection avec un diamètre d'environ 65 mm, une portée de 10 km est atteinte avec des impulsions de 500 µJ à 1617 nm après accumulation d'environs 1000 mesures. Cette énergie reste compatible avec le seuil de dommage fixé à 1 J/cm$^2$ (cf. 1.1) tant que le diamètre du faisceau en sorti est supérieur à 8 mm. Pour obtenir une portée similaire dans les mêmes conditions

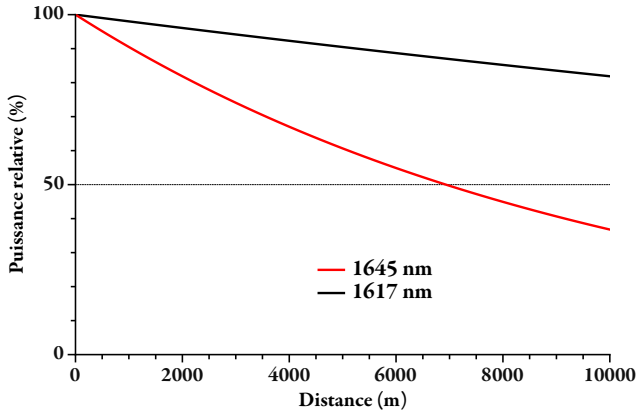



*Fig. 1.14 : Intensité relative d'un faisceau laser à 1617 nm et 1645 nm se propageant dans l'atmosphère.*

avec un faisceau à 1645 nm, il faudrait que l'énergie des impulsions soit d'environ 5 mJ.

Pour obtenir un rafraîchissement de la mesure de 1 Hz en accumulant 1000 mesures pour augmenter le rapport signal/bruit, il faut une cadence de répétition aux alentours de 1 kHz. La limite imposée par la sécurité oculaire concerne l'énergie, et non la puissance moyenne de l'émetteur. Ainsi, une augmentation de la cadence de répétition est possible et bénéfique pour le rapport signal/bruit.

Le facteur de qualité du faisceau laser $M^2$ (cf. annexe *Facteur de qualité d'un faisceau laser*) doit être inférieur à 5 pour assurer une visée précise et une collection photométrique optimale après une propagation du faisceau sur 10 km aller-retour.

#### 1.5.2.2 Type de pompage

Le pompage par diode laser est une solution plus abordable, robuste et miniaturisable que le pompage par laser à fibre qui nécessite un étage optique supplémentaire. De plus, les progrès technologiques de ces dernières années autour des diodes adaptées pour le pompage optique de cristaux dopés erbium ont permis la naissance de diodes de pompe fibrées toujours plus brillantes, permettant d'obtenir des efficacités optiques-optiques intéressantes.

Pour un pompage par diode laser, deux longueurs d'onde sont possibles : 1532 nm ou 1470 nm, correspondant aux pics d'absorption de l'Er:YAG (fig. 1.5). Dans le cas où il est possible de contrôler la température de la diode de pompe, une source laser Er:YAG pompée à 1532 nm donnera de meilleurs résultats, dans la mesure où le pic d'absorption du cristal est plus important à cette longueur d'onde qu'à 1470 nm.

Cependant, ce contrôle n'est pas toujours possible (comme dans le cadre du projet Minitélia) puisque faisant appel à des éléments forts consommateurs en énergie électrique (plaques Peltier, pompe à eau, etc.). Dans ce cas, les fluctuations thermiques de la diode laser ont pour conséquence le décalage de la longueur d'onde émise, pouvant faire chuter les performances de la cavité. Dans ce cas, il devient intéressant de pomper le cristal à 1470 nm puisque la sec-

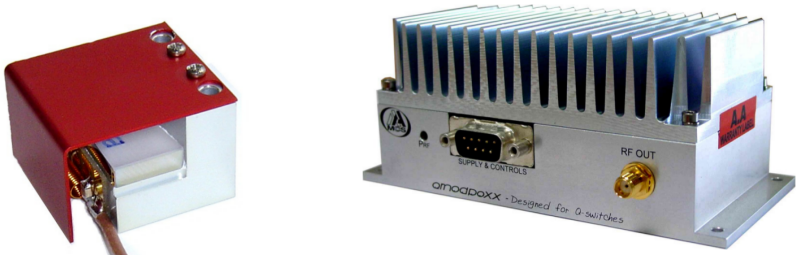
tion efficace d'absorption de l'Er:YAG y est plus large, environ 15 nm contre 2 nm à 1532 nm (fig. 1.5).

Les diodes à 1470 nm ou à 1532 nm à base d'InP présentent un décalage spectral avec la température de 0,7 nm/K. On peut alors espérer de bonnes performances sur un intervalle de température de 21° C en pompant à 1470 nm, au lieu de 3° C à 1532 nm. Puisque le projet Minitélia ne prévoit pas de contrôler la température de la diode, et requiert un fonctionnement sur un large intervalle de température entre -40 °C et +60 °C, la longueur d'onde de la pompe du prototype a été choisie à 1470 nm.

Pour une consommation électrique totale maximale de 50 W, et étant donnés des rendements de ces diodes laser autour de 25%, la puissance optique de pompe est limitée à 15 W.

#### 1.5.2.3 Type de déclenchement

Bien qu'il existe des modulateurs acousto-optiques (AOM) et électro-optiques (EOM) relativement compacts et refroidis passivement, ils restent toujours accompagnés d'un bloc d'alimentation électrique lourd et encombrant (fig. 1.15). De plus, l'ajout d'un modulateur représente une source de consommation électrique supplémentaire. Le déclenchement passif de la cavité est donc nécessaire (cf. annexe *Déclenchements actif et passif*).




*(a)* *(b)*

*Fig. 1.15 : (a) Modulateur acousto-optique pour déclenchement actif proposé commercialement par AA Opto-Electronic (encombrement proche d'un cube de 3 cm de coté). (b) Pilote du modulateur et son alimentation électrique (600 g, environs 12x14x2,5 cm³)*

#### 1.5.2.4 Durée des impulsions

La mesure de distances s'effectue par la mesure du temps de vol de l'impulsion entre l'émetteur et la cible visée. Cette mesure du temps de vol est d'autant plus précise que l'impulsion est courte. En effet, il est difficile de localiser la position temporelle d'une impulsion d'une durée de 1 µs à la nanoseconde près. Pour mesurer des distances avec une précision de 1 mètre, il faut pouvoir situer temporellement l'impulsion à 3 ns près. Ceci est possible qu'à partir du moment où la durée de l'impulsion est d'au plus 10 ns.

Malheureusement, générer des impulsions d'une durée d'au plus 10 ns peut se révéler compliqué. La plupart des résultats publiés présentent des impulsions de plusieurs dizaines de nanosecondes. En effet, dans le cas de l'Er:YAG, des cristaux longs ($\sim$ 3-5 cm) et peu dopés (0,25% ou 0,5%) sont généralement utilisés afin d'atténuer les effets de l'upconversion et de l'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe. La longueur des cavités ainsi conçue est incompatible avec la génération d'impulsion courte. La durée d'impulsion la plus courte pour une cavité pompée par diode laser est de 27 ns [Martial2011].

Trois techniques permettent de réduire la durée des impulsions générées : diminuer la longueur de la cavité, augmenter le gain du cristal, et augmenter les pertes de la cavité. Dans la mesure où la puissance de pompe est limitée, les deux derniers points seront difficiles à mettre en œuvre.

#### 1.5.2.5 Géométrie du milieu à gain

La gestion thermique du milieu à gain des lasers solides est indispensable pour maintenir leur efficacité et leur puissance moyenne accessible en sortie. L'échauffement thermique ont plusieurs conséquences notables :

- Un décalage spectral et une diminution des différentes sections efficaces de l'ion [Eichhorn2008]. Une absorption de pompe plus faible ou une section efficace d'émission laser qui diminue ont un impact direct sur l'efficacité du laser.

- L'apparition d'une lentille thermique (issue d'un gradient d'indice lié à un champ non uniforme de la température) non maîtrisée, qui peut changer les paramètres du faisceau dans la cavité si sa focale devient suffisamment courte.

- Une dilatation du cristal entraînant des forces et des contraintes mécaniques sur sa monture, sources de l'apparition d'une biréfringence dans le cristal. Un échauffement important peut même conduire à la rupture du cristal.

Pour optimiser la gestion thermique, il faut augmenter la surface d'échange thermique et se rapprocher de la source de chaleur. Géométriquement, cela revient à réduire une ou plusieurs dimensions du cristal ; du cristal massif, les recherches autour des lasers solides se sont tournées vers les disques minces[5] et les plaques[6].

Cependant, les niveaux de pompe prévus par le projet Minitélia restent modestes face aux puissances de pompe pour lesquelles les architectures sus-citées sont prévues. Il n'est donc pas envisageable de les utiliser, dans la mesure où leur réalisation est compliquée et encombrante.

Il existe une géométrie de milieu à gain qui permet la conception de cavités simples et adaptées pour des puissances moyennes entre le watt et quelques dizaines de watts : la fibre cristalline (fig. 1.16). Cette géométrie présentent de nombreux avantages :

[5] *Thin-disk* en anglais
[6] *Slab* en anglais

- Contrairement aux disques minces et aux plaques où l'extraction thermique s'opère sur une ou deux faces respectivement, la dissipation thermique dans une fibre cristalline est réalisée sur toute la surface du cylindre. De plus, étant donné le diamètre de la fibre cristalline ($\leq$1 mm), la surface de contact est très proche de la source de chaleur. L'extraction thermique est alors optimale.

- Les faisceaux de pompe sont très divergents lorsqu'ils proviennent d'une diode laser. Ils sont guidés par réflexions totales internes dans le cristal, ce qui augmente le recouvrement spatial entre le faisceau de pompe et le signal laser par rapport aux cristaux massifs. Des simulations [Martial2011] et des mesures directes [Délen2013] ont montré que ces réflexions totales mènent un confinement au centre du cristal (cf. 2.2.4).

- L'amplification d'un signal laser peut dégrader son profil spatial, notamment lorsque celui-ci est guidé dans le cristal[TerGabrielyan2012, Zhu2008]. Comme la propagation du signal dans une fibre cristalline se réalise sans réflection totale interne, le profil spatial du faisceau n'est pas altéré.

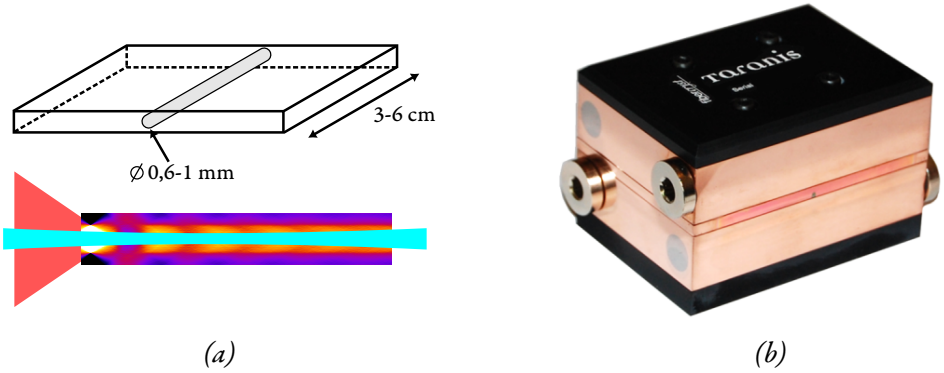



*Fig. 1.16 : (a) Schéma de principe de la fibre cristalline. Le faisceau de pompe (rouge) est guidé par réflexions totales internes, le faisceau signal (bleu) se propage librement dans le cristal. (b) Fibre cristalline incorporée dans une plaque de cuivre refroidie par deux boites à eau. Produit commercialisé par Fibercryst sous le nom Taranis.*

Le confinement du faisceau de pompe dans la fibre cristalline se traduit par l'augmentation du gain dans le cristal ; un gain plus élevé permet d'obtenir un front de montée de l'impulsion plus raide (et donc des impulsions potentiellement plus courtes) et favorise une émission à 1617 nm. En effet, cette longueur d'onde nécessite une inversion de population plus importante qu'à 1645 nm pour pouvoir être amplifiée dans la cavité (fig. 2.3).

Ces effets de confinement sont d'autant plus importants que le diamètre de la fibre cristalline est petit. Ainsi, on s'attend à obtenir des impulsions plus courtes (et potentiellement plus énergétiques du fait du recouvrement spatial accru) à 1617 nm avec une fibre cristalline de diamètre réduit.

De plus, cette géométrie permet la conception de cavités simples, répondant aux exigences de performances, tout en assurant une excellente gestion thermique du cristal permettant un fonctionnement sur une large gamme de température. C'est donc cette géométrie qui est retenue pour le projet Minitélia.

### 1.5.3 Architecture générale issue du cahier des charges

L'ARCHITECTURE générale de la cavité prévoit l'utilisation d'une fibre cristalline Er:YAG de 400 µm de diamètre, pompée autour de 1470 nm pour une émission à 1617 nm (fig. 1.17). Le déclenchement passif de la cavité est assuré par un absorbant saturable.

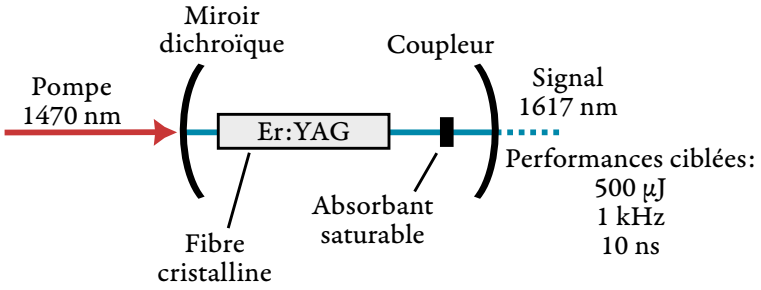



*FIG. 1.17 : Architecture générale de la cavité pour le projet Minitélia.*

Pour simplifier l'étude, le faisceau de pompe est issu d'une diode laser couplée dans une fibre optique. De plus, le contrôle en température du cristal Er:YAG et de la diode de pompe est effectué grâce à un circuit d'eau. celui-ci permettra l'étude de la dépendance du système laser avec la température entre +10° C et +60° C.

Enfin, et dans la mesure où aucun effet laser issu de fibre cristalline de diamètre aussi petit que 400 µm n'a encore été démontré, des cristaux de 800 µm de diamètre seront également étudiés.

### 1.5.4 Le défi Minitélia

LE tableau 1.2 résume les objectifs du projet et les compare avec l'état de l'art des sources laser à base de cristaux dopés erbium, déclenchées passivement, et dont la puissance de pompe est inférieure à 16 W. On voit qu'il n'existe pas, en dehors de nos travaux, de telles sources utilisant une diode laser comme source de pompe dont l'énergie par impulsion est supérieure à 29 µJ.

| Référence | [Stultz2005] | [Terekhov2014] | [Moskalev2008] | [Chen2012] | Minitélia |
|---|---|---|---|---|---|
| Cristal | Er:YAG | | | Er:Yb:LuAB | Er:YAG |
| Type de pompe | Laser à fibre | | | Diode laser | |
| Puissance de pompe | 16 W | 16 W | 15 W | $\sim$ 20 W | **10 W** |
| Déclenchement | Cr:ZnSe | | | Co:MALO | Passif |
| Longueur d'onde | 1617 nm | 1617 nm | 1645 nm | 1540 nm | 1617 nm |
| Énergie | 235 µJ | 350 µJ | 270 µJ | 29 µJ | **500 µJ** |
| Cadence | 3,8 kHz | 5,2 kHz | 7,14 kHz | 22 kHz | **1 kHz** |
| Puissance moyenne | 0,9 W | 1,8 W | 1,9 W | 0,64 W | 0,5 W |
| Durée | 6,8 ns | 96 ns | 65 ns | 40 ns | **10 ns** |
| $M^2$ | | | | | < 5 |

*Tab. 1.2 : État de l'art des sources déclenchées passivement à faible puissance de pompe (<20 W), comparées avec les objectifs du projet Minitélia*

Les défis proposés par le projet Minitélia sont nombreux :

- La puissance de pompe doit se situer autour de 15 W, alors que les seuils laser généralement observés pour les cavités solides dopés erbium et pompées par diode laser sont autour de 20 W.
- Les durées mesurées sont fréquemment de plusieurs dizaines de nanosecondes, y compris dans le cas d'un pompage par laser à fibre. Les impulsions les plus courtes mesurées pour un pompage par diode laser est de 27 ns, ce qui est bien supérieur à la durée de 10 ns visée pour le projet.
- De plus, ces records de performances doivent être obtenus avec un absorbant saturable, alors que le déclenchement passif n'a jamais été demontré pour l'Er:YAG dans le cas d'un pompage par diode laser avant nos travaux.
- Enfin, il faut assurer ces performances pour une large gamme de température : de -40° C jusqu'à +60° C.

Ces performances sont donc ambitieuses. Il est alors préférable d'étudier à priori la possibilité d'obtenir ces caractéristiques en sortie grâce à l'usage d'une simulation numérique.

## 1.6 Conclusion

Les avantages d'une émission laser dans un intervalle de longueurs d'onde entre 1,5 µm et 1,8 µm ont été présentés. D'une part l'émission à sécurité oculaire permet la montée en

énergie des impulsions pour augmenter la portée du système de mesure sans pour autant représenter un risque de lésion oculaire pour un observateur direct. D'autre part, l'absorption de l'atmosphère présente un minimum local dans cet intervalle.

Un des choix techniques possibles pour une émission à sécurité oculaire est l'utilisation d'un cristal dopé à l'ion erbium. De nombreuses sources laser solides utilisant de tels cristaux ont été étudiées et publiées. Un état de l'art de ces sources, pompées par laser à fibre erbium ou directement par diode laser, et déclenchée activement ou passivement, a été dressé.

Cet état de l'art montre qu'un type de source laser reste relativement peu étudié : le pompage direct par diode laser d'un cristal dopé à l'erbium à l'intérieur d'une cavité déclenchée passivement. Le projet Minitélia vise à proposer un prototype fonctionnel d'une telle source laser dans l'idée de remplacer les émetteurs des télémètres actuels. Ce projet, financé par la Direction Générale de l'Armement, fait intervenir plusieurs acteurs : les sociétés Cilas et Fibercryst, et le Laboratoire Charles Fabry.

Le cahier des charges imposé par le projet a été présenté, puis traduit vers une spécification technique. Celle-ci représente une véritable nouveauté et une ambition forte en comparaison de l'état de l'art en début de thèse. Dans ce contexte, la simulation numérique est un outil d'étude indispensable pour guider les recherches expérimentales.

# Chapitre 2

# Étude théorique et numérique pour le dimensionnement des fibres cristallines dopées erbium

Les ambitions du projet Minitélia sont difficilement comparables avec l'état de l'art. Il est compliqué de s'appuyer sur des recherches antérieures pour estimer si les performances visées sont effectivement accessibles. La simulation numérique est un outil qui permet d'établir les caractéristiques qu'il est possible d'atteindre. Elle permet aussi d'avoir une idée des dépendances des performances en fonction des divers paramètres de la cavité (température extérieure, tailles des faisceaux, longueur et dopage du milieu à gain et de l'absorbant saturable, etc.) de manière à optimiser les faisceau en sortie d'émetteur.

Au démarrage de la thèse, il n'existait pas de programme de simulation prenant en compte toutes les particularités de l'architecture de Minitélia (cf. 1.5.3). En particulier, le déclenchement passif, le guidage de la pompe dans le cristal, l'upconversion et les effets thermiques sont des spécificités qui n'étaient pas traitées par les programmes existants au laboratoire. Une première partie de mon travail de thèse a été de coder et valider une simulation spécifique au projet Minitélia.

Après une introduction sur l'ion erbium, je décris le modèle numérique retenu pour simuler une cavité solide à fibre cristalline Er:YAG pompée par diode et déclenchée activement ou passivement, puis présente son exploitation pour les choix de dimensionnement.

## 2.1 Spectroscopie de l'ion erbium dans le YAG

L'un des principaux intérêts de l'erbium se trouve dans les transitions électroniques entre le niveau $^4I_{13/2}$ et le niveau fondamental $^4F_{15/2}$ (fig. 1.4, reproduite en fig. 2.1 par soucis de lisibilité), où à l'aide d'un pompage à 1470 nm ou à 1532 nm, une émission à 1617 nm ou à 1645 nm est possible (fig. 1.5, reproduite en fig. 2.2). Ainsi, à partir d'une diode laser autour de

1,5 µm, une émission à sécurité oculaire peut être obtenue à l'aide d'un seul étage optique.

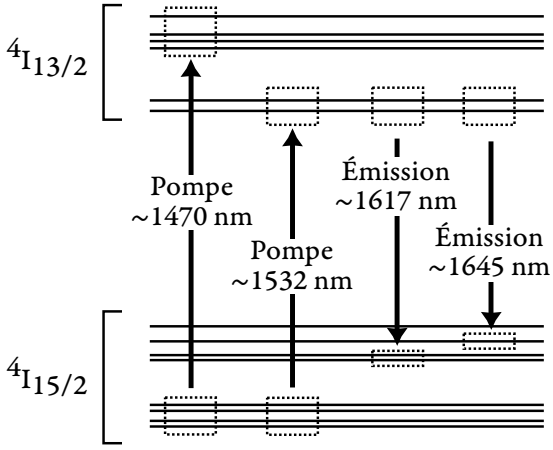



*FIG. 2.1 : Représentation schématique des multiplets $^4I_{13/2}$ et $^4F_{15/2}$ qui interviennent dans l'émission à 1,6 µm. Schéma inspiré de [Eichhorn2008].*

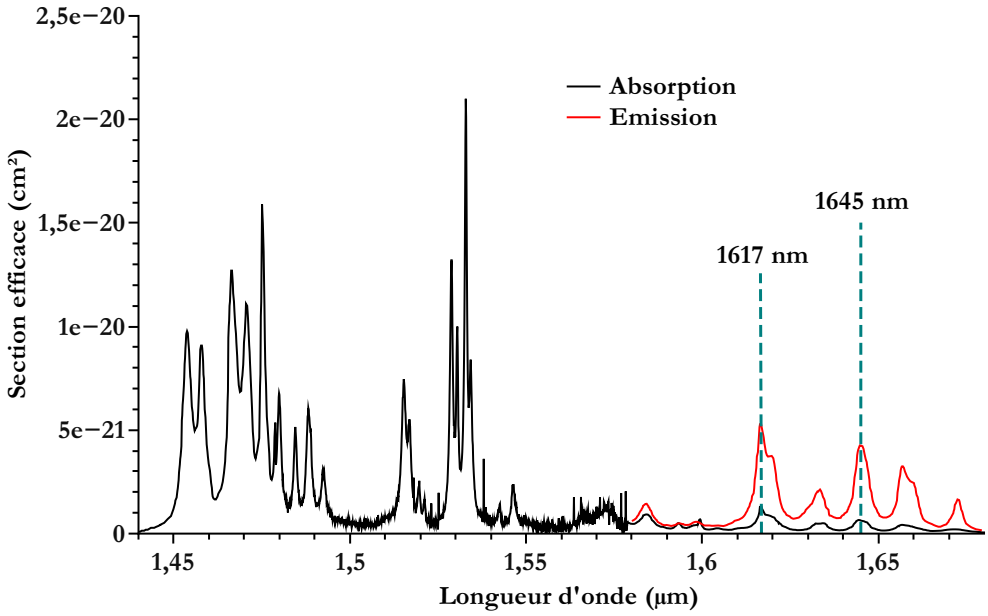



*FIG. 2.2 : Spectres des sections efficaces d'absorption (en noir) et d'émission (en rouge) de l'Er:YAG à température ambiante (300 K), mesurées par Eichhorn [Eichhorn2008]. L'émission laser a lieu à 1645 nm et à 1617 nm (en bleu) lorsque le cristal est pompé à 1470 nm ou à 1532 nm.*

Dans cette configuration, l'ion erbium présente une architecture trois-niveaux. Ses sections efficaces d'absorption et d'émission (fig. 2.2) ont alors les particularités suivantes (cf. annexe *Énergie stockée et énergie extractible* pour le détail mathématique) :

- À la longueur d'onde de pompe, la section efficace d'émission n'est pas négligeable devant la section efficace d'absorption. Ainsi, la densité d'inversion de population est limitée par l'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe, limitant aussi le gain dans le cristal et l'énergie qui y est stockée. Ce phénomène se retrouve aussi dans les cristaux dopés à l'ytterbium, dont l'inversion de population maximale est d'environ 40% lorsqu'ils sont pompés autour de 980 nm.

- À la longueur d'onde laser, la section efficace d'absorption n'est pas négligeable devant la section efficace d'émission. Ainsi, le signal laser est absorbé par le cristal si l'inversion de population n'est pas suffisante. Autrement dit, une partie de la puissance de pompe absorbée par le cristal ne sert qu'à atteindre le seuil de transparence. Cette énergie absorbée n'est pas extractible en sortie de cavité.

Ces limitations font de ce cristal un milieu à gain relativement peu efficace. Dans le cas d'un pompage par laser à fibre, des efficacités optique-optique autour de 40% et des seuils d'oscillation laser autour de 5 W sont généralement démontrés [Kim2008, Stoneman2007, Stultz2005] en régime continu. Lorsque le faisceau de pompe est issu de diodes laser, ces valeurs chutent à 20% et à 25 W respectivement [Martial2011, Wang2012].

La figure 2.2 met en avant la capacité de l'erbium à générer une radiation laser à 1645 nm et à 1617 nm. Sans élément spectralement sélectif présent dans la cavité (étalon, absorbant saturable, miroir résonnant, etc.), l'émission laser a généralement lieu à 1645 nm. Pour comprendre cette préférence de longueur d'onde, il faut calculer la section efficace de gain $\sigma_g$, en notant $\sigma_e$ et $\sigma_a$ les sections efficaces respectives d'émission et d'absorption à la longueur d'onde considérée, et $\beta = n_1/(n_1 + n_0)$ le paramètre d'inversion de population, $n_0$ et $n_1$ étant les densités de population des niveau $^4\mathrm{I}_{15/2}$ et $^4\mathrm{I}_{13/2}$ respectivement :

$$\sigma_g = \beta \cdot \sigma_e - (1 - \beta) \cdot \sigma_a \tag{2.1}$$

Le tracé de $\sigma_g$ à 1645 nm et à 1617 nm en fonction de $\beta$ (fig. 2.3) permet plusieurs observations :

- On retrouve la nécessité d'obtenir une certaine inversion de population rien que pour obtenir la transparence du cristal (section efficace de gain nulle) à la longueur d'onde laser. Elle doit être d'au moins 9% à 1645 nm et d'au moins 15% à 1617 nm.

- Pour un paramètre d'inversion inférieur à 33%, le gain est plus important à 1645 nm. Ainsi, si les pertes passives de la cavité sont suffisamment faibles pour que la source laser démarre sur une faible valeur de section efficace de gain ($<1{,}5.10^{-21}$ cm$^2$), alors la longueur d'onde émise est de 1645 nm.

- Une radiation laser à 1617 nm peut s'obtenir s'il y a suffisamment de pertes dans la cavité. Dans le cas où la section efficace de gain doit être supérieure à $1{,}5.10^{-21}$ cm$^2$ pour démarrer l'oscillation laser, alors l'émission laser aura lieu à 1617 nm.

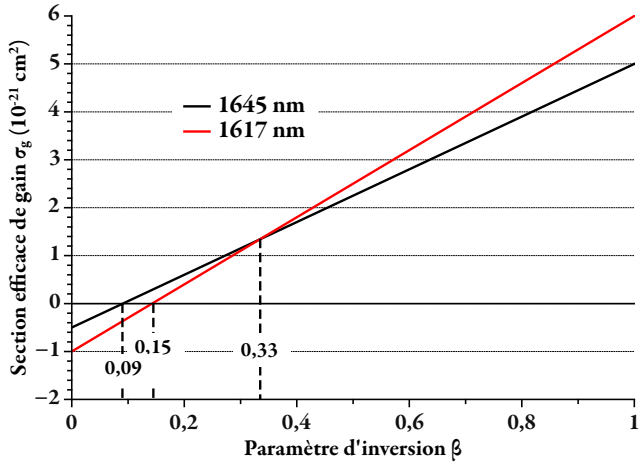



*FIG. 2.3 : Sections efficaces de gain de l'Er:YAG à 1645 nm (noir) et 1617 nm (rouge) en fonction du paramètre d'inversion de population $\beta$.*

Ce dernier point est important car il souligne la difficulté d'obtenir une émission à 1617 nm efficace par rapport à une émission à 1645 nm. Il faut soit insérer des pertes dans la cavité (et apporter suffisamment de puissance de pompe pour dépasser le seuil d'oscillation laser), soit insérer des pertes spectralement sélectives. C'est en pratique ce qui est réalisé grâce à un étalon [Kim2008, Spariosu2006] ou un miroir résonnant [Aubourg2014b] (cf. annexe *Sélectivité spectrale par miroir résonnant intra-cavité*). Ces pertes sélectives permettent de faire fonctionner le laser à la longueur d'onde de 1617 nm sans trop de conséquences négatives sur son efficacité.

## 2.2 Description de la simulation

### 2.2.1 Vue d'ensemble

UNE méthode de simulation numérique de lasers solides à cristaux quatre niveaux, pompés par diode et déclenchés activement a été présentée dans la littérature [Wohlmuth2009]. Ces travaux ont servi de base de travail, et ont été adaptés pour les cristaux Er:YAG et un déclenchement passif. Ceci revient entre autre à inclure la réabsorption du signal laser, l'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe, et à insérer des pertes qui dépendent du nombre de photons présents dans la cavité (cf. 2.2.9) à la place d'une dépendance purement temporelle utilisée pour simuler le déclenchement actif.

L'objectif des simulations numériques est d'évaluer l'énergie et le profil temporel des impulsions, ainsi que la cadence du signal en sortie de cavité dans le cas du déclenchement passif. Pour cela, plusieurs étapes sont nécessaires (fig. 2.4 et 2.5) :

- Tout d'abord, il faut décrire la répartition spatiale du faisceau de pompe dans la fibre

cristalline. Cette répartition dépend de la diode laser fibrée utilisée, et du guidage du faisceau par réflections totales internes. La simulation se base sur le lancer de rayons de manière à obtenir l'intensité du faisceau de pompe en chaque point du cristal (étape 1).

- L'absorption de la pompe est ensuite calculée en fonction de l'inversion de population dans chaque tranche du cristal (étape 2). Cette étape est effectuée à plusieurs reprises (environ 10 fois par cycle de pompage entre les impulsions) pendant le pompage optique de manière à prendre en compte la saturation de l'absorption de la pompe. En effet, lorsque l'inversion de population est maximale dans un volume élémentaire, alors le faisceau de pompe le traverse sans y être absorbé. Il peut donc servir à exciter les ions présents dans un volume situé plus loin dans le cristal. Cette étape permet de connaître l'intensité de la pompe $I_p$ en $ph.m^{-2}.s^{-1}$ en chaque point du cristal.

- Dans notre modèle, on suppose que le dépôt de chaleur ne provient que de l'absorption du faisceau de pompe. Ainsi, à partir de l'absorption de la pompe, on peut déduire la quantité de chaleur générée en chaque point du cristal puis la carte de température du cristal (étape 3). Dans la simulation, la thermique n'a d'effet que sur les valeurs des sections efficaces ; les effets de la lentille thermique ne sont pas pris en compte.

- Le système d'équations de débit (cf. 2.2.3) est résolu en l'absence d'intensité laser $I_l$, soit pendant un temps donné (déclenchement actif), soit jusqu'à ce que le gain du cristal surpasse les pertes totales de la cavité (déclenchement passif) (étape 4). On obtient alors les densités des population $n_i$ pour estimer la saturation d'absorption et la nouvelle répartition de l'intensité de pompe, ainsi que pour démarrer la résolution du système avec une intensité laser $I_l$ non nulle.

- La simulation calcule l'évolution temporelle du nombre de photons dans la cavité (étape 5) dont on en déduit l'énergie et la durée des impulsions en sortie de cavité (étape 6). Le cristal est ensuite à nouveau pompé sans effet laser (étape 4) à partir de son état énergétique après l'impulsion laser. Cette boucle est répétée jusqu'à ce que l'énergie (et la cadence de répétition dans le cas du déclenchement passif) des impulsions se stabilise.

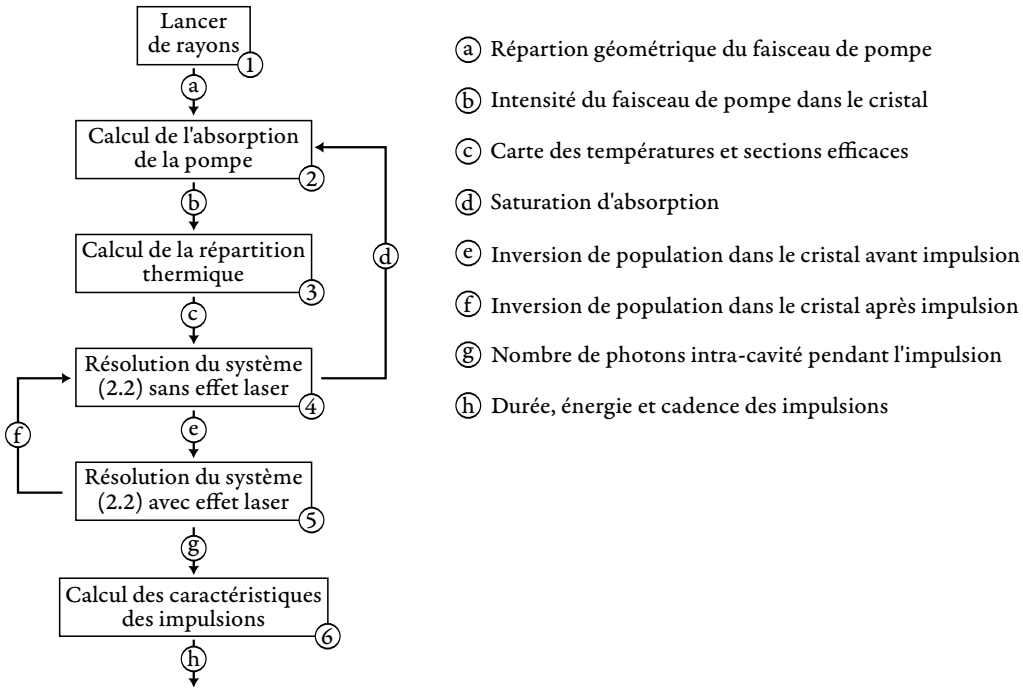



*Fig. 2.4 : Schéma de l'architecture générale de la simulation. Les blocs numérotés représentent les étapes de calculs. Les flèches lettrées indiquent les principales données physiques transmises entre les étapes de calculs.*

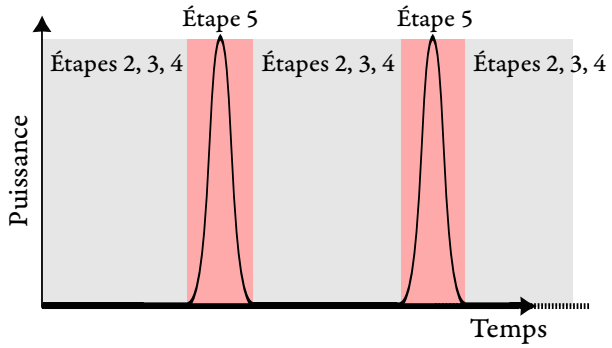



*Fig. 2.5 : Représentation schématique des étapes 2 à 5 de la simulation. Durant l'étape 4, le cristal est pompé sans effet laser possible ($I_l = 0$). Au besoin, la saturation de la pompe et la carte de température sont recalculés (boucle d). Durant l'étape 5, le système d'équation 2.2 est résolu avec $I_l$ non nul.*

### 2.2.2 Géométrie

De manière à réduire le temps de calcul de la simulation, on utilise la géométrie cylindrique de la fibre cristalline et du faisceau de pompe pour ramener la description spatiale des différentes variables du cristal à des matrices 2D (fig. 2.6). Il faut noter qu'un pixel (un coefficient

de la matrice) ne représente pas le même volume en fonction de sa distance au centre de la fibre. Les différentes manipulations de grandeurs physiques qui peuvent intervenir pendant la simulation doivent prendre en compte cet aspect.

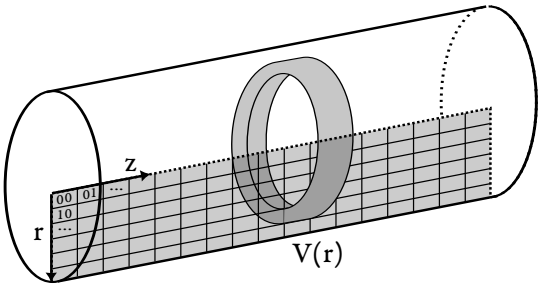



*FIG. 2.6 : Représentation schématique des matrices 2D pour la description spatiale des variables de la fibre cristalline. Dans la suite, les variables $r$ et $z$ sont utilisées pour localiser spatialement chacun des pixels de calcul. Le volume de la couronne décrite par chacun des pixels est noté $V(r)$.*

### 2.2.3 Équations de débit

LA dynamique d'un milieu à gain laser est représentée par les équations de débit, qui décrivent l'évolution temporelle des différentes densités de population au sein du cristal. Pour notre modélisation d'un cristal Er:YAG, le niveau fondamental ${}^4I_{15/2}$ et les trois premiers niveaux excités, ${}^4I_{13/2}$, ${}^4I_{11/2}$ et ${}^4I_{9/2}$ sont considérés. Leur densité de population sont respectivement notés $n_0$, $n_1$, $n_2$ et $n_3$ (en $m^{-3}$). Les niveaux $n_3$ et $n_2$ sont peuplés par le phénomène d'upconversion (cf. annexe *Upconversion*), et se vident par désexcitation radiative (émission d'un photon) ou non radiative (émission de chaleur). La réabsorption du signal et l'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe sont des phénomènes importants dans l'Er:YAG et doivent être pris en compte dans les équations de débit. La figure 2.7 résume graphiquement le formalisme et les différents phénomènes physiques retenus pris en compte dans la simulation.

On note les variables physiques suivantes :

- $R_{ij}$ les débits spontanés incluant les contributions des désexcitations radiatives et non radiatives du niveau $i$ vers le niveau $j$, en $s^{-1}$,
- $k_{up}$ le coefficient d'upconversion, en $m^3.s^{-1}$ (cf. annexe *Upconversion*),
- $I_p$ et $I_l$ les intensités de pompe et signal, en $m^{-2}.s^{-1}$,
- $\sigma_{**}$ les sections efficaces d'absorption et d'émission à la longueur d'onde de pompe et du signal, en $m^2$.

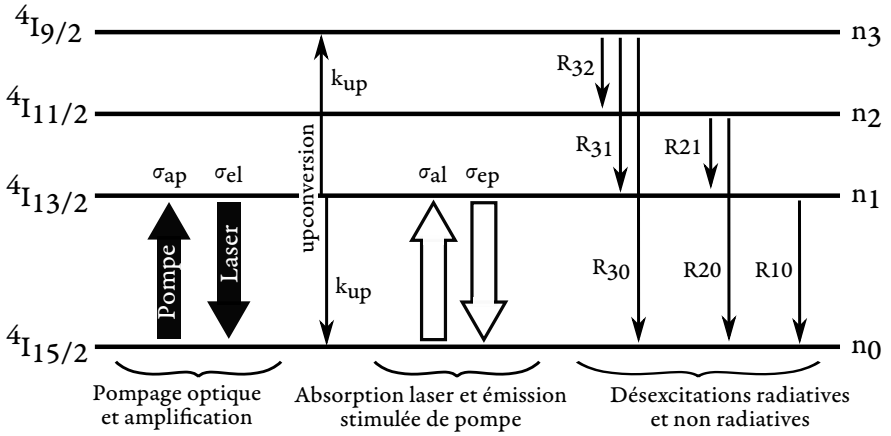



*FIG. 2.7 : Représentation schématique des niveaux d'énergie et des phénomènes physiques pris en compte dans la modélisation. Les débits $R_{**}$ représentent la somme des débits liés aux désexcitations radiatives et non radiatives.*

Le système d'équations de débit pour les niveaux considérés de l'Er:YAG s'écrit :

$$\begin{aligned}
\frac{dn_3}{dt} &= -(R_{32} + R_{31} + R_{30})n_3 + k_{up}n_1^2 \\
\frac{dn_2}{dt} &= R_{32}n_3 - (R_{21} + R_{20})n_2 \\
\frac{dn_1}{dt} &= R_{31}n_3 + R_{21}n_2 - R_{10}n_1 - 2k_{up}n_1^2 + \sigma_{ap}n_0I_p - \sigma_{ep}n_1I_p + \sigma_{al}n_0I_l - \sigma_{el}n_1I_l \\
\frac{dn_0}{dt} &= R_{30}n_3 + R_{20}n_2 + R_{10}n_1 + k_{up}n_1^2 - \sigma_{ap}n_0I_p + \sigma_{ep}n_1I_p - \sigma_{al}n_0I_l + \sigma_{el}n_1I_l
\end{aligned} \tag{2.2}$$

La simulation est résolue spatialement en appliquant ce système d'équations en chaque point du cristal ; les grandeurs $n_i$, $I_*$ sont aussi dépendantes des variables spatiales $r$ et $z$ (en plus du temps). Il en va de même pour les sections efficaces $\sigma_{**}$, puisqu'elles sont dépendantes de la température. Si la taille des matrices retenues pour la description du cristal est de 50x500, le système global à résoudre pour décrire la génération des impulsions issues de la cavité déclenchée possède donc 100 000 équations différentielles.

Les grandeurs $I_p(r, z)$ et $\sigma_{**}(r, z)$ sont calculées à part à chaque pas $\Delta t$ de résolution du système d'équations.

Le système d'équation de débit ne permet pas seul de simuler la génération d'impulsions Q-switch. Il faut lui ajouter des pertes modulées temporellement (pour déclenchement actif) ou modulées en fonction du nombre de photons présents dans la cavité (cf. 2.2.6) et des caractéristiques de l'absorbant saturable (pour le déclenchement passif).

### 2.2.4 Propagation de la pompe dans la fibre cristalline

L'estimation de la répartition d'un faisceau de pompe issu d'une diode couplée dans une fibre optique nécessite la connaissance de plusieurs paramètres :

- L'indice de réfraction du cristal $n$,
- L'ouverture numérique de la fibre optique $ON$,
- Le diamètre de la fibre optique $\Theta_{fibre}$,
- Le rayon du spot du faisceau de pompe au point de focalisation $r_{pompe}$.

Ces données permettent de calculer le facteur de qualité du faisceau de pompe $M^2_{pompe}$ et d'en déduire son angle de divergence $\theta_{pompe}$ dans la fibre cristalline :

$$M^2_{pompe} = \pi \frac{ON\,\Theta_{fibre}/2}{\lambda_{pompe}} \tag{2.3}$$

$$\theta_{pompe} = \frac{\lambda_{pompe}\,M^2_{pompe}}{n\pi r_{pompe}} \tag{2.4}$$

Pour la première tranche de la fibre cristalline, on localise aléatoirement la position des rayons dans la surface circulaire correspondant au spot du faisceau de pompe. Cette localisation aléatoire suit une loi de statistique uniforme, et suppose donc un profil spatial dit *top-hat* en sortie de la diode fibrée. Chacun de ces rayons se voit affecter deux angles aléatoires, leur donnant une direction de propagation dans un cône dont l'ouverture est fixée par la divergence de la pompe $\theta_{pompe}$ (fig. 2.9). Chaque rayon est donc initialement décrit par un vecteur à quatre coefficients : x, y, $\theta$ et $\phi$ (fig. 2.8)

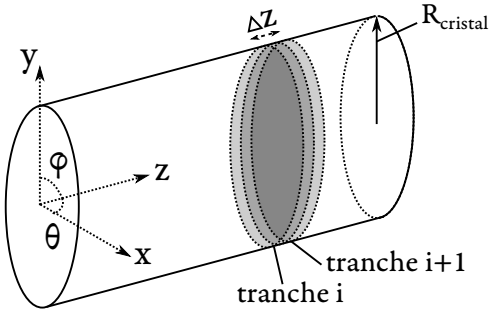



*FIG. 2.8 : Description géométrique de la fibre cristalline, utilisée comme formalisme pour le lancer de rayons.*

Pour calculer la nouvelle position d'un rayon suite à sa propagation sur une longueur $\Delta z$, son vecteur descripteur est multiplié par la matrice de propagation en espace libre :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & \Delta z & 0 \\ 0 & 1 & 0 & \Delta z \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \\ \theta_i \\ \phi_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_{i+1} \\ y_{i+1} \\ \theta_{i+1} \\ \phi_{i+1} \end{pmatrix} \tag{2.5}$$

Tant que le rayon n'atteint pas la surface du cristal ($x^2 + y^2 \leq R^2_{cristal}$), alors ses angles de propagation $\theta$ et $\phi$ restent inchangés. Mais lorsqu'il heurte le bord de la fibre cristalline, de nouveaux angles de propagation lui sont affectés (la réflectivité est totale et spéculaire) :

$$\theta_{i+1} = \sin^{-1}(\sin(\theta_i) + x \cdot K)$$

$$\phi_{i+1} = \sin^{-1}(\sin(\phi_i) + y \cdot K) \tag{2.6}$$

Le coefficient $K$ étant définit par la relation suivante :

$$K = \frac{2}{R_{cristal}}(x \sin(\theta_i) + y \sin(\phi_i)) \tag{2.7}$$

Pour les ordres de grandeurs typiques des dimensions d'une fibre cristalline, le lancer d'un million de rayons est suffisant pour obtenir une bonne description de la répartition spatiale d'intensité. Une fois le lancer de rayon terminé, on possède la position de chaque rayon pour toutes les tranches du cristal. Pour cartographier l'intensité de la pompe, il faut effectuer une moyenne circulaire du nombre de rayons qui interceptent chaque pixel, et ce sans oublier que chacun de ces pixels ne décrivent pas le même volume ni la même surface incidente en fonction de sa distance au centre. Il reste ensuite à normaliser l'intensité dans chaque tranche, ce qui permet au passage de s'assurer que chaque tranche est traversée par la même puissance (ce qui peut ne pas être le cas à cause des erreurs numériques).

Il peut être utile de pouvoir placer le point de focalisation du faisceau de pompe à l'intérieur de la fibre cristalline et non sur la face d'entrée. Pour cela, la description initiale du faisceau s'effectue alors dans une tranche interne de la fibre et deux propagations sont nécessaires, une vers l'avant et une vers l'arrière (fig. 2.9).

La figure 2.17 présentent un résultat du lancer de rayons dans trois fibres cristallines de différents diamètres. On observe un confinement du faisceau de pompe qui permet un meilleur recouvrement avec un faisceau laser très peu divergent.

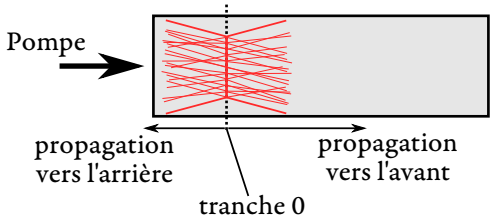



*FIG. 2.9 : Représentation schématique du lancer de rayons. Tous les rayons interceptent la surface de diamètre $r_{pompe}/2$ de manière uniforme (profil top-hat). Leur angle est inclut dans un cône d'angle $\theta_{pompe}$.*

### 2.2.5 Absorption de la pompe

À ce stade, le faisceau de pompe n'est pas absorbé par le cristal. Pour établir $I_p(r, z)$ dans tout le cristal en prenant en compte l'absorption par les ions erbium, la puissance de pompe $P$ dans la tranche $n + 1$, d'épaisseur $\Delta z$, est calculée à partir de l'inversion de population dans la tranche $n$, avec $V(r)$ le volume de la couronne des pixels considérés (fig. 2.6) :

$$P(n+1) = \sum_r I_p(r, n) \cdot \exp(-\sigma_g(r, n)\Delta z) \cdot V(r) \tag{2.8}$$

La section efficace de gain $\sigma_g(r, z)$ (eq. 2.1) s'écrit à partir des densités de population $n_0$ et $n_1$ de la manière suivante :

$$\sigma_g(r, z) = \sigma_{ap} n_0(r, z) - \sigma_{ep} n_1(r, z) \tag{2.9}$$

Cette nouvelle puissance $P(z + \Delta z)$ est ensuite répartie spatialement dans la tranche n+1 en utilisant la répartition de l'intensité de pompe calculée précédemment.

La répartition de l'intensité du faisceau de pompe $I_p(r, z)$ est vouée à évoluer avec le temps, puisque les densités $n_0$ et $n_1$ sont aussi dépendantes du temps. En effet, lorsque l'inversion de population est maximale, alors la pompe n'est plus absorbée : c'est la saturation d'absorption. Ainsi l'intensité de la pompe augmente derrière le point de focalisation.

Il faut donc calculer l'absorption de la pompe à plusieurs reprises (10 fois par cycle de pompage entre les impulsions, valeur arbitraire à la suite de plusieurs comparaisons) pendant le pompage optique. Si la saturation d'absorption n'est pas prise en compte (on ne calcule l'absorption qu'une seule fois au début du pompe), alors la pompe est absorbée sur une distance plus faible (fig. 2.10).

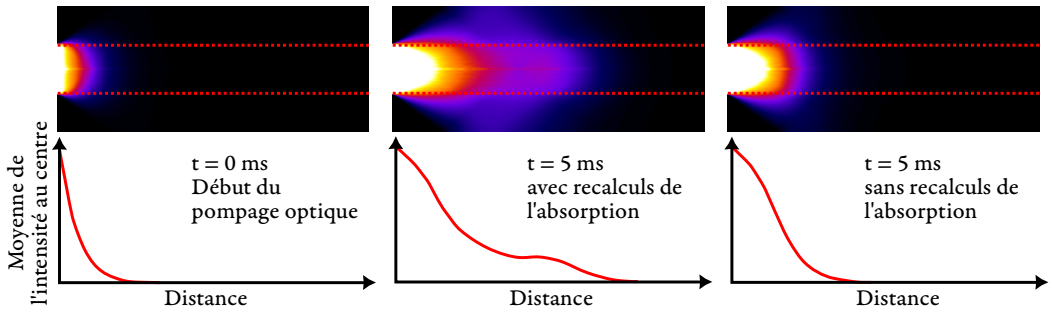



*FIG. 2.10 : Mise en évidence du phénomène de saturation de la pompe par la comparaison de l'évolution de la puissance du faisceau de pompe en fonction de la distance dans le cristal. À gauche, profil de l'intensité du faisceau de pompe à t=0. Au centre, profil à t=5 ms avec 100 calculs intermédiaires de l'intensité de pompe (étapes 2 et 3). À droite, profil à t=5 ms sans calcul intermédiaire de $I_p(r,z)$. En bas, moyennes de l'intensité de la pompe au centre de la fibre (pointillés rouges) en fonction de la distance à la face d'entrée. Fibre cristalline de 1x60mm, dopé erbium 1%, 40W de pompe à 1470 nm.*

### 2.2.6 Évolution temporelle du nombre de photons laser dans la cavité

POUR évaluer les caractéristiques de l'impulsion générée, on introduit une nouvelle variable notée $\Phi$ représentant le nombre de photons présents dans la cavité, et régie par l'équation différentielle suivante (les quantités $\sigma_{*l}$, $n_i$ et $I_l$ dépendent de $r$ et $z$) :

$$\frac{d\Phi}{dt} = \sum_{r,z}(\sigma_{el} n_1 I_l - \sigma_{al} n_0 I_l) \cdot V(r) - \frac{\Phi}{\tau_c} \tag{2.10}$$

Les deux premiers termes correspondent aux contributions de l'absorption du laser et à son émission stimulée dans l'évolution du nombre de photons dans la cavité. Comme indiqué précédemment (cf. 2.2.2), les pixels décrivent des volumes différents en fonction de leur distance au centre, ce qui explique pour le volume élémentaire $V$ dépend de $r$.

Durant l'impulsion, la plupart des photons sont extraits de la cavité par les pertes du miroir de sortie. Une minorité d'entre eux est perdue à cause des pertes passives de la cavité. Le troisième terme de l'équation décrit ces différentes pertes par l'introduction de la variable $\tau_c$, désignant le temps de vie du photon dans la cavité, et qui se présente de la manière suivante :

$$\tau_c = \frac{\tau_r}{(L+R)} \tag{2.11}$$

Avec $l_{opt}$ la longueur optique de la cavité, $\tau_r = 2l_{opt}/c$ le temps nécessaire pour un photon d'en faire un aller-retour, $L$ les pertes logarithmiques passives sur un aller-retour de cavité et $R = -\log(r_c)$ les pertes logarithmiques liées à l'extraction des photons via le coupleur de sortie de réflectivité $r_c$.

Pour initier l'impulsion laser une fois que $\frac{d\Phi}{dt}$ est positif, quelques photons sont ajoutés dans la cavité. Ce bruit de photons a un spectre centré soit sur 1617 nm soit sur 1645 nm,

selon l'étude que l'on souhaite mener. La simulation ne permet pas de prédire quelle longueur d'onde sera émise par la cavité.

### 2.2.7 Répartition spatiale des photons laser dans la cavité

La quantité $I_l(r,z)$ est la dernière quantité physique restante à définir pour terminer la description mathématique de la cavité déclenchée. Il faut répartir spatialement les photons dans toute la cavité et en déduire la carte de l'intensité laser dans le cristal $I_l(r,z)$ en fonction de $\Phi$.

Une solution est d'utiliser l'analyse des modes gaussiens par matrices de transfert ABCD. Ce formalisme permet d'obtenir la taille $\omega(z)$ d'un faisceau gaussien résonnant le long de la cavité. Les faisceaux non limités par la diffraction (cf. annexe *Facteur de qualité d'un faisceau laser*) sont considérés comme des faisceaux à profils spatiaux gaussien, mais de divergence plus élevée.

On en déduit alors $u(r,z)$, normalisé de manière à ce que l'intégrale de $|u(r,z)|^2$ sur chaque tranche soit égale à 1 :

$$u(r,z) = \frac{2}{\pi\omega(z)^2} \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega(z)^2}\right) \tag{2.12}$$

Dans le programme de simulation, $u(r,z)$ est calculé à partir de trois paramètres d'entrée : la qualité de faisceau $M^2$, la position et le rayon du waist $\omega_0$. La densité d'énergie $\rho(r,z)$ dans toute la cavité s'écrit [Wohlmuth2009] :

$$\rho(r,z) = \frac{\Phi\, n(z)}{V_{eff}} \frac{hc}{\lambda} |u(r,z)|^2 \tag{2.13}$$

Le volume effectif $V_{eff}$ traduit le volume occupé par le signal laser dans la cavité. En supposant que la divergence du faisceau laser soit faible (on suppose ce volume cylindrique), on peut estimer ce volume, avec $\omega_0$ le waist du faisceau gaussien et $l_{optique}$ la longueur optique de la cavité, par la relation suivante :

$$V_{eff} = \pi\omega_0^2 l_{optique} \tag{2.14}$$

Relier la densité d'énergie $\rho(r,z)$ en $ph.m^{-3}$ à l'intensité $I_l(r,z)$ en $ph.m^{-2}.s^{-1}$ revient à évaluer le nombre de photons présents dans un volume $V$ lorsque ce volume est soumis à un flux de photons $I_l$ incidents à une surface d'aire $S$ (fig. 2.11) :

$$\rho = \frac{S}{V} \frac{\Delta z}{c} I_l \tag{2.15}$$

Dans notre cas particulier de la géométrie cylindrique avec des photons se propageant le long de l'axe du cylindre, le rapport $V/S$ vaut $\Delta z$. On obtient alors la relation qui relie le nombre de photons dans la cavité $\Phi$ avec $I_l(r,z)$ :

$$I_l(r,z) = \frac{\Phi\, n(z)}{V_{eff}} \frac{hc^2}{\lambda} |u(r,z)|^2 \tag{2.16}$$

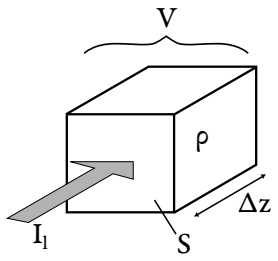



*FIG. 2.11 : Schéma du formalisme utilisé pour relier la densité d'énergie $\rho$ à l'intérieur d'un volume $V$ avec l'intensité de photons $I_l$ entrant dans le volume par la surface d'aire $S$. Le nombre de photons entrant dans le volume par seconde vaut $I_l\,S$, et chaque photon reste dans le volume pendant un temps $\Delta z/c$.*

### 2.2.8 Déclenchement de la cavité

POUR simuler le déclenchement actif de la cavité, le nombre de photons $\Phi$ est initialement fixé et maintenu à zéro. Ainsi, le cristal est pompé sans qu'il n'y ait d'effet laser possible à amplifier. Lorsque l'on souhaite initier l'impulsion, la valeur de $\Phi$ est alors fixée à une valeur arbitrairement d'environ un milliwatt intra-cavité[1], puis laissée libre d'évoluer pendant la résolution du système d'équations 2.2.

Dans le cas du déclenchement passif, les pertes introduites par l'absorbant saturable ne dépendent pas du temps mais de l'intensité laser présente dans la cavité. Le temps de vie du photon dans la cavité $\tau_c$ s'écrit alors, en notant $L_{abs_sat}(\Phi)$ les pertes de l'absorbant saturable :

$$\tau_c(\Phi) = \frac{\tau_r}{(L + R + L_{abs_sat}(\Phi))} \tag{2.17}$$

### 2.2.9 Modèle numérique de l'absorbant saturable

L'ÉQUATION précédente nécessite d'estimer la relation $L_{abs_sat}(\Phi)$. Pour cela, la simulation inclue une modélisation simple de l'absorbant saturable (fig. 2.12) similaire à la modélisation du cristal d'Er:YAG, avec quelques exceptions :

- L'absorbant saturable est un milieu purement deux niveaux. Les éventuelles absorptions à l'état excité sont négligées.
- La modélisation de l'absorbant saturable n'est pas spatialement résolue. Ses grandeurs physiques sont uniformes. En particulier, sa transmission s'applique à l'ensemble du profil du faisceau incident. Le filtrage spatial lié aux faibles intensités aux bords du faisceau n'est donc pas pris en compte.

[1]Cette valeur initiale doit en théorie être d'un photon par mode de la cavité et par polarisation. Mais cette valeur tend à allonger grandement le temps de formation de l'impulsion, et donc le temps de calcul total. Il a été vérifié à plusieurs reprises que les résultats sont sensiblement les mêmes quelque soit la valeur initiale de $\Phi$, tant que cette puissance est inférieure à 50 mW

- Le dépôt et la diffusion de chaleur dans l'absorbant saturable ne sont pas pris en compte.

Les équations de débits pour l'absorbant saturable sont alors de la forme suivante :

$$\frac{dn_1^{as}}{dt} = n_0^{as}\sigma^{as}I_l - n_1^{as}\sigma^{as}I_l - An_1^{as}$$

$$\frac{dn_0^{as}}{dt} = n_1^{as}\sigma^{as}I_l - n_0^{as}\sigma^{as}I_l + An_1^{as} \tag{2.18}$$

Avec $n_1^{as}$ et $n_0^{as}$ les densités de population du niveaux excité et du niveau fondamental respectivement, $\sigma^{as}$ la section efficace pour la transition entre les deux niveaux de l'absorbant saturable, et $A$ le débit du niveau excité. $I_l$ représente l'intensité incidente sur l'absorbant saturable, et s'estime par la connaissance de la taille du faisceau laser incident sur l'absorbant saturable. La section efficace $\sigma^{as}$ est la même pour l'absorption et l'émission. Ainsi le paramètre d'inversion ne peut pas être supérieur à 50%, valeur pour laquelle un photon incident est équiprobablement soit absorbé, soit participe à l'émission stimulée. L'absorbant saturable est alors transparent. Ce système vient s'ajouter au système d'équations 2.2 de l'Er:YAG, et est résolu en même temps.

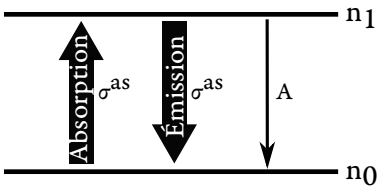



*FIG. 2.12 : Représentation schématique des niveaux d'énergie d'un ion deux niveaux dopant un cristal dit absorbant saturable. A est le débit liée aux émissions radiatives et non radiatives.*

La transmission de l'absorbant saturable se déduit à partir de sa longueur $l$ et son inversion de population $\Delta n = n_1 - n_0$ :

$$T_{abs_sat} = \exp(\Delta n\, \sigma\, l) \tag{2.19}$$

Les pertes logarithmiques de l'absorbant saturable $L_{abs_sat}$ se mettent sous la forme :

$$L_{abs_sat} = -2\log(T_{abs_sat}) = -2\,\Delta n\, \sigma\, l \tag{2.20}$$

Le facteur 2 provient de la configuration linéaire de la cavité. La relation entre $L_{abs_sat}$ et $\Phi$ s'estime donc indirectement par la résolution numérique du régime transitoire des équations de débits de l'absorbant saturable.

La température de l'absorbant saturable est considérée constante et uniforme, de même que toutes les valeurs qui en dépendent (sections efficaces, temps de vie, etc.).

### 2.2.10 Température du cristal Er:YAG

La gestion thermique est un élément clé pour améliorer l'efficacité et la robustesse des systèmes laser [Chen1997, Délen2011]. La température a, entre autre, un effet direct sur les sections efficaces des transitions électroniques utilisées pour l'amplification laser. C'est le seul effet thermique traité par la simulation.

Les autres conséquences d'une élévation de température dans le milieu à gain ne sont pas couvertes par la simulation. Celles-ci n'ont que peu d'influence sur les résultats du système. Par exemple, la focale de la lentille thermique[2] générée sous une puissance de pompe de 14 W dans une fibre cristalline Er:YAG dopée 0,5%, de longueur 30 mm et de diamètre 800 µm, est d'environs 500 mm.

Des travaux précis et détaillés du calcul de la carte de la température dans un cristal pompé par diode laser ont déjà fait l'objet de travaux antérieures [Chen1997, Martial2011]. L'idée est d'estimer la puissance thermique dissipée $Q_{th}$ $(W.m^{-3})$ en chaque point du cristal, et d'y calculer la répartition de la température selon les équations de diffusion :

$$\nabla^2 T(r,\theta,z) = -\frac{Q_{th}(r,\theta,z)}{K_c} \tag{2.21}$$

Avec $K_c$ la conductivité thermique du cristal Er:YAG en $W.m^{-1}.K^{-1}$. Pour simplifier le résultat analytique de cette équation pour un pompage en continu, les suppositions suivantes sont adoptées :

- Le profil de pompe est uniforme et de symétrie radiale (top-hat), ce qui est approximativement le cas lors d'un pompage par un faisceau issu d'une diode fibrée.
- La conductivité thermique $K_c$ est un scalaire uniforme dans tout le cristal.
- Le refroidissement est à symétrie radiale
- Le flux de chaleur axial est négligé. Autrement dit la chaleur générée dans une tranche reste dans cette tranche et est évacuée vers les bords du cristal.

On obtient alors la relation suivante [Chen1997] :

$$T(r,z) - T(R,z) = -\frac{\eta}{4\pi K_c}\frac{dP}{dz}(z)\cdot f_T(r,z) \tag{2.22}$$

Où $R$ est le rayon de la fibre cristalline, $dP/dz$ l'absorption de la pompe le long du cristal et $\eta$ la fraction de la pompe absorbée qui est dissipée sous forme de chaleur (fraction thermique)

[2] Le gradient radial de température dans le cristal crée un gradient d'indice. À son tour, ce gradient crée une différence de phase radiale dont les conséquences sont similaires à celle d'un passage dans une lentille convergente (ou divergente pour certains cristaux particuliers comme le YLF).

[Martial2011]. $f_T$ est la fonction qui traduit la répartition spatiale de la température dans le cristal. Elle prend la forme suivante (représentation graphique en fig. 2.13) :

$$f_T(r,z) = \begin{cases} \ln(\frac{R^2}{\omega_p^2(z)}) - \frac{r^2}{\omega_p^2} + 1 & \text{si } r \leq \omega_p(z) \\ \ln(\frac{R^2}{r^2}) & \text{si } r > \omega_p(z) \end{cases} \tag{2.23}$$

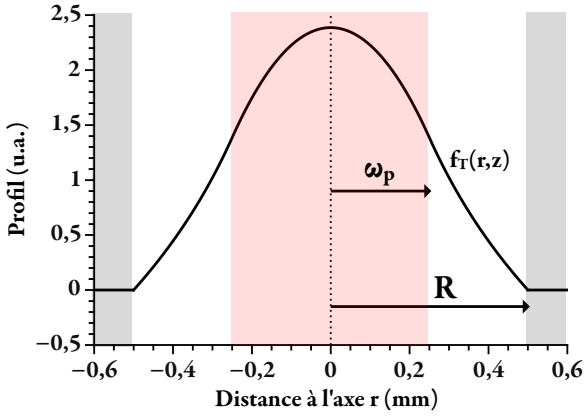



*FIG. 2.13 : Tracé de la courbe $f_T(r)$, pour $\omega_p = 0.25$ mm (rouge) et pour un cristal de rayon $R = 0.5$ mm (blanc), traduisant la répartition de la température en régime stationnaire dans une tranche du cristal. Les zones grises schématisent la monture du cristal.*

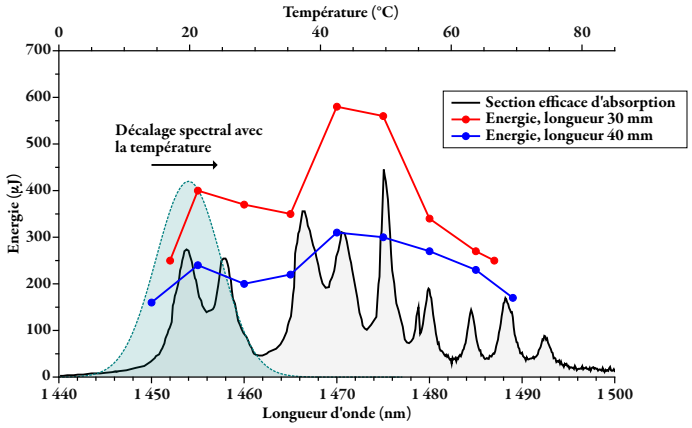
Grâce au confinement qu'apporte la fibre cristalline, on suppose que le rayon du faisceau de pompe $\omega_p(z)$ est constant le long de l'axe du cristal. En admettant que $T(R,z)$ soit égale à la température de la monture $T_{monture}$, fixée et stabilisée par un module à effet Peltier ou par de l'eau thermostatée, et en introduisant le coefficient de transfert thermique entre le cristal et sa monture noté $H$, la répartition de la température de la fibre cristalline s'exprime par la relation suivante [Chen1997] :

$$T(r,z) = T_{monture} - \frac{\eta}{2\pi}\frac{dP}{dz}(z)\left(\frac{1}{HR} + \frac{1}{2K_c}\right) \cdot f_T(r,z) \tag{2.24}$$

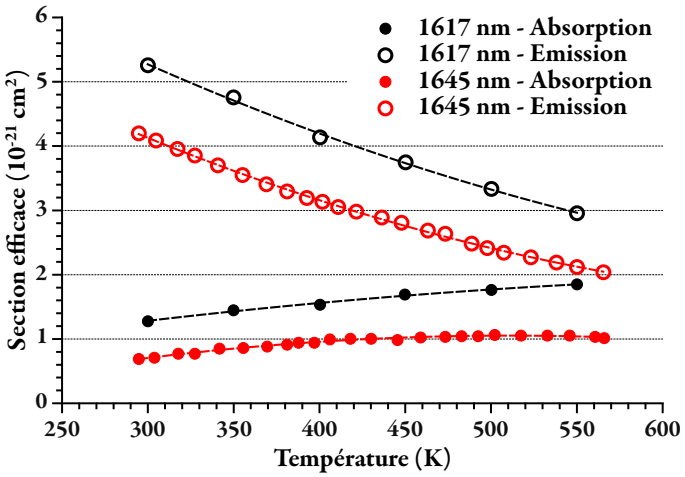
L'influence de la température sur les sections efficaces de l'erbium a déjà fait l'objet de travaux théoriques et expérimentaux [Eichhorn2008, Martial2011]. Une hausse de la température du cristal a pour effet de diminuer les sections efficaces d'émission à 1617 nm et 1645 nm ainsi que l'absorption du faisceau de pompe (fig. 2.14), faisant décroître l'efficacité du système. Ainsi, grâce à la connaissance de la carte de température dans la fibre cristalline, on peut calculer les différentes valeurs de sections efficaces en chaque point du cristal.

Dans le cas d'un pompage optique d'environ 10 W, l'élévation de température estimée est de quelques dizaines de Kelvin. Cet échauffement se traduit par une évolution des sections

efficaces autour de 10% (fig. 2.14), ce qui peut avoir un impact visible sur les performances de la cavité (cf. 2.4.2).




*(a)*




*(b)*

*FIG. 2.14 : Évolution des sections efficaces d'absorption (symbole plein) et d'émission (symbole vide) de l'Er:YAG aux longueurs d'onde de pompe (a) et laser (b) en fonction de la température. Les lignes pointillées représentent le résultat des fits polynômiaux de degrés 2, utilisés par la simulation pour déduire les sections efficaces à partir de la température.*

## 2.3 Validation de la simulation

AVANT d'utiliser la simulation numérique pour dimensionner la fibre cristalline, ainsi que l'ensemble de la cavité, il convient de valider le programme en comparant les résultats qu'il

produit avec des résultats publiés. Quatre articles ont été retenus pour ce processus de validation, couvrant l'ensemble des architectures de lasers Er:YAG déclenchées :

- [Kim2009] : Pompage par un laser à fibre (50 W) à 1532 nm, déclenchement actif (EOM), émission à 1645 nm.
- [Zhu2011] : Pompage par diode laser fibrée (35 W) à 1532 nm, déclenchement actif (AOM), émission à 1645 nm.
- [Stultz2005] : Pompage par laser à fibre (16 W), déclenchement passif (avec un cristal de Cr:ZnSe), émission à 1617 nm.
- [Martial2011] : Pompage par diode laser fibrée (60 W) à 1533 nm, déclenchement actif (AOM), émission à 1617 nm.

Malheureusement, les rares articles scientifiques utilisant un cristal Er:YAG pompé par diode laser à 1470 nm ne sont pas assez détaillés pour les comparer avec la simulation numérique.

Pour tous les cas, le seul paramètre d'ajustement utilisé pour faire correspondre les résultats de la simulation avec les résultats publiés est le diamètre au waist du signal laser $\omega_0$. C'est en effet une grandeur dont la valeur expérimentale n'est généralement pas connue avec exactitude. Son incertitude est importante car cette valeur dépend de beaucoup de paramètres (lentille thermique dans le cristal, positions et rayons de courbure des miroirs, facteur $M^2$, etc.). Les pertes passives ont été arbitrairement fixées à 2%.

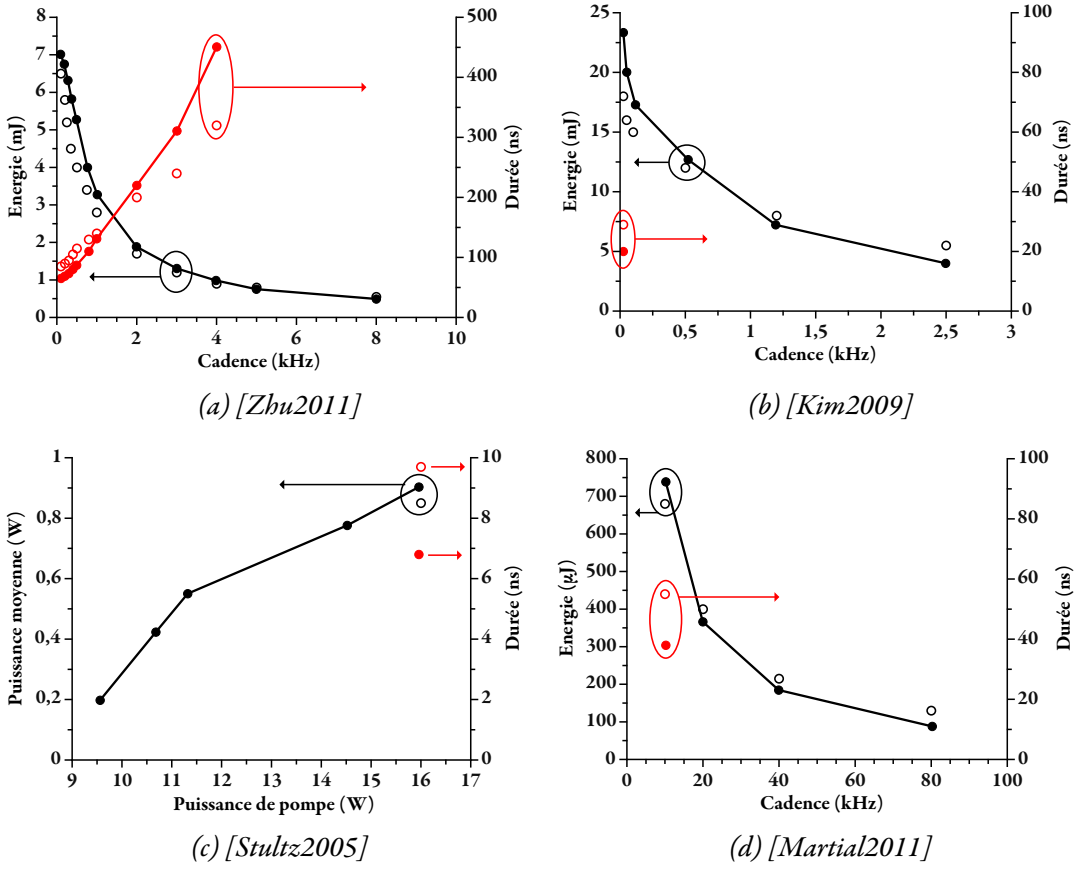
Le tableau 2.1 indique les ajustements qui ont été effectués sur $\omega_0$ ainsi que les différences d'énergie et de durée entre les résultats de la simulation numérique (après ajustement) et les performances publiées (fig 2.15).

La simulation numérique nécessite un ajustement du waist $\omega_0$ inférieur à 6% pour que l'écart entre les énergies publiées et les énergies issues de la simulation soit en dessous de à 3%, à l'exception de la réference [Kim2009]. Dans cette dernière, il est compliqué de trouver un ajustement qui permet de rendre compte des énergies en sortie à la fois à basse cadence (<500 Hz) et à haute cadence (>1 kHz). Cette difficulté peut provenir d'une discrétisation spatiale trop faible dû au volume conséquent à simuler à cause d'un waist et d'un diamètre du spot de pompe importants.

Une seule publication présente la variation de la durée des impulsions en fonction de la cadence [Zhu2011]. Pour celle-ci, l'écart avec la simulation est relativement faible (-12%). Pour les autres, les écarts sont beaucoup plus importants, en parti à cause d'un unique point de comparaison.

| Référence | Ajustement du waist $\omega_0$ | Moyenne des différences d'énergie | Moyenne des différences de durées |
|---|---|---|---|
| [Kim2009] | 9% | 12% | 31% |
| [Zhu2011] | 6% | 3% | 42% |
| [Stultz2005] | 5% | 1% | 31% |
| [Martial2011] | -4% | 2% | -12% |

*TAB. 2.1 : Résumé des ajustements sur $\omega_0$ et écarts en énergie et en durée entre les publications et la simulation.*




*(a) [Zhu2011]* *(b) [Kim2009]*

*(c) [Stultz2005]* *(d) [Martial2011]*

*FIG. 2.15 : Comparaison des énergies (noir) et des durées (rouge) expérimentaux (plein) et théorique (vide) pour différentes publications. Dans le cas de [Stultz2005], le taux de répétition n'est donnée qu'à pleine puissance de pompe, ce qui ne permet pas d'obtenir plusieurs points de comparaison. Seul [Zhu2011] indique la durée des impulsions pour toutes la gamme de cadences.*

## 2.4 Exploitation de la simulation

La simulation numérique décrite précédemment est un outil de dimensionnement des différents composants de la cavité : fibre cristalline, faisceau de pompe, miroirs, absorbant saturable, etc.

Cette partie décrit ces différentes observations et conclut sur les choix retenus pour répondre au cahier des charges du projet Minitélia.

### 2.4.1 Choix des paramètres de la fibre cristalline

Pour établir les caractéristiques optimales du cristal (longueur, diamètre et dopage), on se place dans les conditions suivantes :

- La température de la monture du cristal est fixée à 20° C. Le coefficient de transfert thermique $H$ est fixé à sa valeur généralement constatée empiriquement : 1 $W.m^{-2}.K^{-1}$ [Sangla2009]

- Le spectre d'émission de la diode laser est considéré gaussien, de largeur 8 nm (valeur généralement constatée pour les diodes laser à 1470 nm). Sa longueur d'onde centrale est fixée à 1468 nm, valeur pour laquelle le recouvrement spectral avec le spectre de la section efficace d'absorption de l'Er:YAG (fig. 2.2) est optimal.

- Le déclenchement de la cavité est actif. Les pertes passives sont fixées à 2% en plus du coupleur de sortie. La cadence imposée est de 1 kHz. La distance entre les miroirs de la cavité est fixée à 50 mm. Le déclenchement passif est étudié une fois le dimensionnement du reste de la cavité optimisé (cf. 2.4.4).

- La diode laser est couplée dans une fibre optique de diamètre 100 µm ouverte à 0,22, et émet une puissance de 14 W. Ces caractéristiques techniques correspondent à la diode acquise pour le projet[3], d'une consommation électrique maximale de 65 W.

- Cette puissance relativement faible requiert des petits diamètres de spot du faisceau de pompe et de signal : 200 µm. Au delà, le gain du cristal chute, ce qui nécessite d'augmenter la réflectivité du coupleur (> 90%). Or cette augmentation n'est pas compatible avec l'exigence de durée des impulsions à générer (10 ns) et peut imposer une intensité intra-cavité suffisamment forte pour endommager certains composants optiques (en particulier l'absorbant saturable, cf. 3.2.1). Cette taille de waist est obtenue à l'aide de deux miroirs d'un rayon de courbure de 100 mm espacés d'environs 140 mm.

- Pour cette configuration, la réflectivité du coupleur de sortie est fixé à 80%. C'est la valeur pour laquelle les énergies obtenues par la simulation (présentées fig. 2.16) sont les plus importantes (>500 µJ).

[3] Lumics LuOcean™P2

La figure 2.16 représente les courbes de tendance en énergie établies par la simulation numérique pour trois diamètres de fibre cristalline (400, 600 et 800 µm) en fonction du dopage du cristal de YAG en ions erbium et de sa longueur.

L'énergie de 500 µJ requise par les spécifications techniques (cf. 1.5.2.1) semble accessible. Pour cela, la configuration la plus optimale est l'utilisation d'un cristal dopé 0,5%, d'une longueur entre 2 et 3 cm.

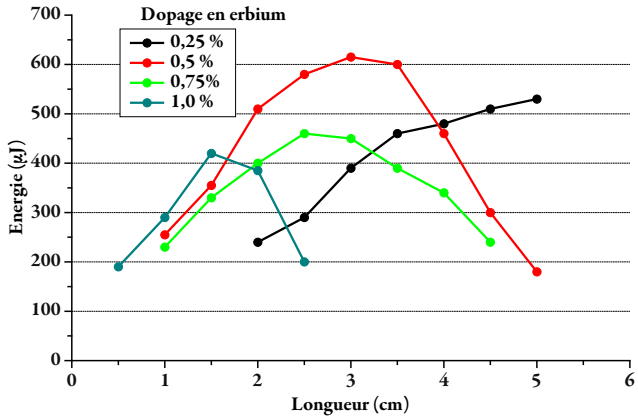
Le confinement du faisceau de pompe entre les diamètres 800 µm et 400 µm ne fournit pas d'amélioration nette sur l'énergie des impulsions. En effet, à cause de la brillance de la diode laser de pompe utilisée, les conséquences du confinement restent faibles (fig. 2.17). Cependant, c'est une piste intéressante pour diminuer la durée des impulsions de quelques nanosecondes. En effet, le gain du cristal étant à priori plus important, le front le montée de l'impulsion est plus raide (fig. 2.18). Cependant, les durées des impulsions estimées restent supérieures aux durées souhaitées (environ 30 ns contre 10 ns). Deux diamètres sont retenus pour le projet : 800 µm comme objet d'étude, et 400 µm comme piste de réduction de la durée des impulsions.

Il n'existe à ce jour aucune publication utilisant un dopage de 0,75% ou plus. Cette tendance se retrouve sur la figure 2.16 où les énergies sont environ 20% plus faibles pour les dopages de 0,75% et 1%, et est souvent attribuée à l'upconversion qui augmente avec la densité de dopants (cf. *Upconversion*).

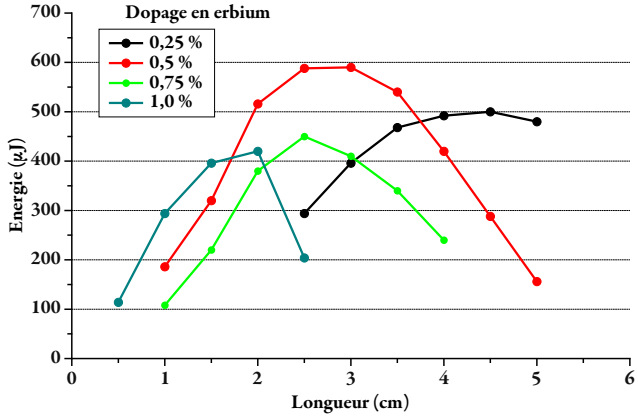
La diminution du dopage de 0,5% à 0,25% peut améliorer les performances [Zhu2011], mais impose une longueur du cristal de plus de 5 cm, ce qui est incompatible avec l'exigeance de compacité du projet Minitélia. De plus, l'allongement de la longueur de la cavité n'est pas non plus souhaitable pour obtenir des impulsions de courtes durées. Un dopage de 0,5% semble donc être le bon compromis, pour lequel une longueur optimale est d'environs 3 cm (pour 14 W de pompe) quelque soit le diamètre de la fibre cristalline.

Les gradients de dopage radial et longitudinal ont aussi été étudiés théoriquement. Mais ces gradients ne permettent pas d'augmenter significativement les performances de la source laser (cf. annexe *Gradients de dopage*).

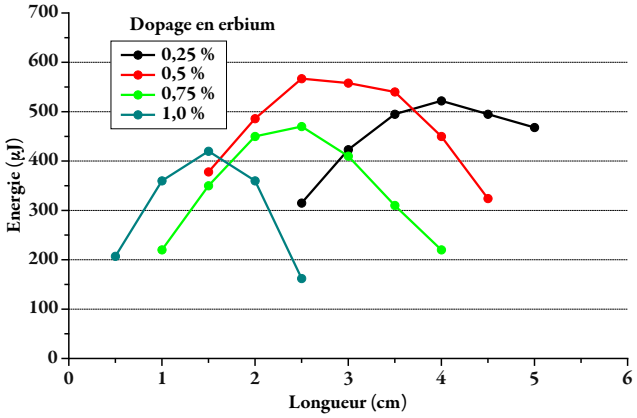
En conclusion, quatre cristaux sont retenus : deux diamètres (400 µm et 800 µm) et deux longueurs (2 cm et 3 cm), pour un dopage unique de 0,5%.




*(a) diamètre de 400 µm*




*(b) diamètre de 600 µm*




*(c) diamètre de 800 µm*

*FIG. 2.16 : Énergies (issues du calcul numérique) obtenues à la cadence de 1 kHz, en fonction du dopage et de la longueur de l'Er:YAG pour des diamètres de 400 µm (a), 600 µm (b) et 800 µm (c).*

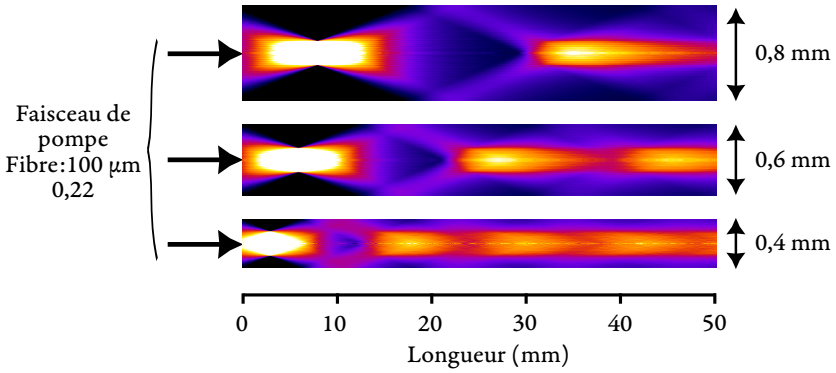



*FIG. 2.17 : Profils du faisceau de pompe (non absorbé) pour plusieurs diamètres de fibre cristalline. Le diamètre du spot de pompe est de 200 µm.*

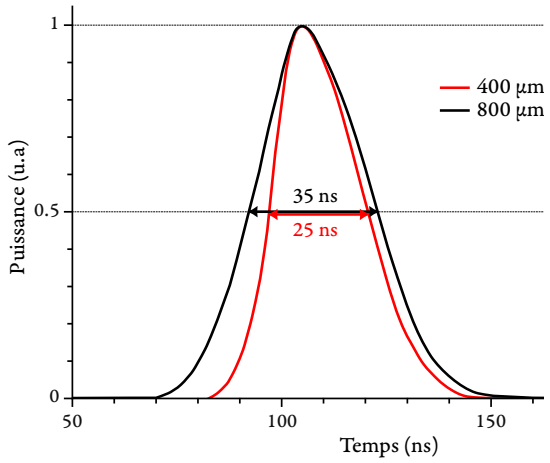



*FIG. 2.18 : Profils normalisés des impulsions à 1617 nm en sortie de cavité déclenchée activement, obtenus par la simulation numérique, pour des fibres cristallines de 800 µm (noir) et 400 µm (rouge) de diamètre, dopées 0,5% et de 3 cm de longueur. Les durée des impulsions sont respectivement de 35 ns et de 25 ns. La longueur optique de cavité de 75 mm (miroirs de cavité situés à 1 cm des faces d'une fibre cristalline de 3 cm de long).*

### 2.4.2 Effet de la température du cristal

En faisant varier la température de la monture $T_{monture}$, il est possible de simuler l'impact de la température extérieure sur les performances de l'émetteur sur la plage de fonctionnement prévue par le cahier des charges (-40° C/+60° C).

Les variations d'énergie par impulsion en sortie de cavité sont inférieures à 10% (fig. 2.19), notamment grâce à la faible variation des sections efficaces (fig. 2.14) sur cette plage de température.

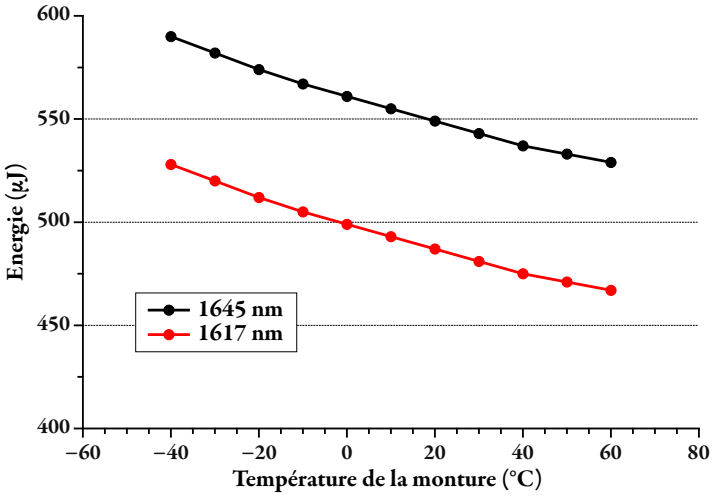



*Fig. 2.19 : Évolutions de l'énergie par impulsion, à une cadence de 1 kHz, en fonction de la température de la monture de la fibre cristalline, pour un cristal de 30 mm de long, 800 µm de diamètre, dopé 0,5%, dans les conditions énoncées en 2.4.1.*

### 2.4.3 Effet de la température de la diode de pompe

Un des inconvénients des diodes laser est le décalage de la longueur d'onde centrale du leur spectre d'émission avec le courant et la température.

Ces décalages sont particulièrement importants pour les diodes InP en comparaison avec ceux des diodes InGaAs, puisqu'il est de 2 nm/A contre 0,5 nm/A pour le décalage lié au courant, et de 0,7 nm/K contre 0,3 nm/K pour celui lié à la température.

La plage de température de fonctionnement prévue par le cahier des charges est large de 80 K, correspondant à un décalage de la longueur d'onde centrale du faisceau de pompe de 56 nm. Le spectre de la section efficace d'absorption de l'Er:YAG à 1470 nm étant composé de plusieurs pics, pour une largeur totale d'environ 40 nm, l'efficacité du laser, voire même sa capacité à émettre des impulsions lasers, dépend donc étroitement de la température extérieure.

Une émission laser n'est obtenue que pour une longueur de pompe comprise entre 1452 nm et 1488 nm (fig. 2.20) correspondant à une plage de température de 50 K, bien en dessous des

100 K requis. De plus, l'énergie des impulsions est presque divisée par deux lorsque la température est en dehors d'une plage centrale de 20 K de largeur.

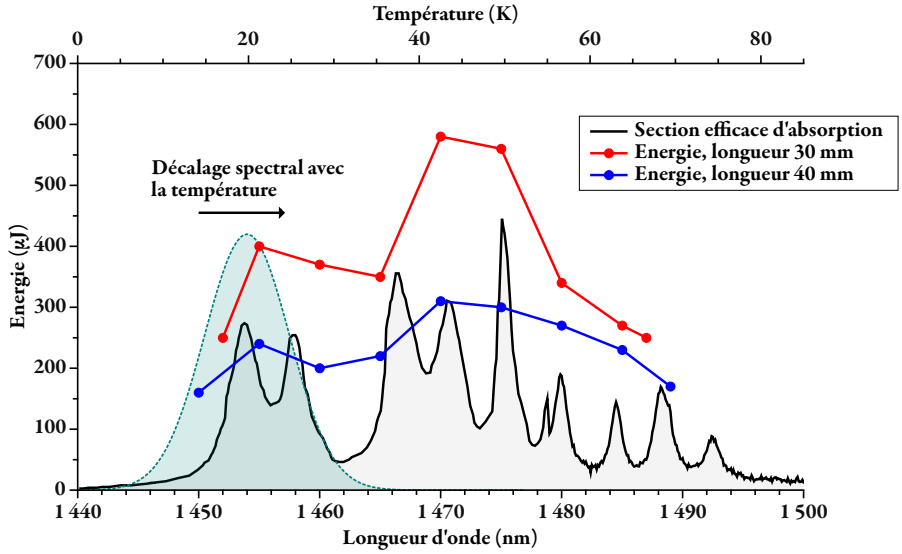



*FIG. 2.20 : Variation de l'énergie en fonction de la longueur d'onde du faisceau de pompe (axe inférieur) et de la température de la diode (axe supérieur), pour un cristal de 30 mm (rouge) et 40 mm (bleu) de longueur, 800 µm de diamètre, dopé 0,5%, dans les conditions énoncées en 2.4.1. La longueur d'onde centrale émise par la diode laser est arbitrairement fixée à 1440 nm à la température de 0° C. Sa largeur de spectre d'émission à mi-hauteur est de 8 nm. Un spectre d'émission à 20 °C est représenté en bleu.*

Augmenter la longueur du cristal de 30 mm à 40 nm ne permet malheureusement pas d'élargir la plage de température de fonctionnement. Cette approche est très efficace pour les milieux à gain quatre niveaux où le signal laser ne risque pas d'être absorbé si l'inversion de population n'est pas suffisante.

Ainsi, bien que la longueur d'onde de pompe ait été choisie à 1470 nm pour tirer parti de la largeur du spectre d'absorption de l'Er:YAG autour de cette longueur d'onde, il sera nécessaire de prévoir une régulation de température pour la diode laser pour répondre au cahier des charges du projet Minitélia.

### 2.4.4 Transmission initiale de l'absorbant saturable

Il n'existe qu'une seule publication autour du déclenchement passif d'une cavité utilisant un cristal d'Er:YAG [Stultz2005] (cf. 1.4). La source de pompe utilisée est un laser à fibre, bien plus brillant qu'une diode laser couplée dans une fibre optique. Dans ces conditions, il est difficile de déduire de cette publication la transmission initiale de l'absorbant saturable à utiliser dans notre cas pour obtenir une cadence de répétition autour de 1 kHz.

On utilise alors la capacité de la modélisation numérique à simuler une cavité déclenchée passivement pour obtenir un ordre de grandeur de la transmission initiale à utiliser, pour une

fibre cristalline de 800 µm de diamètre, 30 mm de long, dopée 0,5% et pompée par une diode laser émettant 14 W dans une fibre optique de diamètre 100 µm ouverte à 0,22. La longueur de la cavité est de 50 mm, et la réflectivité de son coupleur est de 80%.

Pour un tel cristal, la cadence de 1 kHz visée par le projet Minitélia est obtenue à l'aide d'une transmission initiale autour de 82% (fig. 2.21). Dans cette configuration, la durée des impulsions est d'environ 40 ns. En dessous d'une transmission de 70%, les pertes introduites sont trop importantes pour qu'une impulsion laser soit générée et amplifiée.

La valeur minimale de la cadence de répétition de la source laser (300 Hz dans le cas présent) en dessous de laquelle il n'est plus possible de déclencher passivement la cavité est liée au temps de vie effectif de l'erbium. Lorsque celui-ci diminue, le gain maximal dans le cristal d'Er:YAG est atteint plus rapidement, ce qui a pour effet d'augmenter la cadence minimale de déclenchement de la source. Il est donc important de bien évaluer et contrôler les phénomènes d'upconversion (cf. annexe A.5) pour assurer le déclenchement de la cavité autour de 1 kHz.

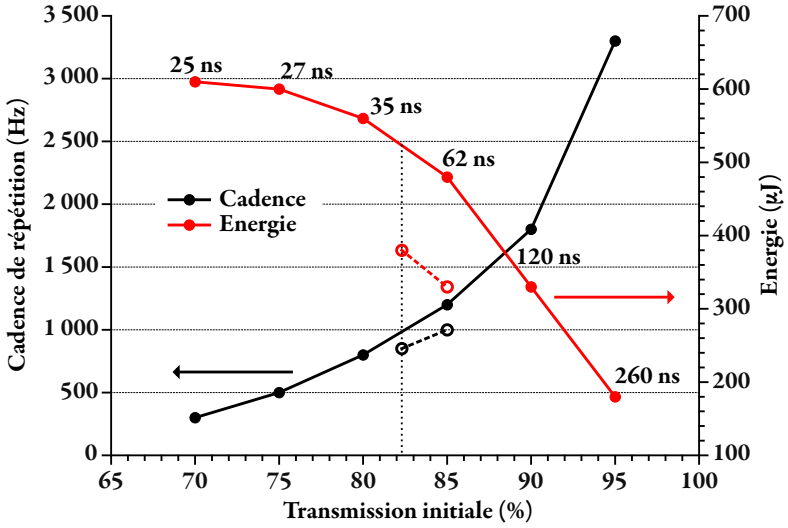



*Fig. 2.21 : Taux de répétition (noir), énergie (rouge) et durée des impulsions à 1617 nm en fonction de la transmission initiale d'un absorbant saturable « parfait » dont la transmission saturée est de 100% et le temps de vie de 6 µs (temps de vie du Cr:ZnSe). Fibre cristalline Er:YAG dopé 0,5%, de longueur 30 mm et de diamètre 800 µm. Les pertes passives de la cavité sont de 2% (pleins) et de 5% (pointillés).*

## 2.4.5 Influence des pertes passives

En estimant des pertes passives totales de 5% (au lieu de 2%) sur un aller-retour de cavité, l'énergie des impulsions et la cadence décroissent respectivement à 380 µJ et 850 Hz (fig. 2.21). En augmentant la transmission initiale de l'absorbant saturable de manière à remonter le taux de répétition à 1 kHz, l'énergie des impulsions diminue jusqu'à 330 µJ. Il sera

donc nécessaire de porter une attention expérimentale particulière sur les pertes présentes dans la cavité pour obtenir l'énergie requise par Minitélia.

## 2.5 Conclusion sur le dimensionnement des fibres cristallines et des absorbants saturables

En résumé, pour un faisceau de pompe d'une puissance de 14 W à 1470 nm et d'une largeur spectrale de 8 nm, issu d'une diode laser couplée dans une fibre optique de 100 µm de diamètre ouverte à 0,22, les meilleures performances en régime déclenché activement sont prévues pour un cristal dopé 0,5%, d'une longueur de 3 cm et d'un diamètre de 800 µm. Le rayon du signal laser au waist doit être de 200 µm et la réflectivité du coupleur de 80%.

Dans ces conditions, la transmission initiale de l'absorbant saturable doit être de 85% pour déclencher passivement la cavité autour de 1 kHz. Des impulsions d'énergie légèrement supérieure à 500 µJ seraient alors obtenues, et ce pour des conditions optimales (2% de pertes passives, contrôle de la température de la diode et du cristal, etc.).

Les durées des impulsion en régime de déclenchement passif sont similaires à celles des impulsions issues du régime actif : supérieures à 25 ns (fig. 2.18). Cette valeur est malheureusement très au dessus de l'objectif visé de 10 ns, et ne peut être diminuée qu'en augmentant le gain et les pertes de la cavité, ce qui n'est possible qu'à l'aide d'une puissance de pompe supérieure à 14 W.

L'intégralité du cahier des charges pourrait être rempli en accroissant la puissance de pompe jusqu'à 35 W. On peut alors utiliser un coupleur plus transparent (R=70%) et un absorbant saturable plus opaque (80% de transmission initiale). Dans ces conditions, où le gain et les pertes sont plus importantes, la durée des impulsions chuterait jusqu'à 13 ns (pour une longueur de cavité identique à celle des études précédente : 50 mm). Leur énergie et leur taux de répétition seraient respectivement de 550 µJ et de 1100 Hz (fig. 2.22).

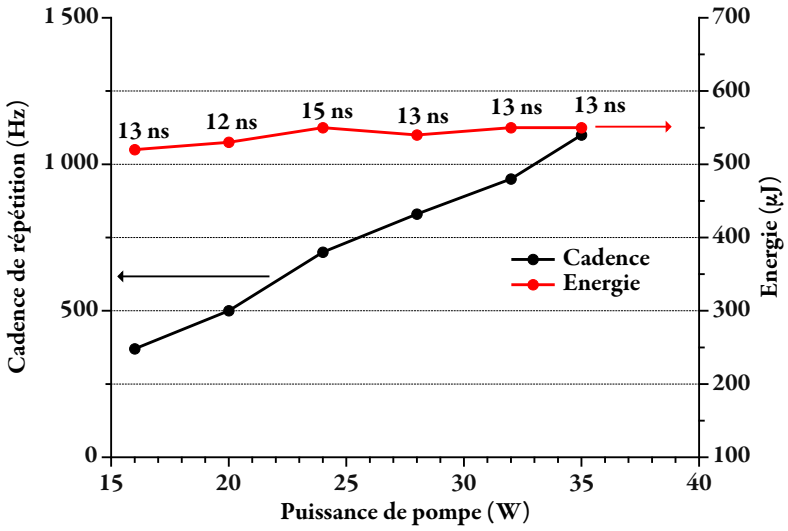



*FIG. 2.22 : Taux de répétition (noir), énergie (rouge) et durée des impulsions à 1617 nm en fonction de la puissance de pompe incidence, pour un coupleur de 70% de réflectivité, et une transmission saturable de l'absorbant saturable de 80%. Fibre cristalline Er:YAG dopée 0,5%, de longueur 30 mm et de diamètre 800 µm. La distance entre les deux miroirs de la cavité est de 50 mm.*

## 2.6 Conclusion de l'étude théorique

LES simulations numériques disponibles au Laboratoire Charles Fabry ou disponibles commercialement ne couvrent pas le cas particulier du déclenchement passif d'une source laser trois-niveaux. Une telle simulation numérique a été mise en place spécialement pour le projet Minitélia. Celle-ci a été présentée, décrite puis validée.

Son rôle est double. D'une part il s'agit de s'assurer que les spécifications techniques du projet peuvent être atteintes (cf. 1.5.3). D'autre part, elle permet une première évaluation des différents paramètres de la source pour l'obtention de ces performances.

À partir d'une fibre cristalline dopé à l'erbium 0,5% d'une longueur de 30 mm et d'un diamètre de 800 µm, ainsi que d'une diode laser à 1470 nm délivrant 14 W dans une fibre optique de 100 µm de diamètre ouverte à 0,22, il est a priori possible d'obtenir des impulsions à 1617 nm dont l'énergie dépasse tout juste 500 µJ, et ce à une cadence de 1 kHz. Cependant, la durée théorique des impulsions calculée par la simulation est d'environ 30 ns, loin des 10 ns visées par le projet Minitélia.

Le chapitre suivant décrit les réalisations expérimentales d'une source répondant au cahier des charges, et compare les résultats obtenus avec les résultats théoriques issus de la simulation.

# Chapitre 3

# Réalisations expérimentales de sources lasers déclenchées passivement à fibres cristallines dopées Erbium

L'etude théorique menée précédemment indique qu'il est théoriquement possible de réaliser une source laser répondant aux ambitions du projet Minitélia, à l'exception de la durée des impulsions. La simulation numérique a fourni quelques pistes de dimensionnement et d'approches techniques. Elle a aussi montré que l'énergie des impulsions atteindra tout juste celle fixé par le cahier des charges.

Ce chapitre est consacrée la réalisation expérimentale et à l'optimisation d'une source laser utilisant un cristal Er:YAG directement pompé par diode et déclenché passivement. Il présente, dans un premier temps, les tests de différentes fibres cristallines et justifie le choix de l'absorbant saturable pour ce projet. Il décrit et compare les sources qui ont été conçues au laboratoire. Enfin, il montre une piste que nous avons suivit pour améliorer les caractéristiques de la source.

## 3.1 Optimisation expérimentale du milieu à gain optimal

Avant de plonger directement dans la conception de la cavité déclenchée, il est tout d'abord nécessaire d'établir expérimentalement les paramètres optimaux du milieu à gain à l'aide d'une cavité simple fonctionnant en régime continu. On pourra ainsi confirmer le dimensionnement proposé par la simulation, et établir un premier lot de performances avec les cristaux Er:YAG fournis par Fibercryst.

La diode de pompe est couplée dans une fibre optique de diamètre 100 µm ouverte à 0,22, et émet une puissance de 14 W à 1470 nm (fig. 3.1). La distance focale de la lentille L1 est de 40 mm, celle de la lentille L2 est de 40 mm ou de 80 mm en fonction du diamètre du spot de pompe souhaité. La cavité est simplement composée de deux miroirs concaves de rayon de courbure de 100 mm : un miroir dichroïque et un miroir de sortie. Les réflectivités de ce miroir

partiellement réfléchissant sont de 90% et 80%. Pour d'autres valeurs, les puissances maximales atteintes par le laser sont faibles et ne permettent pas de comparer nettement les différentes fibres cristallines.

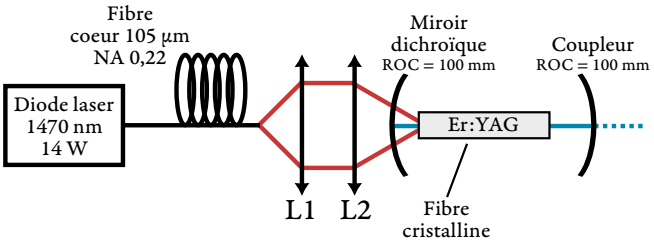



*FIG. 3.1 : Représentation schématique du banc de test des fibres cristallines.*

### 3.1.1 Influence de la longueur et du dopage des fibres cristallines

ON compare tout d'abord les puissances maximales atteintes en régime continu pour des fibres cristallines de diamètre 800 µm pour plusieurs longueurs et dopages (fig. 3.2).

Même si ces résultats ne permettent pas de prédire directement le meilleur dimensionnement du cristal pour le régime déclenché, elles donnent une idée des performances relatives en donnant un majorant de la puissance moyenne que pourrait émettre le laser en régime déclenché. La longueur d'onde d'émission utilisée pour cette comparaison est 1645 nm. Ces majorants seront inférieurs à 1617 nm (fig. 2.19).

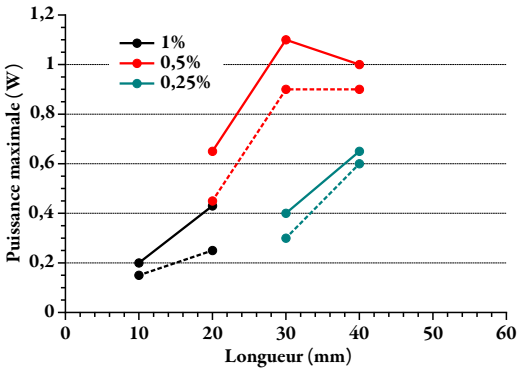



*FIG. 3.2 : Puissances maximales atteintes expérimentalement en régime continu en fonction de la longueur de la fibre cristalline (diamètre 800 µm), pour différents dopages (couleurs) et différents coupleurs de sortie (R=90% en pointillés et R=80% en traits pleins). La longueur d'onde d'émission est de 1645 nm dans toutes les configurations testées.*

Ainsi, les fibres cristallines dopées 1% ne pourront pas produire des impulsions avec une puissance moyenne de 500 mW (la puissance moyenne fixée par le cahier des charges) en régime

déclenché. Seule quelques unes en sont capables : les fibres cristallines dopées 0,5% de 30 mm et 40 mm de longueur, et celles dopées 0,25% de 40 mm de long.

À priori, les performances en régime déclenché des cristaux dopés 0,5% seront meilleures dans la mesure où la puissance maximale obtenue avec ce taux de dopage est deux fois plus élevées par rapport au dopage de 0,25%.

De plus, et toujours dans un soucis de compacité et de réduction de la durée des impulsions, les cristaux plus courts sont privilégiés (30 mm).

Les fibres cristallines dopées 0,5% et de longueur 30 mm sont donc celles retenues pour la suite du projet. C'est aussi la configuration optimale suggérée par nos simulations numériques (fig. 2.16).

### 3.1.2 Influence du diamètre des fibres cristallines

Lorsque le diamètre de la fibre cristalline diminue, les simulations numériques prévoient une légère augmentation de l'énergie par impulsion en régime déclenchée (fig. 2.16) ainsi qu'une diminution de la durée des impulsions (fig. 2.18). Nous avons donc élaboré des fibres cristallines de 400 µm de diamètre pour tester expérimentalement cette voie.

On compare alors les courbes d'efficacité pour des fibres cristallines de 800 µm et 400 µm de diamètre (fig. 3.3). Pour ces dernières, l'effet laser a été expérimentalement très difficile à obtenir. Leur efficacité sont très faibles par rapport aux fibres de 800 µm de diamètre. Cette observation va à l'encontre de la simulation numérique et de résultats antérieurs [Martial2011] où la réduction du diamètre permettait d'augmenter les performances de la source laser. De plus, le profil transmis par une fibre cristalline de 400 µm d'un faisceau gaussien limité par la diffraction est dégradé (fig. 3.4 (b)).

Il existe une certaine dispersion dans les performances atteintes par les cristaux d'Er:YAG. En effet, la synthèse de ces cristaux n'a pas été autant optimisée que celle des cristaux dopés aux ions ytterbium ou néodyme, dont les performances présentent beaucoup moins de dispersion. Toutefois, cette dispersion est relativement faible par rapport aux premiers cristaux utilisés par [Martial2011].

Ceci laisse penser que cette chute pour les fibres de 400 µm provient d'un mauvais alignement ou d'une mauvaise qualité cristalline : d'une part, il est difficile d'aligner le faisceau dans un tel cristal et de s'assurer que son diamètre le long du cristal reste inférieure à 200 µm (sa longueur de Rayleigh est d'environ 70 mm) pour éviter les pertes par diffraction [Didierjean2007]. D'autre part, c'est la première fois que des fibres cristallines de diamètre aussi fin sont synthétisées. Il est donc possible que leur qualité ne soit pas parfaite, ou bien qu'elles soient fléchies dans leur monture en cuivre, ajoutant des pertes passives dans la cavité. Pour les fibres cristallines de diamètre 400 µm (resp. 800 µm), les pertes passives sont estimées, en mesurant leur taux de transmission d'un faisceau gaussien à 900 nm, à 15% (resp. 1%).

En conclusion, puisque la puissance maximale obtenue en régime continu avec des fibres cristallines de diamètre 400 µm n'est que de 200 mW, elles ne peuvent pas permettre d'atteindre la puissance minimale de 500 mW moyen en régime déclenché requise par le cahier des charges.

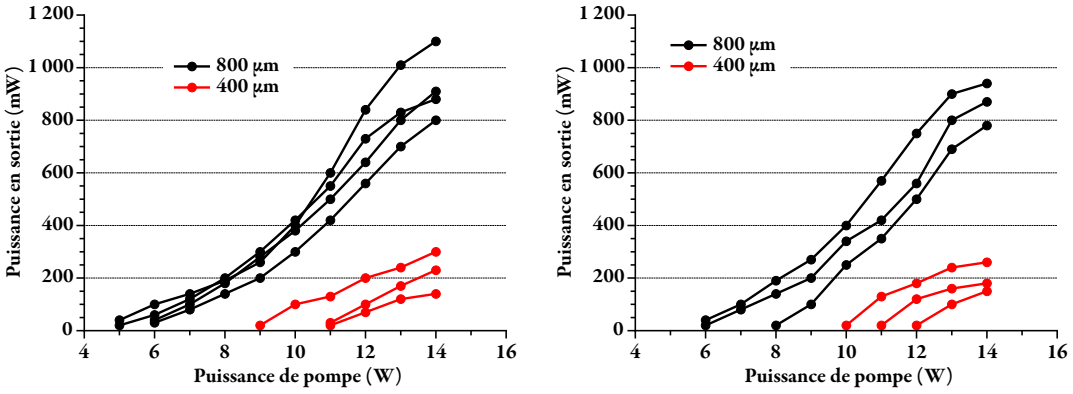



*Fig. 3.3 : Courbes d'efficacité pour plusieurs échantillons de fibres cristallines dopées 0,5%, de diamètres 800 µm (noir) et 400 µm (rouge). La longueur des fibres cristallines est de 30 mm (a) et de 40 mm (b). Les diamètres des faisceaux de pompe et de signal est de 200 µm. La réflectivité du coupleur de sortie est de 80%.*




*Fig. 3.4 : Profils transmis par une fibre cristalline de diamètre 800 µm (a) et 400 µm (b) d'un faisceau gaussien à 900 nm. La longueur des fibres cristallines est de 30 mm.*

En conclusion, Elles ne seront plus utilisées dans la suite de ces travaux. Elles gardent malgré tout un certain intérêt et méritent des recherches plus approfondies pour améliorer leur qualité et leur processus de fabrication.

## 3.2 Choix de l'absorbant saturable

Un absorbant saturable est un composant optique dont la transmission dépend de l'intensité qui le traverse. Il en existe de différents types : miroir à semi-conducteurs (SESAM), films minces de graphène, ou bien cristaux dopés.

Le premier critère de sélection d'un absorbant saturable est que sa modulation de pertes doit s'effectuer à la longueur d'onde d'émission du laser. Ainsi, le cristal de YAG dopé au chrome,

très utilisé pour déclencher les lasers autour de 1,0 µm, ne peut pas moduler les pertes d'un laser muni d'un cristal d'Er:YAG émettant à 1,6 µm. Il en va de même pour le cristal $Co^{2+}$:$MgAl_2O_4$, très utilisé autour de 1,5 µm.

Cette partie présente quelques absorbants saturables possibles pour le déclenchement d'une source laser solide Er:YAG, et justifie le matériau choisi pour le projet Minitélia. Les SESAM et les films de graphène ne sont pas abordés. En effet, leur seuil de dommage optique, respectivement 0,21 J/cm$^2$ [Saraceno2012] et 0,014 J/cm$^2$ [Currie2011] est trop faible par rapport aux densités d'énergie prévues dans la cavité (1-2 J/cm$^2$).

### 3.2.1 Absorbants saturables pour un déclenchement à 1,6 µm

PLUSIEURS paramètres permettent de choisir un absorbant saturable pour le déclenchement passif d'une source laser. Tout d'abord, le temps de vie du niveau excité $\tau = 1/A$ fixe le taux de répétition maximal. Par exemple, s'il est de 200 µs (temps de vie du niveau excité du Co:ZnS), alors la cadence du laser ne peut pas dépasser environ 2,5 kHz (l'inverse de deux fois le temps de vie). En effet, il faut attendre que l'absorbant saturable soit totalement revenu dans son état fondamental pour qu'il puisse déclencher à nouveau proprement la source laser.

À l'inverse, si ce temps de vie est trop court, alors les ions de l'absorbant saturable commencent à revenir vers leur état fondamental alors que l'impulsion est toujours à l'intérieur de la cavité. Autrement dit, l'absorbant saturable n'est pas totalement saturé et impose des pertes supplémentaires, réduisant alors l'énergie des impulsions générées.

Plutôt que de comparer directement le temps de vie avec la durée des impulsions que l'on cherche à obtenir, il convient de comparer l'intensité du faisceau laser incident sur l'absorbant saturable avec son intensité de saturation $I_{sat}$ :

$$I_{sat} = \frac{h\nu}{\tau \sigma_{gsa}} \tag{3.1}$$

Avec $h$ la constante de Planck, $\nu = c/\lambda$ la fréquence optique du signal laser, $\tau$ le temps de vie du niveau excité de l'absorbant saturable et $\sigma_{gsa}$ sa section efficace d'absorption à l'état fondamental.

La simulation numérique prévoit des impulsions d'une énergie $E$ de 500 µJ et d'une durée $\Delta t$ de 30 ns. En cavité linéaire pour un faisceau multimode longitudinal (pas d'effet de surintensité liée aux interférences), et avec un coupleur de réflectivité $R$, l'intensité crête intra-cavité s'écrit :

$$I_{\text{crête intra}} = \frac{E}{\Delta t} \frac{(1+R)}{(1-R)} \frac{1}{S} \tag{3.2}$$

Cette puissance correspond à des intensités entre 20 MW/cm$^2$ et 70 MW/cm$^2$ pour un coupleur de réfléctivité R de 80%, et pour des faisceaux incidents sur l'absorbant saturable ayant un diamètre compris entre 500 µm et 800 µm (en fonction de la distance au waist).

L'absorption $\alpha$ (en $cm^{-1}$) d'un absorbant saturable s'écrit sous la forme suivante, en notant $\alpha_0$ l'absorption en régime non saturé :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_{sat}} \tag{3.3}$$

Si l'intensité incidente est égale à l'intensité de saturation, alors l'absorbant saturable n'est pas tout à fait saturé. Il faut prévoir une intensité incidente supérieur d'un ordre de grandeur pour obtenir un absorbant saturable totalement transparent. Des cristaux de Co:YSGG et Co:LGO, d'intensités de saturation respectives de 180 $MW/cm^2$ et 100 $MW/cm^2$, ne peuvent donc pas être utilisés dans le cadre du projet Minitélia.

Il en va de même pour les cristaux dopés aux ions uranium. Leur intensité de saturation de 50 $MW/cm^2$ reste trop proche des intensités intra-cavité prévues, surtout si les performances en énergie et en durée d'impulsion ne sont pas atteintes. De plus, ces cristaux risquent d'être compliqués à approvisionner en raison de la surveillance importante autour du commerce de l'uranium.

Ainsi, les seuls cristaux possibles pour le déclenchement à 1,6 µm sont les cristaux de sulfure et de sélénium de zinc (ZnS et ZnSe) dopés au chrome ou au cobalt (tab. 3.1).

Le choix entre ces quatres cristaux est avant tout stratégique. En effet, le projet Minitélia vise à développer une source laser pour des applications militaires. Les différentes composants du laser ne doivent pas être soumises (ou pouvoir être soumises) à des régulations ou contrôles d'exportation (notamment ITAR[1]). Ainsi, des fournisseurs comme IPG Photonics ou Northrop Grumman sont écartés. De plus, l'approvisionnement doit être stable et pérenne, excluant alors les commandes hors catalogue.

Ces impératifs nous ont orienté vers les cristaux de Cr:ZnSe produits par la société Altechna. C'est donc ce cristal qui a été choisi pour le déclenchement passif. Cependant, cette solution par défaut pose quelques problèmes quant à l'origine géographique des cristaux.

[1]International Traffic in Arms Regulations

| Absorbant saturable | $\sigma_{gsa}$ (cm$^2$) | Temps de vie $\tau$ | $I_{sat}$ (MW/cm$^2$) | Seuil de Dommage (J/cm$^2$) |
|---|---|---|---|---|
| $Co^{2+}$:YSGG | $5,2 \cdot 10^{-20}$ | 10 ns | 180 | > 8 |
| $Co^{2+}$:LGO | $2,5 \cdot 10^{-19}$ | 130 ns | > 100 | > 4 |
| $U^{2+}$:$Caf_2$ | $0,5 \cdot 10^{-19}$ | > 50 ns | 50 | > 4 |
| $U^{2+}$:$Baf_2$ | $0,5 \cdot 10^{-19}$ | > 50 ns | 50 | 2 |
| $U^{2+}$:$Sraf_2$ | $0,5 \cdot 10^{-19}$ | > 50 ns | 50 | > 4 |
| $Co^{2+}$:ZnSe | $0,8 \cdot 10^{-18}$ | 290 µs | 0,015 | 2 |
| $Co^{2+}$:ZnS | $0,8 \cdot 10^{-18}$ | 200 µs | 0,015 | 2 |
| $Cr^{2+}$:ZnSe | $0,5 \cdot 10^{-18}$ | 6 µs | 0,014 | 2 |
| $Cr^{2+}$:ZnS | $0,7 \cdot 10^{-18}$ | 5 µs | 0,02 | 2 |

*Tab. 3.1 : Liste des absorbant saturables pour le déclenchement passif à 1,6 µm utilisables dans le cadre du projet Minitélia [Camargo1995, Denisov2000, Jiang1995, Page1997, Podlipensky1999, Stultz1995]. La section efficace d'absorption $\sigma_{gsa}$ est donnée à 1550 nm, à l'exception des cristaux ZnS et ZnSe pour lesquels $\sigma_{gsa}$ est donnée à 1645 nm.*

## 3.2.2 Le cristal de Cr:ZnSe

### 3.2.2.1 Propriétés

Le séléniure de zinc ZnSe est un cristal semi-conducteur intrinsèque présentant un gap direct d'une valeur de 2,67 eV à température ambiante [Vivet2008]. Ses utilisations sont multiples : photodétecteur dans le bleu et dans l'ultra-violet, miroirs diélectriques (sur une large bande passante de 0,5 µm jusqu'à 21 µm), ou encore en tant que diode laser dans le bleu.

Les ions chrome dopant le ZnSe présentent une structure électronique où la transition ${}^5T_2 \leftrightarrow {}^5E$ (fig. 3.5) permet d'utiliser ce cristal en tant qu'absorbant saturable entre 1,5 µm et 2 µm (cf. 3.6). Cependant, l'absorption d'un photon par un ion déjà excité[2] peut subvenir et limiter la saturation du cristal. Cette absorption est heureusement faible dans le cas d'un dopage aux ions chrome [Kisel2005].

Les différentes désexcitations qui prennent place dans le multiplet ${}^5E$ permettent d'obtenir un gain laser sur une large gamme de longueur d'onde entre 2 µm et 3 µm (fig. 3.6). Cette large section efficace d'émission du Cr:ZnSe fait de ce cristal un bon candidat pour concevoir des sources accordables dans l'infrarouge [Page1997, Wagner1999].

Une telle largeur spectrale d'émission est également utile pour concevoir des oscillateurs

[2] Absorption à l'état excité, noté ESA pour Excited State Absorption

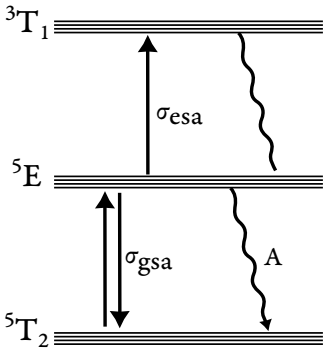



*FIG. 3.5 : Représentation schématique des niveaux d'énergie du chrome dans une matrice de ZnSe. La transition $^5T_2 \leftrightarrow {}^5E$ est responsable de l'architecture deux niveaux du cristal, permettant son utilisation en tant qu'absorbant saturable.*

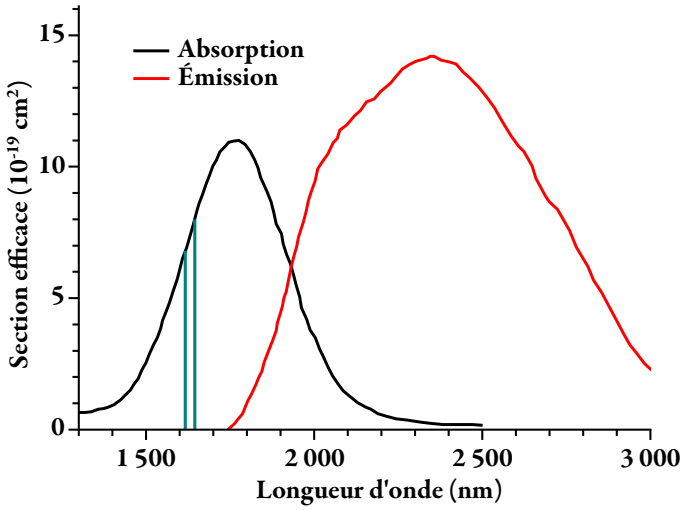



*FIG. 3.6 : Sections efficaces d'absorption (noir) et d'émission (rouge) du Cr:ZnSe en fonction de la longueur d'onde [Dai2013, Renz2013]. Les raies d'émission de l'Er:YAG à 1645 nm et 1617 nm sont représentées en bleu.*

verrouillés en phase[3] [Cizmeciyan2009]. Enfin, en tant qu'amplificateur, le Cr:ZnSe peut générer 1 GW de puissance crête à l'aide d'une architecture d'amplificateur régénératif [Moulton2011] et jusqu'à 52 mJ par impulsion à l'aide de trois étages d'amplification [Yumoto2013].

#### 3.2.2.2 Utilisation comme absorbant saturable

GRÂCE à sa très large section efficace d'absorption, entre 1,5 µm et 2 µm (fig. 3.6), le cristal de Cr:ZnSe est un absorbant saturable polyvalent. En effet, il est utilisé pour déclencher

[3] Mode-lock

passivement des lasers à fibre dopé erbium à 1532 nm [Philippov2004], des lasers solides à cristaux dopés erbium à 1645 nm et à 1617 nm [Stultz2005, Terekhov2014], à verre dopé erbium à 1540 nm [Podlipensky1999], ou à cristaux dopés holmium ou thulium au délà de 1,8 µm [Oreshkov2014, Sahu2004, Terekhov2010].

À l'exception de nos travaux, les plus fortes énergies obtenues à l'aide d'un milieu à gain Er:YAG et d'un absorbant saturable Cr:ZnSe sont 350 µJ [Terekhov2014] et 280 µJ [Moskalev2008], respectivement obtenues à une cadence de 5,2 kHz et 7,1 kHz, avec des durées mesurées de 96 ns et 65 ns. Dans les deux cas, le faisceau de pompe provient d'un laser à fibre dopée erbium délivrant une puissance de 16 W à 1532 nm.

## 3.3 Résultats en déclenchement passif

Les travaux présentés dans cette partie représentent les premières réalisations expérimentales publiées d'un laser solide Er:YAG directement pompé par diode laser et déclenché passivement. En plus de cette nouveauté, ces travaux cherchent à dépasser l'état de l'art obtenu avec des lasers à fibre en tant que source de pompe.

Après avoir présenté deux sources laser déclenchées passivement, cette partie compare leurs performances avec les résultats théoriques issus de la simulation numérique, ainsi qu'avec le déclenchement actif.

### 3.3.1 Pompage par une diode laser de 14 W à 1470 nm

Les montages expérimentaux présentés dans cette partie tentent de se rapprocher au mieux de l'architecture technique retenue (cf. 1.5.3) pour le projet Minitélia. En particulier, les cavités sont linéaires, et la diode laser de pompe émet une puissance de pompe de 14 W dont le spectre, large de 8 nm, est centré à 1470 nm. Ainsi, ces sources laser répondent aux exigences de consommation et de compacité du projet Minitélia.

#### 3.3.1.1 Cavité « longue »

Un premier laser, de 140 mm de longueur de cavité, est tout d'abord réalisé. Cette source représente la première tentative, dans des conditions expérimentales simples, pour générer des impulsions à 1617 nm à l'aide d'un pompage direct par diode laser et d'un absorbant saturable.

La longueur de sa cavité permet d'ajuster plus facilement la taille et l'alignement du faisceau signal. Cette configuration permet entre autre d'y insérer des absorbants saturables de différentes transmissions initiales. Cependant, elle ne permet pas de générer des impulsions suffisamment courtes.

Les caractéristiques du cristal d'Er:YAG sont celles qui ont été décidées auparavant : 30 mm de long, 800 µm de diamètre, dopé 0,5% (fig. 3.7). Il est refroidi à l'aide d'un circuit d'eau à 12 °C. La diode laser de pompe émet 14 W de pompe, avec un spectre large de 8 nm centré à

1470 nm. Celui-ci n'est ni affiné ni fixé à une longueur d'onde à l'aide d'un VBG[4]. Il est libre de se décaler avec la température de la diode laser. La fibre optique de transport possède un cœur de 100 µm de diamètre, et une ouverture numérique de 0,22. Le faisceau issu de la fibre est collimaté puis focalisé dans le cristal à l'aide des lentilles L1 et L2, de focale respective 50 mm et 100 mm. Le diamètre du spot du faisceau de pompe est alors de 200 µm.

Le rayon de courbure du miroir dichroïque est de 50 mm, et celui du coupleur est de 100 mm. La distance entre les deux miroirs est fixée à 140 mm. Ainsi, le diamètre au waist du faisceau laser est d'environ de 200 µm, situé au centre de la fibre cristalline.

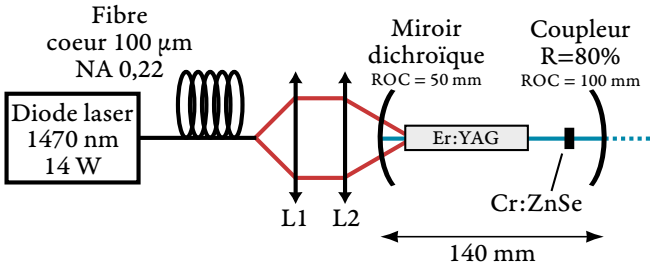



*FIG. 3.7 : Représentation schématique de la source laser à cavité longue, pompée à 1470 nm et déclenché passivement.*

Avant d'introduire les absorbants saturables, l'efficacité de la source laser pour plusieurs réflectivités du coupleur de sortie est mesurée en régime continu (fig. 3.8). La forme particulière des courbes provient du décalage spectral de la diode laser avec la température. Aucun élément optique à sélectivité spectrale est présent dans la cavité. Sa longueur d'onde d'émission dans ce régime est de 1645 nm.

Bien que seul le coupleur R=90% permette de dépasser une puissance de 600 mW en sortie, le coupleur R=80% (qui permet tout de même d'obtenir une puissance de 575 mW) est retenu pour la suite. Deux raisons expliquent ce choix :

- Lorsque la transparence d'un coupleur augmente, la puissance dans la cavité diminue. Le risque de dépasser le seuil de dommage optique des composants de la cavité (en particulier du Cr:ZnSe) est alors diminué.

- L'augmentation des pertes de la cavité (c'est à dire de la transparence du coupleur, entre autre) a pour conséquence de raidir le front descendant de l'impulsion, et dont d'en réduire la durée.

Quatre absorbants saturables de transmission initiales de 95%, 90%, 85% et 80% ont été introduits dans la cavité, quelques millimètres avant le coupleur. Le diamètre du faisceau laser y est d'environ 800 µm. À pleine puissance de pompe, l'énergie évolue de 50 µJ jusqu'à 150 µJ avec l'opacité du cristal de Cr:ZnSe (fig. 3.9). Dans le même temps, la cadence diminue de 5800 Hz

[4]Réseau volumique de Bragg, Volume Bragg Grating en anglais.

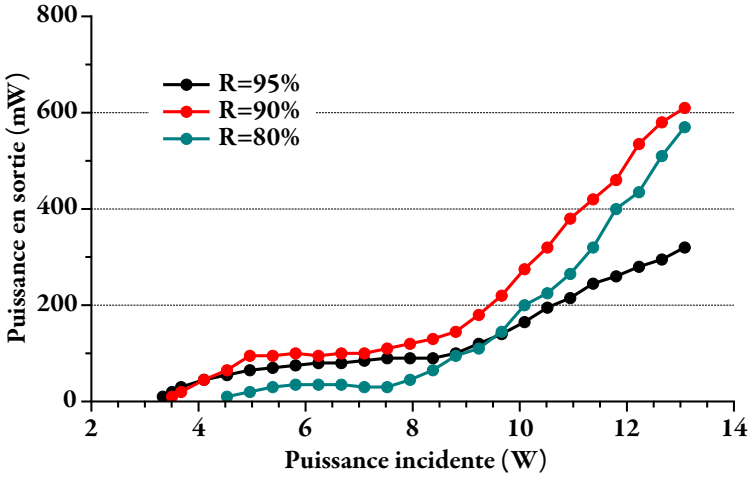



*FIG. 3.8 : Puissance à 1645 nm en régime continu en fonction de la puissance de pompe incidente pour plusieurs réflectivités du coupleur de sortie.*

jusqu'à 440 Hz. La figure 3.10 présente le profil spatial des impulsions. Le facteur de qualité du faisceau est de 1,5.

Ces résultats sont en dessous de ce que la simulation numérique avait prédit, et donc des performances visées par le projet Minitélia.

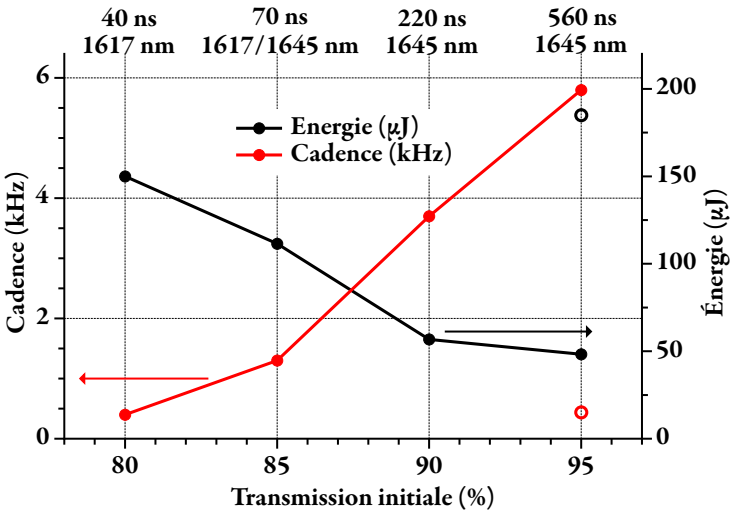



*FIG. 3.9 : Cadence (rouge) et énergie (noir) en fonction de la transmission initiale de l'absorbant saturable, pour une puissance de 14 W de pompe à 1470 nm. La durée des impulsions et leur longueur d'onde sont indiquées pour chacune des transmissions initiales. Les points vides correspondent aux résultats issus de la cavité « courte ».*

On observe un basculement de la longueur d'onde d'émission de 1645 nm à 1617 nm

lorsque l'absorbant saturable est suffisamment opaque (fig. 3.11). Une émission bi-fréquence est aussi observée dans le cas où la transmission initiale du Cr:ZnSe est de 85%. Cet effet a déjà été observé [Stultz2005] et s'explique par l'insertion de pertes dans la cavité. En effet, comme indiqué précédemment, si le seuil laser est atteint pour un paramètre d'inversion supérieur à 0,33, alors (fig. 2.3) alors l'émission aura lieu à 1617 nm.

De plus, la section efficace d'absorption du Cr:ZnSe croît entre 1617 nm et 1645 nm (fig. 3.6). Les pertes introduites à cette dernière longueur d'onde sont alors plus importantes. Ainsi, le cristal de Cr:ZnSe apporte une certaine sélectivité spectrale, qui fait basculer la longueur d'onde d'émission.

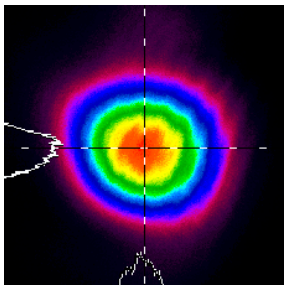


*FIG. 3.10 : Profil spatial des impulsions en sortie de la cavité.*

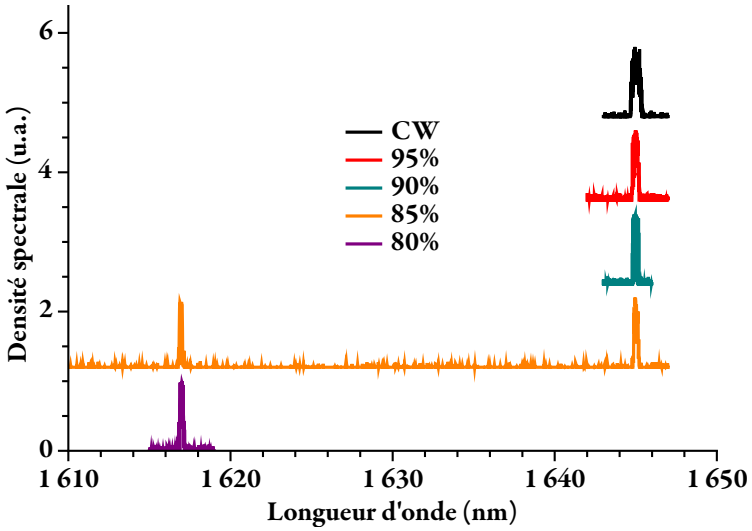



*FIG. 3.11 : Spectres d'émission de la source laser à cavité longue en fonction de la transmission initiale de l'absorbant saturable.*

La durée des impulsions diminue de 560 ns jusqu'à 40 ns selon la transmission de l'absorbant saturable (fig. 3.12). Ces durées sont trop longues mais coïncident avec les durées prévues par la simulation.

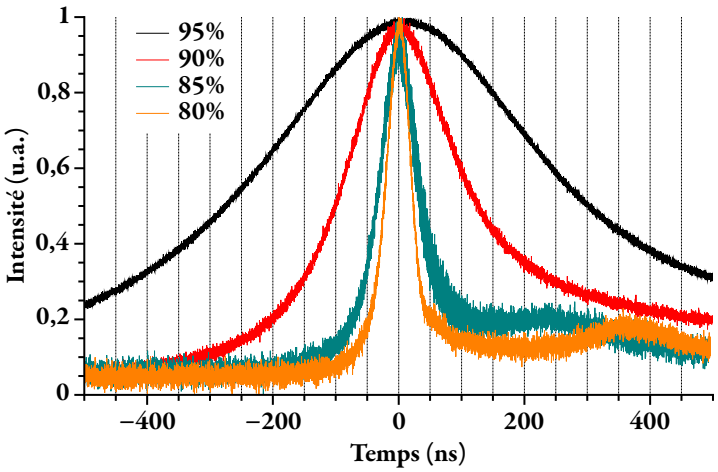



*FIG. 3.12 : Profils temporels des impulsions en sortie de la cavité déclenchée passivement et pompée à 1470 nm. La traîne derrière l'impulsion est issue d'un défaut présent dans la photodiode (cette traîne n'est plus visible lors de l'utilisation d'une photodiode plus récente).*

### 3.3.1.2 Cavité « courte »

POUR tenter de réduire la durée des impulsions jusqu'à la dizaine de nanosecondes, la cavité a été raccourcie. La distance entre ses deux miroirs est alors de 46 mm et le rayon de courbure du miroir dichroïque est fixé à 100 mm (fig. 3.13). Dans cette configuration, le diamètre du faisceau signal au waist augmente par rapport à la cavité précédente pour atteindre 290 µm. Malheureusement, cela se traduit par une chute du gain du cristal. Il n'a pas été possible de réduire ce diamètre avec les miroirs disponibles au laboratoire.

La focale de la lentille L2 est fixée à 150 mm de manière à adapter le diamètre de spot du faisceau de pompe avec celui du laser. Il est alors de 300 µm, au lieu de 200 µm pour la cavité longue.

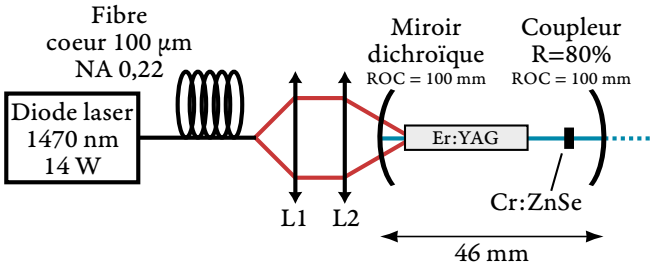



*FIG. 3.13 : Représentation schématique de la source laser à cavité courte, pompée à 1470 nm et déclenché passivement.*

Comme prévu, l'augmentation de la taille des faisceaux a pour conséquence de repousser le

seuil d'oscillation laser (fig. 3.14). Celui-ci se situe maintenant entre 5 et 8 W en fonction de la réflectivité du coupleur, alors qu'il se trouvait autour de 4 W pour la cavité longue.

La puissance maximale atteinte est de 800 mW au lieu de 600 mW. Elle est atteinte à l'aide d'un coupleur de 80% de réflectivité.

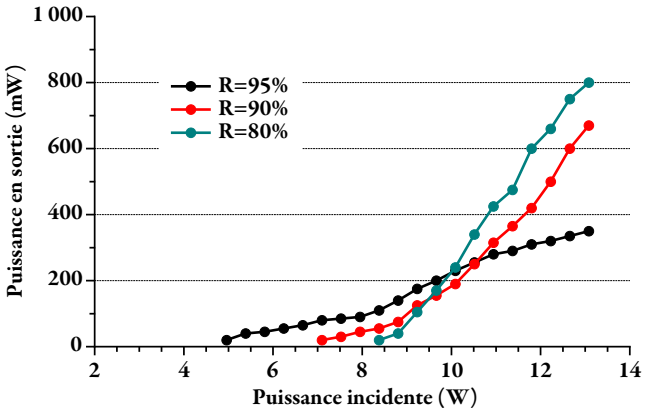



*FIG. 3.14 : Puissance à 1645 nm en régime continu en fonction de la puissance de pompe incidente pour plusieurs réflectivités du coupleur de sortie.*

Seul l'absorbant saturable le plus transparent (95% de transmission initiale) a permis de générer des impulsions. En effet, le gain du cristal étant plus faible que dans la cavité précédente, les autres cristaux de Cr:ZnSe introduisent trop de pertes pour que le seuil d'oscillation laser de la cavité soit atteint.

Des impulsions de 182 µJ ont été mesurées, avec un taux de répétition de 440 Hz (fig. 3.9). Malgré la relative transparence de l'absorbant saturable utilisé, le basculement de la longueur d'onde d'émission vers 1617 nm est bien observé (fig. 3.15). Le facteur de qualité du faisceau en sortie est de 1,6.

Cette énergie est supérieure à ce qui a été obtenue avec la cavité longue (150 µJ), mais elle est encore loin des 500 µJ par impulsion fixés par le cahier des charges.

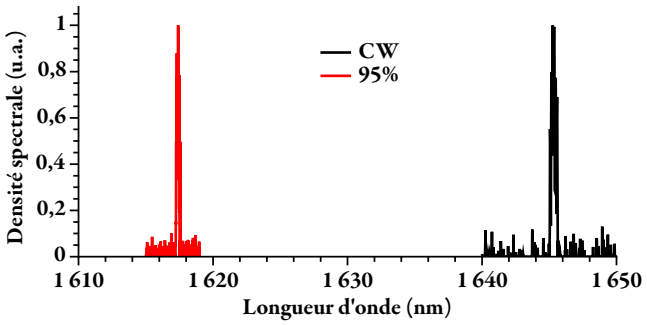
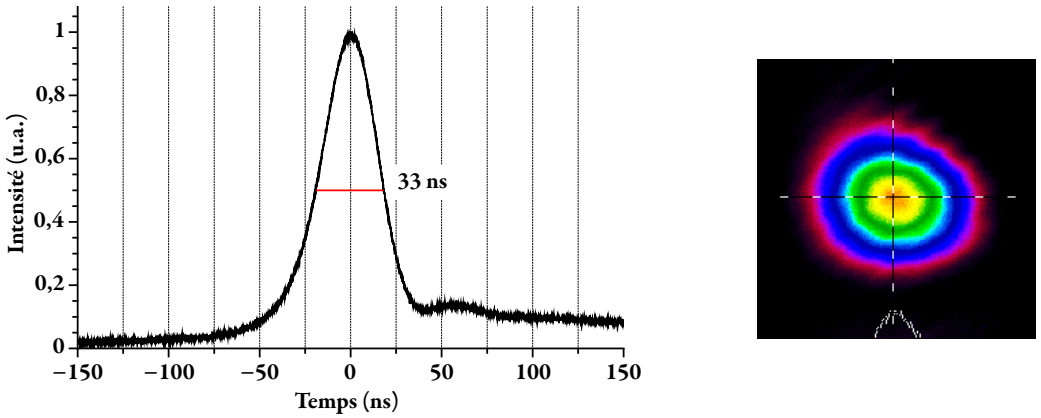



*FIG. 3.15 : Spectres d'émission de la source laser à cavité courte en fonction du régime de fonctionnement.*

La diminution de la durée des impulsions avec la longueur de la cavité est bien observée. En effet, cette source laser à cavité courte génère des impulsions de 33 ns (fig. 3.16). Cette durée est très proche de l'état de l'art en Er:YAG pompé directement par diode laser (27 ns, [Martial2011]), mais est obtenue en déclenchement passif. Cependant, elle reste trop élevée par rapport aux 10 ns visés.




*(a)* *(b)*

*FIG. 3.16 : (a) Profil temporel des impulsions en sortie de la cavité déclenchée passivement et pompée à 1470 nm. La traîne derrière l'impulsion est issue d'un défaut présent dans la photodiode. (b) Profil spatial des impulsions en sortie de la cavité.*

### 3.3.2 Comparaison avec les résultats théoriques

BIEN qu'ils soient très intéressants sur le plan scientifique, les résultats obtenus et présentés ne sont malheureusement pas suffisants dans le cadre du projet Minitélia et ne correspondent pas aux résultats prévus par la simulation numérique (fig. 3.17). La durée des impulsions générées expérimentalement sont, quant à elles, bien en accord avec les prédictions de la simulation.

Cette différence de performances entre expériences et simulations s'observent également dans le cas de la cavité courte. En effet, des impulsions de 180 µJ à 440 Hz ont été obtenus expérimentalement à 1617 nm, alors que la simulation indique que des impulsions de 290 µJ à 650 Hz auraient du être obtenues à cette même longueur d'onde. Les durées des impulsions sont à nouveaux très similaires, puisqu'elles sont de 33 ns (expérience) et 30 ns (théorie).

À ce stade, il est difficile de faire coïncider les courbes théoriques et expérimentales, y compris en rajoutant des pertes dans la cavité. En effet, les résultats qu'elle prévoit sont toujours supérieurs, d'un facteur 2 environ sur la puissance moyenne, à ce qui est obtenu expérimentalement.

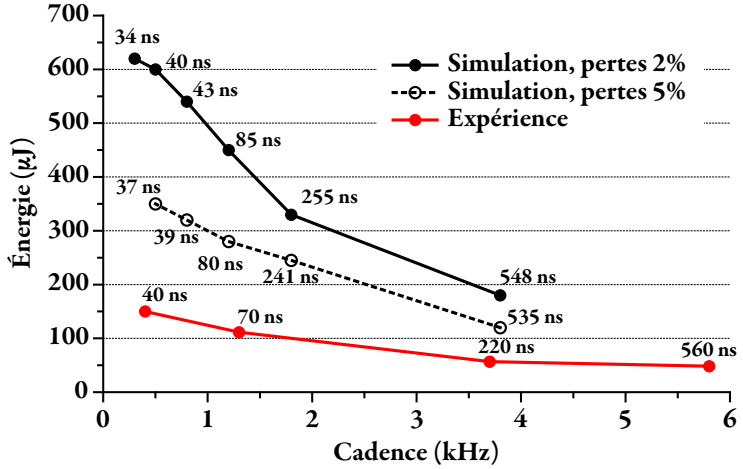



*FIG. 3.17 : Comparaison des énergies en sortie de la cavité longue avec les énergies prévues par la simulation numérique pour différentes valeurs de pertes passives, et pour différentes cadences. Les résultats de la simulation prennent en compte le basculement de la longueur d'onde à 1617 nm.*

### 3.3.3 Comparaison avec le déclenchement actif

POUR cerner et comprendre les origines des différences entre résultats expérimentaux et théoriques, les performances en déclenchement actif et passif d'une même cavité seront comparées entre elles, ainsi qu'avec la simulation.

Pour cela, une source laser identique à celle décrite précédemment (fig. 3.7) est utilisée (fig. 3.18). La différence tient dans la présence d'un AOM[5] inséré entre le cristal Er:YAG et le coupleur de sortie. Les surfaces de ce modulateur sont traitées anti-reflet. Sa transmission à 1617 nm et 1645 nm est supérieure à 99,9%.

Lorsque le déclenchement est actif, un étalon permet de sélectionner la longueur d'onde d'émission. Il est placé entre l'AOM et le coupleur. Lorsque le déclenchement est passif, l'AOM est laissé inactif dans la cavité afin de ne pas modifier les paramètres de la cavité. Les absorbants saturables sont insérés à la place de l'étalon, quelques millimètres devant le coupleur. Le diamètre du faisceau y est d'environ 1 mm.

En déclenchement actif, des énergies de 890 µJ et 580 µJ par impulsions ont été mesurées à une cadence de 100 Hz à 1645 nm et à 1617 nm respectivement (fig. 3.19), avec des durées de 33 ns et 38 ns.

En ajustant uniquement le diamètre du waist dans le cristal à 230 µm au lieu des 200 µm estimé, la simulation prévoit la bonne valeur d'énergie en sortie de la cavité (fig. 3.19). Ses résultats sont donc bien en accord avec les résultats expérimentaux en déclenchement actif, à l'instar des validations précédemment effectuées (cf. 2.3).

Pour cette cavité contenant l'AOM inactif, seulement trois absorbants saturables, de trans-

[5]Modulateur acousto-optique

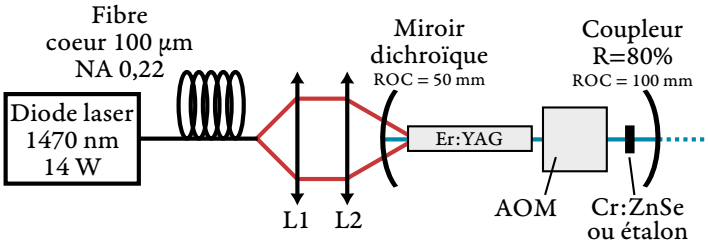



*FIG. 3.18 : Représentation schématique de la source laser déclenchée activement ou passivement. En déclenchement actif avec l'AOM, un étalon permet de fixer la longueur d'onde d'émission. En déclenchement passif, l'AOM n'est pas retiré de la cavité, mais est inactif. Il n'y a plus d'étalon pour faire basculer la longueur d'onde d'émission. L'absorbant saturable y est inséré à la place.*

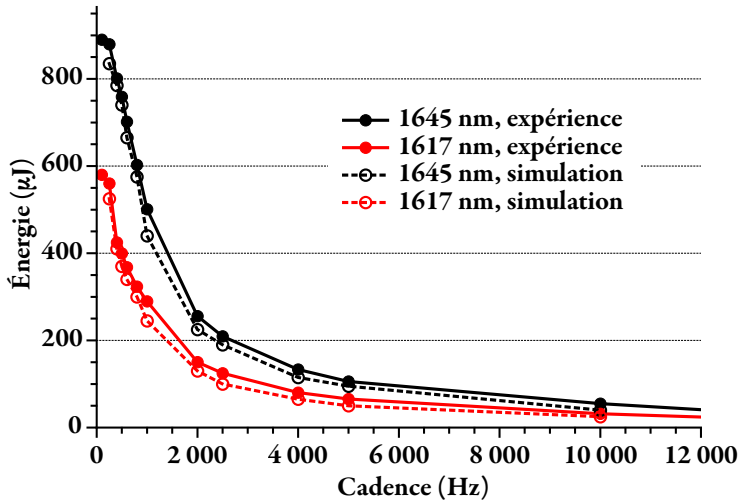



*FIG. 3.19 : Énergies expérimentale (pleins) et théoriques (pointillés) à 1645 nm (noir) et à 1617 nm (rouge) en fonction de la cadence de la cavité en déclenchement actif.*

missions initiales de 95%, 90% et 85%, ont permis de générer des impulsions. Leur énergie augmente de 35 µJ à 1645 nm jusqu'à 105 µJ à 1617 nm, pour des cadences respectives de 6 kHz et 860 Hz (fig. 3.20). Ces valeurs sont inférieures à celles des impulsions créées à l'aide de l'AOM. Cependant, il n'y a pas de différence significative entre les durées des impulsions entre les deux types de déclenchement (fig. 3.21).

Pour cette cavité ainsi que toutes celles présentées précédemment, l'intensité incidente sur les cristaux de Cr:ZnSe est supérieure à leur intensité de saturation (14 kW/cm$^2$ [Page1997]). Pour la cavité ci-dessus et pour l'absorbant saturable de 95% de transmission initiale, l'intensité incidente est de 270 kW/cm$^2$ (eq. 3.2). En théorie, les cristaux de Cr:ZnSe sont alors totalement saturés par l'impulsion, et ne devraient introduire que de faibles pertes dans la cavité. Or on observe un facteur 2 entre les performances obtenues en déclenchement actif et par la

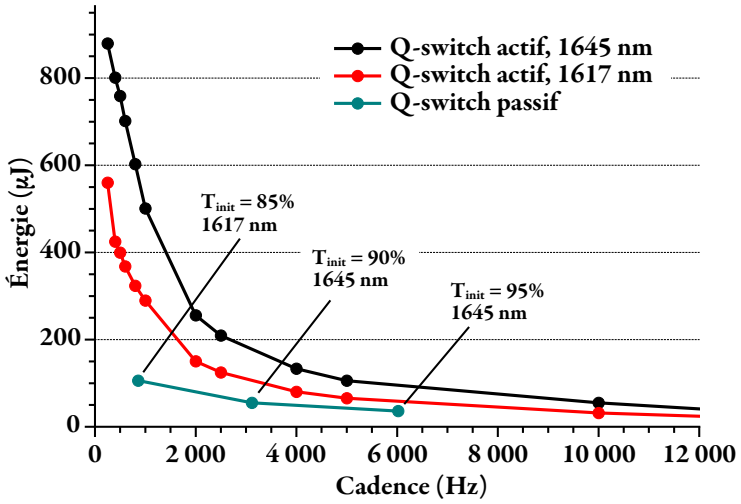



*FIG. 3.20 : Énergies mesurées en fonction du taux de répétition en déclenchement actif (rouge et noir) et en déclenchement passif (bleu).*

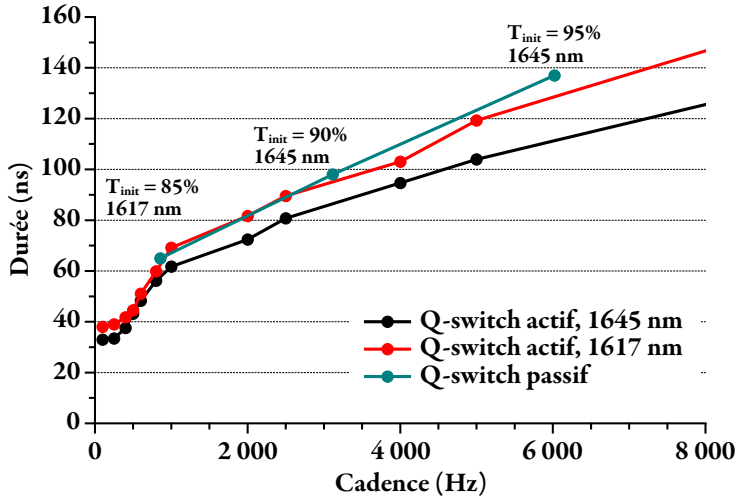



*FIG. 3.21 : Durées des impulsions en fonction du taux de répétition en déclenchement actif (rouge et noir) et en déclenchement passif (bleu).*

simulation, avec celles obtenues en déclenchement passif.

Pour compenser cette chute en énergie, une première approche est de libérer la contrainte de consommation électrique totale du système, en utilisant une diode laser de pompe plus puissante.

### 3.3.4 Pompage par une diode laser de 40 W à 1532 nm

Les performances en énergie et en cadence n'ont pas pu être atteintes avec une puissance de pompe de 14 W. Cependant, la simulation numérique montre qu'avec une puissance de pompe de 40 W, il est possible de générer des impulsions qui répondent au cahier des charges de Minitélia (fig. 2.22). Cette partie décrit les travaux réalisés [Aubourg2013], avec une diode laser de pompe déjà disponible au laboratoire, pour tenter d'obtenir de telles impulsions, aux dépends d'une consommation électrique accrue.

Une source laser solide est conçue à partir d'un cristal d'Er:YAG de 30 mm de long, 800 µm de diamètre, dopé 0,5%. Celui-ci refroidi par un circuit d'eau thermostatée à 12 °C. Le faisceau de pompe est maintenant issu d'une diode laser émettant une puissance de 40 W à 1532 nm. Sa largeur spectrale est réduite à 1 nm grâce à un réseau de Bragg. Le faisceau est couplé dans une fibre optique de transport de 400 µm de diamètre de cœur, d'ouverture numérique de 0,22. Il est ensuite collimaté puis focalisé dans le cristal à l'aide des lentilles L1 et L2, de focale 40 mm. Le diamètre du spot de pompe est alors de 400 µm.

La cavité est formée de 2 miroirs de rayon de courbure 100 mm. Un premier miroir dichroïque dont le traitement de surface est anti-reflet à 1532 nm et totalement transparent sur la gamme 1610-1650 nm. Sur cette gamme, le deuxième miroir est partiellement réfléchissant (R = 80%). La distance entre ces deux miroirs est fixée à 130 mm. Malheureusement, il n'a pas été expérimentalement possible de la réduire sans endommager les cristaux de Cr:ZnSe.

Dans cette configuration, le diamètre au waist du faisceau laser d'environ 360 µm, légèrement inférieur au diamètre du faisceau de pompe.

Pour déclencher la cavité, un cristal de Cr:ZnSe est inséré dans la cavité (fig. 3.22). La longueur d'onde d'émission est fixée par la source laser elle-même, en fonction du gain et des pertes présents dans la cavité à 1617 nm et à 1645 nm. Le seuil de dommage des cristaux de Cr:ZnSe étant très faible (2 J/cm$^2$, tab. 3.1), ils sont placés loin du waist du laser, c'est à dire quelques millimètres devant le coupleur, pour y diminuer l'intensité incidente. À cet emplacement, le diamètre du faisceau est estimé à 800 µm.

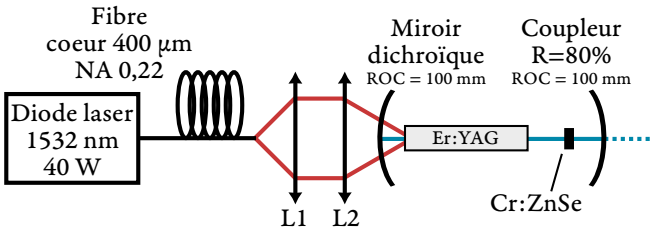



*Fig. 3.22 : Représentation schématique de la source laser pompée à 1532 nm et déclenchée passivement.*

Pour un absorbant saturable de 85% de transmission initiale, des impulsions de 250 µJ à 350 µJ ont été générées à une cadence de 400 Hz jusqu'à 1450 Hz (fig. 3.23). Ces énergies dépassent l'état de l'art des sources Er:YAG déclenchées passivement, y compris celles pompées par laser à fibre.

Avec un absorbant saturable de 80% de transmission initiale, les impulsions générées atteignent 510 µJ, pour des cadences allant de 220 Hz jusqu'à 820 Hz en fonction de la puissance de pompe incidente.

Alors que les cadences prévues par la simulation numérique correspondent bien à ce qui a été obtenu expérimentalement, les énergies attendues sont supérieures, de 20 à 30% environ selon l'absorbant saturable utilisé, à celles qui ont été générées expérimentalement (fig. 3.23). Cette différence est moins grande que celle observée pour les sources pompées par la diode laser de 14 W. Les absorbants saturables semblent introduire moins de pertes passives lorsqu'ils sont saturés, car l'intensité intra-cavité dans cette cavité est plus importante que dans les cavités précédentes.

Un basculement de l'émission de 1645 nm vers 1617 nm est observé lors de l'insertion de l'absorbant saturable de 80% de transmission initiale.

Les durées des impulsions ont été mesurées à 61 ns et à 41 ns pour une transmission initiale de l'absorbant saturable de 85% et 80% respectivement (fig. 3.24). Celles-ci n'ont malheureusement pas pu être réduites, contrairement à ce qui était recherché par ces travaux. En effet, la cavité n'a pas pu être raccourcie sans endommager l'absorbant saturable. Le facteur de qualité du faisceau a été mesuré à 1,6.

Il a été tenté de réduire l'intensité incidente sur les cristaux de Cr:ZnSe en augmentant la réflectivité du coupleur ainsi que les diamètres des faisceaux de pompe et de signal dans la cavité. Dans les deux cas, aucun régime déclenché net et stable n'a pu être observé.

Le tableau 3.2 résume les performances qui ont été obtenues. La diode laser de pompe utilisée ne correspond pas aux critères qui ont été retenus pour le projet Minitélia puisqu'elle consomme plus de 450 W électrique et doit être refroidie activement par un circuit d'eau thermostatée. De plus, sa longueur d'onde centrale est verrouillée à l'aide d'un réseau de Bragg inscrit dans la structure de la diode, et est donc dépendante de la température. Comme le pic d'absorption de l'Er:YAG est étroit à 1532 nm (< 1 nm), la gamme de température de fonctionnement du système n'est que de quelques degrés.

| $T_{init}$ (%) | Cadence (Hz) | Durée (ns) | Longueur d'onde (nm) | Énergie (µJ) |
|---|---|---|---|---|
| 85 | 1460 | 61 | 1645 | 329 |
| 80 | 820 | 41 | 1617 | 512 |

*Tab. 3.2 : Résumé des performances en régime déclenché passivement pour une puissance de pompe de 40 W à 1532 nm.*

Les objectifs en énergie et en cadence (500 µJ à 820 Hz) sont tout juste atteints pour une puissance de pompe de 40 W. Cependant, la durée des impulsions est encore bien trop longue (41 ns au lieu de la dizaine de nanosecondes). Ces résultats ont été obtenus à l'aide d'une consommation électrique totale de plus de 450 W, incompatible avec la compacité visée par le projet Minitélia. Il faut donc chercher d'autres moyens pour compenser la chute en

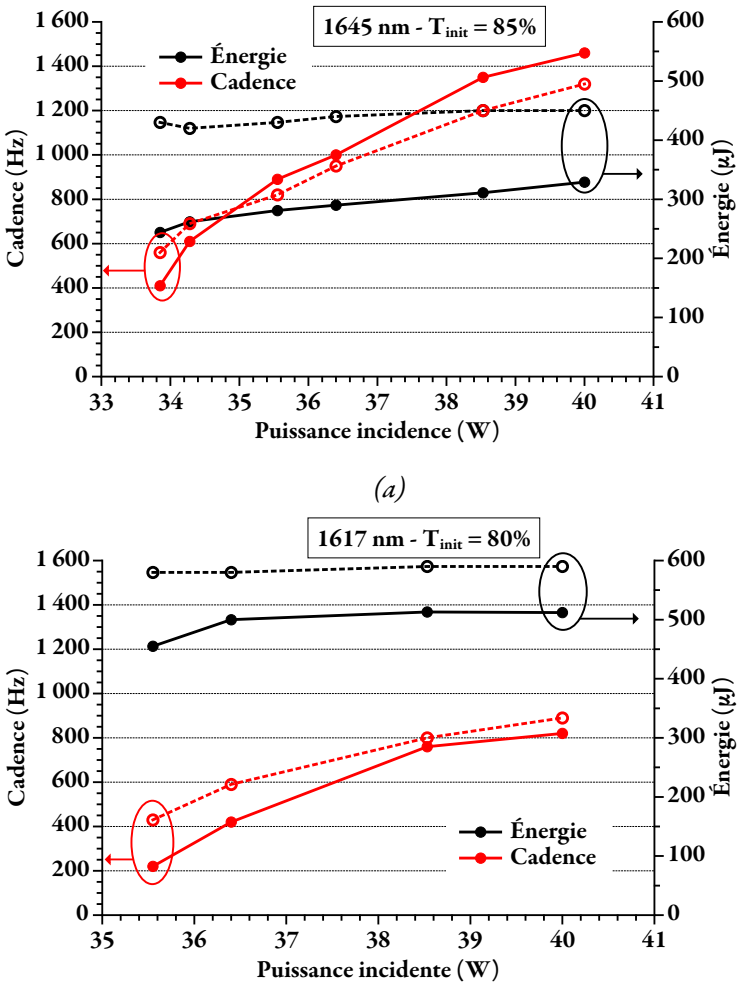



*FIG. 3.23 : Cadence (rouge) et énergie (noir) obtenues expérimentalement (plein) et théoriquement (pointillés) en fonction de la puissance incidente dans la fibre cristalline. Deux absorbants saturables de transmissions initiales différentes ont été insérés : 85% (a) et 80% (b). Un basculement vers une émission à 1617 nm est observée par un absorbant saturable de 80% de transmission initiale.*

énergie observée précédemment en déclenchement passif.

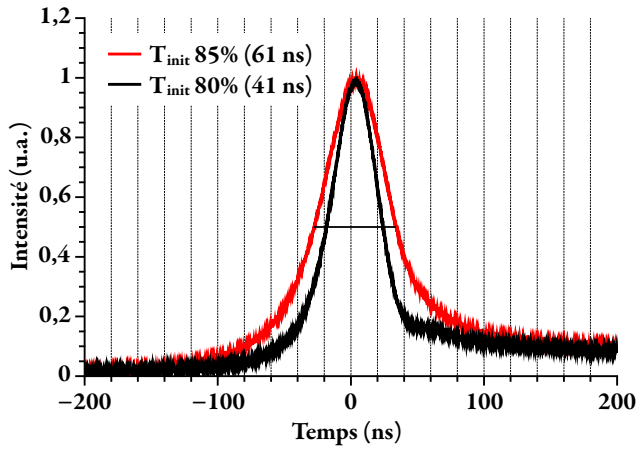



*FIG. 3.24 : Profils temporels des impulsions en sortie de la cavité déclenchée passivement et pompée à 1532 nm. La traîne derrière l'impulsion est issue d'un défaut présent dans la photodiode.*

## 3.4 Température de l'absorbant saturable

IL est possible que les différences de performances observées proviennent d'une description incomplète des absorbants saturables par la simulation numérique. En particulier, l'évolution de la température des cristaux de Cr:ZnSe et ses différentes conséquences sur leurs caractéristiques physiques n'y sont pas traitées.

Dans la mesure où aucune attention particulière n'a été portée expérimentalement sur la gestion thermique des cristaux de Cr:ZnSe, et où des publications rapportent de fortes dépendances de leurs caractéristiques physiques avec la température [Berry2013, Sorokina2008], nos recherches se sont portées autour de la thermique des absorbants saturables.

### 3.4.1 Origines et mesures de la température des cristaux de Cr:ZnSe

DEUX causes expliquent une augmentation de la température des cristaux de Cr:ZnSe. Tout d'abord, l'une des particularités des milieux à gain 3 niveaux comme l'Er:YAG est qu'ils absorbent une partie du signal à amplifier si l'inversion de population n'est pas suffisante. Ainsi, pour optimiser les performances d'une source laser, il faut que le paramètre d'inversion le long du cristal soit au delà du seuil de transparence. Autrement dit, il faut un minimum de densité de pompe le long du cristal. En conséquence, une partie de la puissance de pompe n'est pas absorbée. Dans nos cavités simples et compactes, cette fuite est directement incidente sur l'absorbant saturable et sa monture. L'absorption résiduelle du Cr:ZnSe à 1470 nm et la chaleur qu'il reçoit de sa monture qui intercepte le faisceau de pompe résiduel participent à son élévation de température.

D'autre part, même lorsqu'il est saturé, un absorbant saturable n'est pas totalement transparent. Cette observation est d'autant plus vrai pour le Cr:ZnSe qui présente une légère ab-

sorption à l'état excité (fig. 3.5). Ces absorptions résiduelles se manifestent par une hausse de température liée aux différentes désexcitations non radiatives.

Pour évaluer les contributions de chacun de ces effets, une caméra thermique est utilisée pour mesurer l'élévation de température de différents absorbants saturables pour différents coupleurs, dans une cavité identique à la cavité longue décrite en 3.3.1.1 (fig. 3.25).

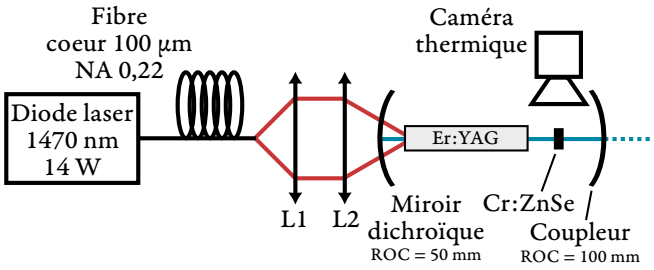



*FIG. 3.25 : Représentation schématique de la mesure de la température de l'absorbant saturable. Par rapport à la cavité longue, une caméra thermique est placée de manière à observer le flanc du Cr:ZnSe.*

Pour une température ambiante de 22 °C et pour la puissance de pompe maximale de 14 W, la température de l'absorbant saturable est de 145 °C sans effet laser (cavité ouverte) (fig. 3.26). En présence d'un effet laser, cette température n'évolue que pour des réflectivités de coupleur supérieures à 90%. Une température maximale de 168 °C a été relevée pour un coupleur de 95% de réflexion. La puissance de pompe résiduelle participe donc à une élévation de température de 125 °C environ, alors que l'absorption du signal laser induit une hausse maximale de seulement 23 °C. La figure 3.26 montre que ces valeurs ne dépendent pas de la transmission initiale de l'absorbant saturable.

Il a été tenté de protéger l'absorbant saturable :

- Par la pose d'un miroir dichroïque intra-cavité réfléchissant le faisceau de pompe.
- Par la pose d'un anti-reflets dichroïque sur la face de sortie du cristal d'Er:YAG. Cette solution présente aussi l'avantage de renvoyer la puissance de pompe non absorbée dans le cristal.

Malheureusement, des problèmes de tenue au flux des traitements dichroïques n'ont pas permis de continuer sur cette voie.

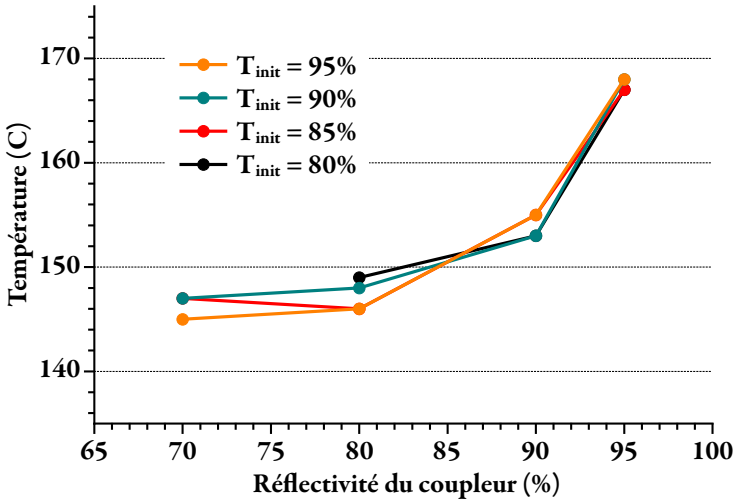



*FIG. 3.26 : Température de l'absorbant saturable en fonction de la réflectivité du coupleur, pour plusieurs transmissions initiales.*

### 3.4.2 Mesure des transmissions saturées et non-saturées extra-cavité

UNE telle élévation de température peut avoir des conséquences importantes sur les caractéristiques physiques des cristaux de Cr:ZnSe restent encore à déterminer. En particulier, il est attendu une chute du temps de vie effectif du niveau $^5$E de 5,5 µs jusqu'à 1 µs entre 25 °C et 150 °C [Sorokina2008]. Or cette baisse peut avoir un effet significatif sur l'intensité de saturation de l'absorbant saturable (eq. 3.1).

En l'absence de détecteur suffisamment rapide au delà de 2 µm au laboratoire Charles Fabry, la mesure directe du temps de vie en fonction de la température n'a pas pu être réalisée. Cependant, en mesurant l'évolution de la transmission d'un absorbant saturable en fonction de sa température pour différentes intensités incidentes, il est possible d'estimer l'évolution de l'intensité de saturation $I_{sat}$, et donc du temps de vie $\tau$.

Pour cela, une source laser déclenchée activement similaire à celle de la figure 3.22 est montée. Son faisceau est utilisé comme sonde de transmission d'un absorbant saturable (fig. 3.27) et est constitué d'impulsions à 1617 nm d'énergie égale à 20 µJ et d'une durée de 250 ns. Le taux de répétition est fixé à 8 kHz.

La transmission initiale du cristal de Cr:ZnSe sondé est de 85%. Son contrôle thermique est réalisé par une plaque à effet Peltier (pour la gamme de température entre 5 °C et 190 °C) ou par un four (pour les température au delà de 190 °C jusqu'à 220 °C).

En l'absence des lentilles L3 et L4, le diamètre du faisceau sonde sur l'absorbant saturable est de 1,4 mm. Dans cette configuration, l'intensité incidente est de 5,2 kW/cm$^2$, ce qui permet de mesurer la transmission non-saturée du Cr:ZnSe en fonction de sa température.

La lentille L3 permet de focaliser le faisceau sonde sur l'absorbant saturable pour augmenter l'intensité incidente. La lentille L4, de même distance focale, collimate le faisceau divergent

sur le détecteur de puissance. Lorsque la distance focale de la lentille L3 est de 100 mm (resp. 40 mm), le faisceau sonde est focalisée sur un diamètre de 400 µm (resp. 140 µm). On mesure ainsi la transmission saturée de l'absorbant saturable pour deux intensités différentes : 65 kW/cm$^2$ et 500 kW/cm$^2$.

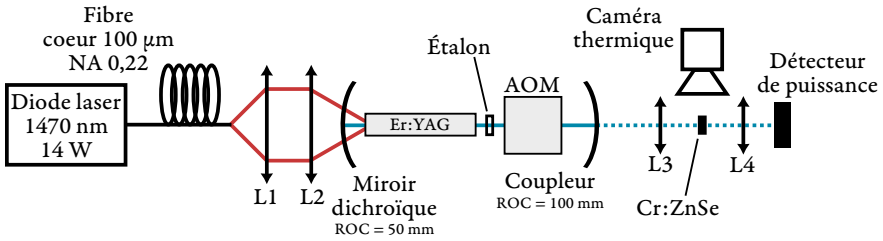



*Fig. 3.27 : Réprésentation schématique de la mesure des transmissions saturée et non saturée à 1617 nm d'un cristal de Cr:ZnSe en fonction de la température.*

La transmission non-saturée est en accord avec les spécifications de l'absorbant saturable sur toute la gamme de température (fig. 3.27). En dessous de 60 °C, il n'y a pas d'effet visible de la température sur la transmission. Elle reste constante autour de 97%. Au delà de 60 °C, la transmission saturée chute, révélant l'augmentation de l'intensité de saturation du Cr:ZnSe avec la température.

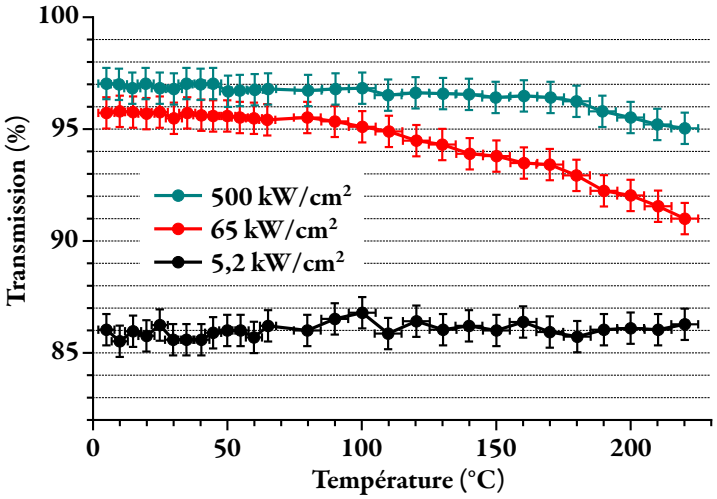



*Fig. 3.28 : Transmissions non saturées (noir) et saturées (rouge et bleu) à 1617 nm d'un cristal de Cr:ZnSe de 85% de transmission initiale, en fonction de sa température.*

À partir des équations 3.1 et 3.3, on peut donc évaluer le temps de vie effectif de l'absorbant saturable pour plusieurs températures (fig. 3.29).

Ces estimations sont en accord avec la littérature à 25 °C. Nos trouvons un temps de vie de

200 ns pour une température de 220 °C. Autrement dit, à cette température, l'intensité de saturation est 20 fois plus importante que sa valeur à température ambiante : environ 400 kW/cm$^2$.

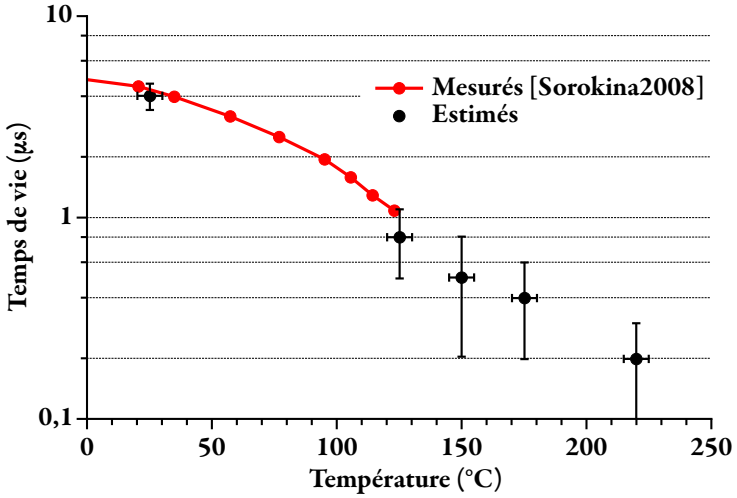



*FIG. 3.29 : Temps de vie du Cr:ZnSe en fonction de la température, mesuré par [Sorokina2008] et évalué par les mesures de transmissions extra-cavités.*

Grâce à ces mesures, les pertes introduites par les cristaux de Cr:ZnSe sont mieux connues :

- Leur transmission en régime saturé n'est que de 97%, y compris lorsque l'intensité incidente est très élevée (500 kW/cm$^2$). Cette valeur représente des pertes passives de 6% dans la cavité, ce qui n'est pas négligeable face aux pertes du coupleur (20%). En comparaison, la modélisation simpliste de l'absorbant saturable (cf. 2.2.9) le rend totalement transparent lorsqu'il est saturé.

- La modélisation numérique utilise un temps de vie constant de 5,5 µs, valeur généralement constatée et utilisée. Or cette valeur n'est valable que lorsque la température du cristal est inférieure à 60 °C. Dans notre cas où la température du cristal est supérieure à 150 °C, ce temps de vie chute jusqu'à 200 ns. En d'autres terme, le modèle numérique sous-estime fortement l'intensité de saturation des absorbants saturables.

De plus, les recherches dans la littérature autour du Cr:ZnSe ont révélé une dépendance du temps de vie à température ambiante avec le taux de dopage de la matrice ZnSe en ions chrome. D'après le dopage nominal des absorbants saturables à notre disposition ($15 \times 10^{18}$ cm$^{-3}$), le temps de vie est plutôt autour de 4 µs que de 5,5 µs [Kisel2005].

La modélisation doit donc être reprise pour prendre en compte ces nouveaux éléments.

### 3.4.3 Influence de la température du Cr:ZnSe sur les performances laser

Les modifications suggérées par les résultats précédents sont appliquées à la simulation numérique. La transmission des absorbants saturables est limitée à 97%, et les simulations sont réalisées pour différentes valeurs du temps de vie du Cr:ZnSe (c'est un paramètre de la modélisation numérique, et non une valeur calculée pendant la simulation) : 4 µs (température ambiante), 400 ns (température de 160 °C mesurée précédemment) et 200 ns (température de 220 °C).

La figure 3.30 compare les résultats issus de la cavité 3.18 en régime de déclenchement passif avec le modèle numérique ces trois temps de vie. Il existe encore des différences, puisqu'il faut réduire le temps de vie à 200 ns (c'est à dire sur-estimer la température du Cr:ZnSe) pour faire coïncider l'expérience et la théorie.

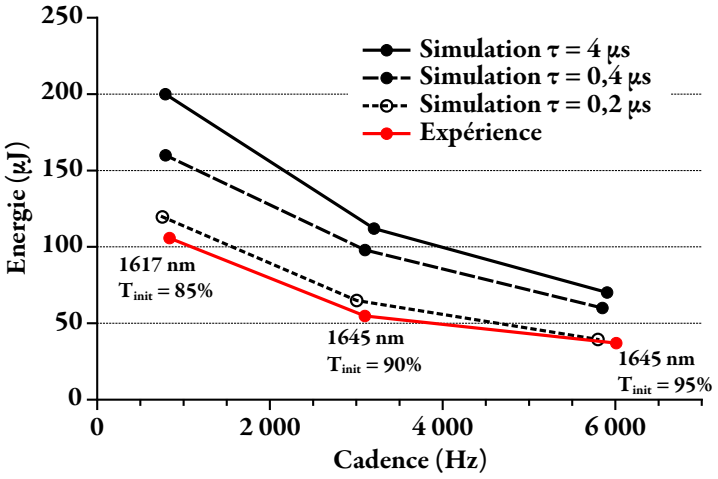



*Fig. 3.30 : Énergie expérimentale (rouge) et issues de la simulation (en noir) en fonction de la cadence, pour plusieurs temps de vie (et températures) de l'absorbant saturable, pour la cavité présentée en fig. 3.25.*

Bien que ses conséquences sur les performances soient très importantes, la baisse du temps de vie du Cr:ZnSe ne semble donc pas être la seule cause qui explique que les performances obtenues soient inférieures à ce qui était prévu par la simulation.

L'insertion du cristal de Cr:ZnSe ne change pas le profil spatial du faisceau en sortie, en champ proche comme en champ lointain. Il n'y a donc pas de lentille thermique introduite par l'absorbant saturable suffisamment forte qui pourrait expliquer l'écart des performances théoriques et empiriques.

D'autres pistes sont envisageables pour encore mieux décrire le comportement du Cr:ZnSe, comme l'étude de l'évolution de ses sections efficaces $\sigma_{gsa}$ et $\sigma_{esa}$ avec la température. En effet, il n'est pas exclu que la valeur de $\sigma_{esa}$ à 1617 nm augmente avec la température, ce qui expliquerait pourquoi il est nécessaire de pousser la température du cristal jusqu'à 220 °C dans la simulation pour faire correspondre les courbes expérimentales et théoriques.

## 3.5 Résultats en déclenchement passif avec contrôle en température du Cr:ZnSe

Selon ces observations effectuées précédemment, il devrait alors être possible d'augmenter l'énergie en sortie d'une source laser Er:YAG déclenchée passivement en refroidissant l'absorbant saturable. En effet, cela pourrait se traduire par une baisse de l'intensité de saturation, et donc une meilleure saturation du cristal de Cr:ZnSe.

Le montage expérimental décrit à la figure 3.25 est réutilisé. La source laser est identique, mais la température de son absorbant saturable est contrôlée par une plaque à effet Peltier et mesurée par la caméra thermique.

En diminuant la température de l'absorbant saturable de 170 °C (valeur observée sans courant dans la plaque à effet Peltier) jusqu'à 100 °C, on augmente l'énergie des impulsions d'un facteur 2. En dessous de 100 °C, il n'y a plus d'effet visible sur les performances, ce qui est en accord avec les mesures de transmissions saturée qui n'évoluent plus dans cette gamme de température (fig. 3.28). De 170 °C jusqu'à 220 °C, l'énergie des impulsions diminue de 100 µJ à 50 µJ.

Quelque soit la température de l'absorbant saturable, le taux de répétition et la durée des impulsions évoluent peu. Elle restent respectivement autour de 800 Hz et de 40 ns.

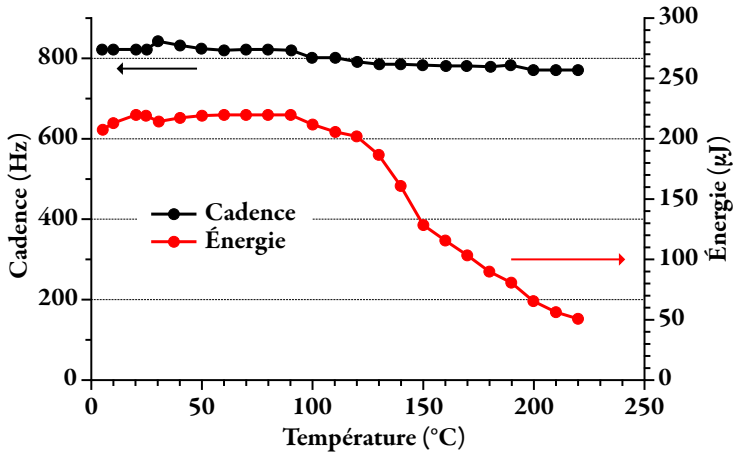



*Fig. 3.31 : Cadence et énergie en sortie de la cavité fig. 3.25 en fonction de la température de l'absorbant saturable.*

Ainsi, bien que la chute du temps de vie de l'absorbant saturable ne soit pas l'unique cause qui ne permette pas d'obtenir les performances fixées par le cahier des charges de Minitélia, ces recherches ont mis en évidence l'importance de bien contrôler thermiquement le cristal de Cr:ZnSe pour générer des impulsions d'énergie plus importante. C'est une information clé pour les développements futurs.

## 3.6 Conclusion sur les réalisations expérimentales des sources laser Er:YAG pompées par diode laser

Le tableau 3.3 résume les performances visées par le projet Minitélia, ainsi que les résultats théoriques issus de la simulation numérique et ceux obtenus expérimentalement.

| Résultats | Longueur d'onde (nm) | Cadence (Hz) | Durée (ns) | Énergie (µJ) |
|---|---|---|---|---|
| Minitélia | 1617 | 1000 | 10 | 500 |
| Simulation initiale (déclenchement passif) | 1617 | $\sim 1000$ | 42 | 520 |
| Simulation ajustée (pertes +6%, $\tau = 200\ ns$) | 1617 | $\sim 1000$ | 35 | 300 |
| Expérimental (cavité « courte ») | 1617 | 440 | 33 | 182 |
| Cavité d'étude (Cr:ZnSe à 170 °C) | 1617 | 795 | 39 | 100 |
| Cavité d'étude (Cr:ZnSe à 60 °C) | 1617 | 810 | 40 | 218 |

*Tab. 3.3 : Résumé des performances visées, simulées, et obtenues expérimentalement à partir d'une source laser Er:YAG déclenchée passivement et pompée directement par une diode de 14 W à 1470 nm.*

Ces résultats présentent deux limites, en plus de celle liée à la puissance de pompe disponible :

- Les cristaux Er:YAG présentent un gain relativement faible par rapport aux cristaux de YAG dopés néodyme ou ytterbium. C'est un frein à la génération d'impulsions courtes ($\sim$ 10 ns).
- Le faible seuil de dommage du Cr:ZnSe (2 J/cm$^2$) s'est révélé gênant pour l'ensemble des montages expérimentaux, d'autant plus qu'il était nécessaire d'utiliser de petits faisceaux ($\sim$ 200 µm de diamètre) dans le cristal d'Er:YAG pour obtenir un gain suffisant, et que les cavités devaient être courtes (quelques centimètres). Ainsi, dans la gamme d'énergie recherchées, et pour un coupleur de 80% de réflectivité, les intensités incidentes sur le Cr:ZnSe pouvaient dépasser 1 J/cm$^2$.

Bien que ces performances ne satisfasses pas le cahier des charges techniques, elles présentent de nombreux points positifs :

- Le déclenchement passif de sources Er:YAG à 1,6 µm pompées directement par diode n'avait jamais été démontré avant nos travaux. Les énergies obtenues dans cette configu-

ration rivalisent, à cadence comparable, avec celles obtenues en pompage par laser à fibre dopée erbium.

- Cette avancée certaine dans l'état de l'art de l'ion erbium a été obtenue pour une longueur d'onde à 1617 nm, moins efficace et plus compliquée à obtenir, mais beaucoup plus adaptée pour une propagation dans l'atmosphère. Ces travaux de thèse ont permis de renforcer la maîtrise de l'émission à cette longueur d'onde au laboratoire.

- L'évolution du temps de vie du Cr:ZnSe avec la température était déjà connu qualitativement. Mais aucune valeur quantitative de ce temps de vie n'existait au delà de 120 °C avant nos travaux. Nous l'avons mesuré indirectement jusqu'à 220 °C en mesurant la transmission du Cr:ZnSe pour plusieurs intensités incidentes.

- Enfin, les sources laser présentées génèrent des impulsions dont les caractéristiques pourraient satisfaire certaines applications, en utilisant qu'une puissance électrique totale de 65 W.

Avec les meilleures résultats démontrés expérimentalement (cavité d'étude avec refroidissement du Cr:ZnSe), la portée d'un télémètre serait de 4 km, avec une précision d'une dizaine de mètres et une mise à jour de la mesure de 1 Hz (pour un diamètre de l'optique de collection d'environ 65 mm).

Quelques pistes existent pour améliorer ces performances :

- Un cristal de Cr:ZnSe plus long et moins dopé pourrait être utilisé. La charge thermique serait alors répartie dans un volume plus important, et la surface d'échange avec la monture serait plus grande, faisant alors baisser la température de l'absorbant saturable. De plus, son temps de vie à température ambiante pourrait légèrement augmenter [Kisel2005].

- En extrapolant les résultats obtenus en refroidissant le Cr:ZnSe dans la cavité d'étude à la cavité « courte », il serait théoriquement possible d'augmenter l'énergie des impulsions jsuqu'à 360 µJ. Le télémètre décrit ci-dessus verrait alors sa portée augmenter jusqu'à environ 7 km.

- Quelques études supplémentaires autour du Cr:ZnSe permettrait d'affiner le modèle numérique pour que les simulations coïncident mieux avec les expériences. En particulier, le décalage des sections efficaces $\sigma_{gsa}$ et $\sigma_{esa}$ avec la température n'est pas connu. De plus, il serait intéressant d'étudier un possible filtrage spatial du signal par le Cr:ZnSe.

- Les cristaux de sulfure de zinc (ZnS) et de sélénium de zinc (ZnSe) dopés aux ions cobalt pourraient être utilisés à la place du Cr:ZnSe.

- Toutes les durées des impulsions générées sont supérieures à 30 ns. Dans le cadre du projet Minitélia dont la consommation électrique est limitée, la seule manière de diminuer ces durées jusqu'à 10 ns, en dehors de l'utilisation de diodes laser de pompe plus brillantes, est de raccourcir la longueur de la cavité. L'architecture de la source laser évoluerait alors de la fibre cristalline vers des sources type « micro-lasers ». Des premiers résultats théoriques issus de la simulation numérique montrent qu'une cavité de 8 mm de long pourrait permettre de diminuer la durée à 10 ns, à l'aide d'un cristal d'Er:YAG de 5 mm dopé 2%, et avec un diamètre du signal au waist de 600 µm. Un tel cristal est suffisamment court pour qu'un pompage par diodes laser non fibrés (dont le faisceau combiné est très divergent) reste efficace. Cependant, le comportement de l'Er:YAG pour un tel niveau de dopage n'est pas connu, et peut soulever de nombreux problèmes expérimentaux.

# Conclusion générale

L'objectif de ces travaux de thèses a été de proposer et de développer une source laser impulsionnelle pour des systèmes de télémétries et d'imagerie active. Son rayonnement intense à sécurité oculaire doit permettre d'obtenir des portées d'une dizaine de kilomètres sans danger pour les yeux, y compris en observation directe. Pour être compétitif, le nouveau système doit présenter une précision du mètre, et proposer une mise à jour de la mesure toutes les secondes.

Ces recherches se sont déroulées au sein du Laboratoire Charles Fabry, en collaboration avec les sociétés Fibercryst et Cilas. Elles ont été financées par la Direction Générale de l'Armement, et doivent donc prendre en compte des critères liés à une utilisation nomade et militaire :

- Compacité de la source (environ 1 $dm^3$).
- Consommation électrique totale autour de 50 W.
- Insensibilité thermique entre -40 °C et 60 °C.

Pour répondre à ce cahier des charges fonctionnel, nous avons exploré la voie des fibres cristallines YAG dopées aux ions erbium et directement pompées par diode laser. L'Er:YAG présente une raie d'émission à 1617 nm, longueur d'onde située dans la gamme à sécurité oculaire et où l'absorption atmosphérique est faible. À cette longueur d'onde, pour atteindre une portée de 10 km avec un bon rapport signal sur bruit, il faut que l'émetteur laser produise des impulsions de 500 µJ à une cadence de 1 kHz. La précision au mètre est obtenue pour une durée des impulsions de 10 ns.

Cette architecture a posé plusieurs défis scientifiques majeurs :

- L'émission à 1617 nm n'est pas courante pour l'Er:YAG pompé par diode, car c'est une transition dont le niveau du bas est très peuplé. En général, les lasers Er:YAG pompés par diodes émettent à 1645 nm.
- Étant données les efficacités des diodes laser utilisées pour pomper les cristaux dopés aux ions erbium ($\sim$ 25%), la puissance maximale du faisceau de pompe est limitée à 15 W. Or les seuils d'oscillation laser pour cette architecture avant nos travaux étaient autour de 25 W. Il s'agit donc de diminuer ce seuil sans pour autant utiliser des coupleurs de haute réflectivité (> 95%) qui nuiraient à l'efficacité du laser et allongeraient la durée

des impulsions. Ce point est d'autant plus critique que l'émission laser doit s'effectuer à 1617 nm.

- Toute la puissance électrique disponible est utilisée pour alimenter les diodes laser de pompe. Le déclenchement de la source doit donc se réaliser passivement à l'aide d'absorbants saturables. Aucun laser solide Er:YAG pompé directement par diode laser et déclenché passivement n'avait encore été démontré avant nos travaux.

Pour s'assurer de la possibilité de relever ces défis, ainsi que pour dimensionner les expériences, une simulation numérique a tout d'abord été écrite et validée. Elle décrit la répartition spatiale de l'intensité des faisceaux de pompe et signal dans le cristal et leurs interactions avec les ions erbium. Ces interactions sont résolues temporellement, ce qui permet de décrire les régimes transitoires de la source laser lors de l'évolution des paramètres de sa cavité. En particulier, les régimes déclenchés activement ou passivement, obtenus par des commutations rapides des pertes, peuvent être simulés. Cette simulation représente une amélioration majeure par rapport aux codes déjà présents au Laboratoire Charles Fabry qui ne résolvent les équations d'états qu'en régime continu.

Ce modèle numérique a fourni les paramètres du cristal et de la cavité qui permettent de s'approcher du cahier des charges techniques. Il a mis en évidence que la durée était un point critique difficilement accessible à ce niveau de pompage de 15 W, de l'ordre de 30 ns au lieu des 10 ns requises. Pour limiter ce problème, une piste possible est d'augmenter le gain dans le laser par un confinement important de la pompe. La simulation démontre ainsi que la durée peut être réduite de 30% en passant d'une fibre cristalline de 800 µm de diamètre à une fibre de 400 µm.

Un laser Er:YAG à fibre cristalline de 400 µm a été réalisé pour la première fois. Cependant, ses performances sont beaucoup moins bonnes que celles qui étaient attendues par le confinement de la pompe dans la fibre cristalline. Ceci est dû à une qualité du matériaux laser moins bonne qu'espérée. Pour aller plus loin dans cette voie, il faudrait pousser l'optimisation du matériau, ce qui était incompatible avec les exigences de temps du projet Minitélia. La suite du travail expérimental s'est donc concentré sur les fibres cristallines de diamètre 800 µm dont les performances en régime continu étaient satisfaisantes pour aborder l'étude du régime déclenché.

Nos travaux se sont ensuite concentrés sur la recherche et le choix d'absorbants saturables à 1,6 µm pour déclencher la source laser. Seuls quelques cristaux sont adaptés, un seul est commercialement proposé par une société européenne : le Cr:ZnSe. En exploitant l'absorption sélective du Cr:ZnSe (plus importante à 1645 nm qu'à 1617 nm) et en fixant les pertes dans la cavité à un niveau suffisamment élevé, nous avons démontré pour la première fois une émission à 1617 nm en régime déclenché passivement de l'Er:YAG malgré une puissance de pompe figurant parmi les plus faibles de l'état de l'art. L'énergie atteinte est de l'ordre de 182 µJ à une cadence de 440 Hz pour une durée de 33 ns. Même si ces performances représentent une avancée significative, elles sont encore loin du cahier des charges. Nous avons donc chercher des pistes d'amélioration.

La première a été de voir quelle puissance de pompe était nécessaire pour d'atteindre le niveau d'énergie espéré. Pour une puissance de pompe de 40 W, nous avons obtenu les performances attendues : une énergie de 512 µJ à une cadence de 820 Hz. Afin de réduire la durée (de l'ordre de 40 ns) nous avons tenté de faire des cavités courtes. Nous nous sommes alors heurté au problème du seuil de dommage du Cr:ZnSe (relativement faible, de 2 J/cm$^2$). La deuxième piste a été révélée par une comparaison des performances du laser en régime déclenché passivement et régime déclenché activement : une énergie deux à trois fois plus importante est obtenue dans ce dernier cas (dépassant les 500 µJ). De plus, la simulation rend parfaitement compte des résultats en régime déclenché activement mais surestime fortement l'énergie dans le régime passif.

Nous avons alors suspecté un problème venant de l'absorbant saturable. Une hausse de température a été observée lorsqu'il est inséré dans une cavité. Cette chaleur provient majoritairement du faisceau de pompe, dont une partie de la puissance n'est pas absorbée par le cristal d'Er:YAG. Il existe aussi une contribution du faisceau laser, partiellement absorbé par le Cr:ZnSe, y compris lorsque celui-ci est saturé. Cette augmentation de chaleur de l'absorbant saturable a des conséquences sur les performances de la source. Elle a pour effet de réduire fortement le temps de vie du Cr:ZnSe, et donc d'augmenter sensiblement son intensité de saturation (d'un facteur 20 pour notre cas). Sa transmission en régime saturé est alors diminuée, entraînant la réduction de l'énergie des impulsions. Ce comportement est également confirmé par les simulations numériques

En refroidissant le cristal de Cr:ZnSe à 60 °C, une énergie deux fois plus importante a été obtenue par rapport à une cavité identique dont l'absorbant saturable n'est pas refroidi. La maîtrise de la température du Cr:ZnSe représente donc une piste d'amélioration très significative qui permettrait d'approcher du cahier des charges en énergie.

En conclusion, malgré un cahier des charges qui n'est pas totalement satisfait, ces travaux représentent une avancée importante dans l'état de l'art de l'ion erbium ainsi dans la connaissance et la compréhension des systèmes laser déclenchés passivement émettant dans la bande de sécurité oculaire.

## Perspectives

En poursuivant dans cette voie Er:YAG/Cr:ZnSe, notre étude montre qu'il devrait être possible d'atteindre les performances mais en étant aux limites imposées par les composants du laser.

Pour répondre au cahier des charges, une autre voie pourrait permettre une augmentation significative des performances : les cristaux co-dopés erbium/ytterbium. Ces cristaux ont été brièvement introduits dans la partie 1.4.2.1, et leur potentiel repose sur l'efficacité et la brillance des diodes laser à 940 nm servant à les pomper. Ainsi, pour une même puissance électrique, une diode laser à 940 nm émet une puissance optique deux fois plus élevée qu'une diode laser à 1532 nm ou à 1470 nm. Il devrait alors être possible, au prix d'une charge thermique dans le

cristal plus élevée, de générer des impulsions de plus fortes énergies. De plus, une émission de l'erbium vers 1530 nm pourrait être envisagée dans cette configuration, où le gain pourrait être plus important qu'à 1,6 µm. Cette longueur d'onde permettra aussi d'utiliser d'autres absorbants saturables au seuil de dommage plus élevé, comme le $Co^{2+}$:$MgAl_2O_4$. Ce type d'architecture laser est actuellement le sujet d'étude de plusieurs laboratoires. Il s'agit en effet de synthétiser un cristal dans lequel le transfert d'énergie entre des ions ytterbium vers les ions erbium est optimal, et dont le comportement thermique est meilleur que dans les verres co-dopés.

Pour réduire au maximum la durée des impulsions, une autre piste est de raccourcir au maximum la longueur de la cavité sur le modèle de l'architecture dite *microlaser*. Les miroirs plans de la cavité, séparés d'au plus d'un centimètre, et les cristaux forment alors un empilement compact. Cette approche est aussi très intéressante pour concevoir un émetteur fiable et compact. Cependant, étant donné que la longueur du cristal d'Er:YAG serait d'au plus quelques millimètres, son taux de dopage doit être très important (de l'ordre de 2%). Or un tel taux de dopage augmente considérablement les effets de l'upconversion. Ainsi, une telle architecture peut présenter des efficacités et des énergies relativement faible par rapport à l'utilisation des fibres cristallines comme milieux à gain.

Enfin, l'architecture dite *cavity dump*, qui ne nécessite que quelques watts supplémentaires pour alimenter un modulateur électro-optique, est la piste la plus prometteuse. Elle permet de s'affranchir des problèmes de durée d'impulsion (le faisceau laser est extrait de la cavité en un seul aller-retour). De plus, elle permet a priori une meilleure efficacité du système que le déclenchement passif et ne présente que peu de dépendance thermique. Les cristaux de RTP utilisés pour la modulation ne pose pas de problème d'approvisionnement. En effet, il sont par exemple produits en France par la société *Cristal Laser*.

# Annexes

## A.1 Sélectivité spectrale par miroir résonnant intra-cavité

L'émission à 1617 nm est très importante pour augmenter la portée de la source Er:YAG (1.2). Mais la longueur d'onde émise par une telle source est le plus souvent de 1645 nm. Une solution est donc d'insérer des pertes spectralement sélectives dans la cavité pour forcer l'émission à 1617 nm.

Ceci est le plus souvent réalisé grâce à un étalon [Brauch1995, Spariosu2006]. Malheureusement, c'est un élément optique très fragile dont l'orientation doit être précise et stable. C'est donc généralement un composant optique difficile à intégrer dans une source laser vouée à subir des chocs et des vibrations. Par exemple, il est peu souhaitable d'utiliser un étalon pour le prototype prévu par le projet Minitélia.

Dans le cas particulier de l'Er:YAG déclenché passivement (cf. Chapitre 3), il est heureusement possible d'observer un basculement de la longueur d'onde d'émission de 1645 nm vers 1617 nm grâce à l'insertion de l'absorbant saturable (cf. 3.3.4).

Si l'on ne souhaite pas utiliser d'étalon ni d'absorbant saturable, une piste novatrice est l'utilisation d'un miroir résonnant [Aubourg2014b]. Ce type de miroir fait l'objet de nombreuses recherches depuis une dizaine d'années à l'IFSW[1] comme polariseur intra-cavité [Ahmed2006] ou comme variateur de longueur d'onde d'émission de cavité à base de cristaux dopés ytterbium [Rumpel2012, Vogel2012].

Puisque l'émission à 1617 nm est très importante pour augmenter la portée de la source à sécurité oculaire, ce chapitre présente ce composant optique novateur, ainsi que les résultats qui ont été obtenus grâce à celui-ci avec des cavités Er:YAG. Ces résultats sont ensuite expérimentalement comparés avec des cavités émettant un faisceaux laser aux caractéristiques similaires, mais n'utilisant pas de miroir résonnant.

Ces travaux représentent la première utilisation expérimentale de ce composant dans une cavité utilisant un dopant autre que l'ytterbium. Ils ont été effectués en collaboration avec l'IFSW, qui a caractérisé et fourni le miroir.

[1] Institut für Strahlwerkzeuge

## Concept et fabrication

Le miroir résonnant se compose d'un guide d'onde surmonté d'un réseau de diffraction sub-longueur d'onde. Ce réseau peut être obtenu par modulation d'indice ou par modulation d'épaisseur (fig. A.1).

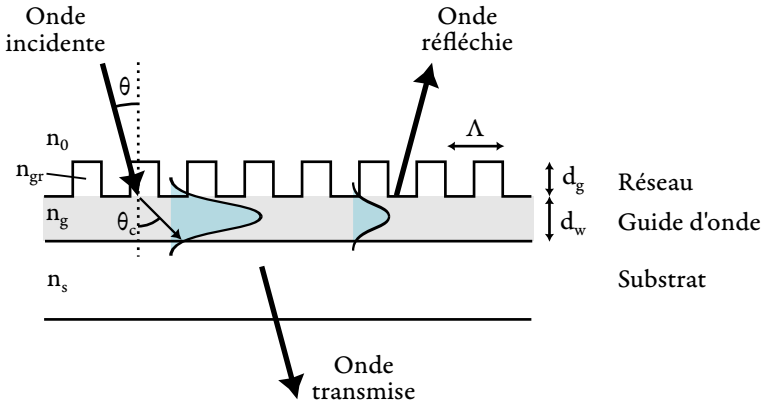



*Fig. A.1 : Schéma de principe du miroir résonnant. L'onde incidente est guidé dans le guide d'onde. Elle est totalement réfléchie sur l'ordre 0 si les réflexions interfèrent constructivement.*

Lorsqu'une onde se propage dans le guide d'onde, les modes à fuites s'extraient du guide via le réseau. Ces modes interfèrent entre eux en sortie du réseau. Pour obtenir une réflexion totale selon l'ordre 0 d'une onde incidente, il faut que ces interférences soient constructives, ce qui est le cas lorsque la condition suivante est remplie [Destouches2005, Flury2007] :

$$n_{eff} = \frac{\lambda}{\Lambda} \pm \theta_c \tag{A.1}$$

Avec $n_{eff}$ l'indice effectif du mode guidé, $\theta$ l'angle de couplage de l'onde, $\lambda$ sa longueur d'onde, et $\Lambda$ la période du réseau. Cette équation n'est généralement satisfaite que pour une longueur d'onde et un angle d'incidence déterminés (fig. A.4).

De plus, les indices effectifs $n_{eff}^{TE}$ et $n_{eff}^{TM}$ pour les modes de polarisation TE et TM sont différents. Ainsi, cette condition ne peut qu'être satisfaite pour une seule polarisation seulement.

Plusieurs techniques de fabrication existent. Elles sont chacune adaptées à un type de structure en particulier. Le dépôt des couches du guide d'onde peut se faire par déposition de vapeur chimique[2] ou bien par IBS[3] La structuration du réseau se fait le plus souvent par des techniques lithographiques.

Dans notre cas, le miroir résonnant a été obtenu par le dépot d'oxyde de tantale $Ta_2O_5$ par IBS sur un substrat de verre de quartz[4] $SiO_2$ (fig. A.2). Un réseau sub-longueur d'onde 1D y a

[2]Chemical vapor deposition (CVD)

[3]Ion beam sputtering, que l'on peut traduire par pulvérisation par faisceau ionique.

[4]*Fused silica* en anglais.

été préalablement inscrit par lithographie par interférences. Ainsi, la surface du guide d'onde est directement structurée après son dépôt sur le substrat.

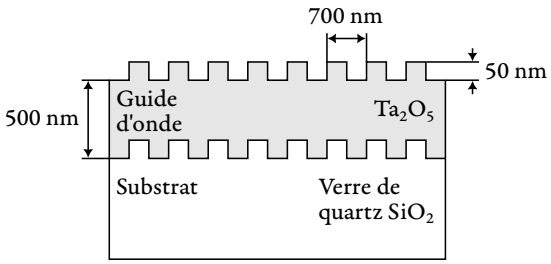



*Fig. A.2 : Représentation schématique et dimensions nominales de la structure du miroir résonnant utilisé. Le réseau en surface est obtenu grâce au dépôt du guide d'onde sur un substrat préalablement gravé par méthode lithographique.*

## Caractérisation

Un banc expérimental a été mis en place pour mesurer la réflectivité du miroir résonnant à 1617 nm pour la polarisation TE en fonction de l'angle d'incidence (fig. A.3). On peut alors mesurer les pertes passives introduites dans la cavité laser par le miroir, ainsi que la position angulaire pour laquelle sa réflexion est maximale.

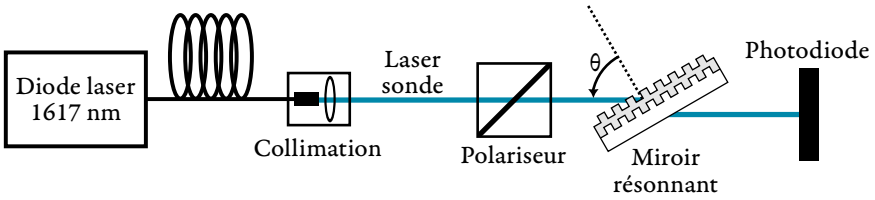



*Fig. A.3 : Montage pour la mesure de la réflectivité du miroir à 1617 nm en fonction de l'angle d'incidence.*

Le maximum de réflexion d'un faisceau à 1617 nm est théoriquement obtenu pour un angle d'incidence de 24,18° (fig. A.4 et A.5). Cependant, cet angle a été expérimentalement mesuré à 24,43° (fig. A.5). Cette différence peut provenir des tolérances de fabrication (indice de réfraction et épaisseur du guide d'onde, ainsi que profondeur et densité du réseau). Un bon recouvrement des mesures expérimentales avec la courbe théorique est réalisé en modifiant la profondeur du réseau de 50 nm à 70 nm et sa période de 700 nm à 703,2 nm.

Le faisceau laser sonde n'est pas parfaitement collimaté. La mesure de l'amplitude du pic de réflexion est donc sous-estimée. De plus, de l'absorption et de la diffusion peuvent être présentes dans le guide d'onde. Ces effets ont pour conséquence de diminuer la réflectivité maximale du miroir. En effet, celle-ci est mesurée à 97% (fig. A.5), alors que la valeur théorique est de 100%.

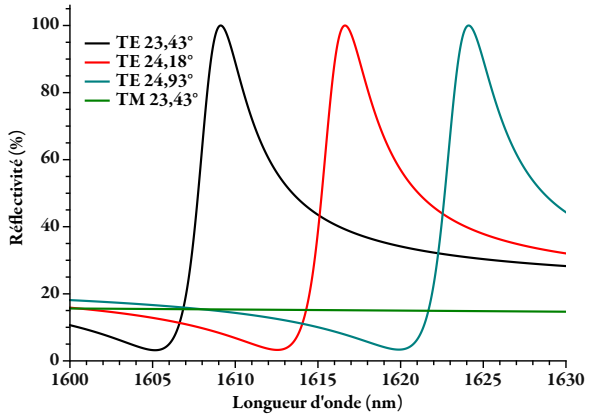



*Fig. A.4 : Réflectivités théoriques du miroir résonnant pour plusieurs angles d'incidence en fonction de la longueur d'onde, pour les polarisations TE et TM.*

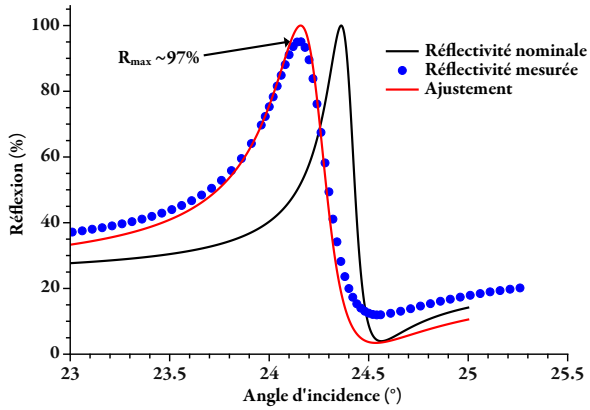



*Fig. A.5 : Réflectivité théorique (noir) et mesurée (bleu) du miroir résonnant pour la polarisation TE en fonction de l'angle d'incidence d'un faisceau à 1617 nm. L'ajustement de la réflexion théorique (rouge) s'effectue uniquement grâce à la profondeur et à la période du réseau en surface. Il ne prend pas en compte les pertes dues à l'absorption, à la diffusion ou à la divergence du faisceau.*

Les mesures des largeurs spectrales et angulaires de ce pic sont supérieures à ce qui aurait été mesuré avec un faisceau parfaitement collimaté [Rosenblatt1997].

## Montages expérimentaux

Pour qualifier et mesurer les performances d'une cavité laser utilisant un miroir résonnant, deux oscillateurs ont été mis en place (fig. A.6). Tous deux sont pompés par une diode laser à 1533 nm, émettant 40 W dans une fibre optique de 400 µm de diamètre ouverte à 0,22. Le faisceau de pompe est collimaté puis focalisé dans la fibre cristalline (Er:YAG dopé 0,5%, d'une longueur de 30 mm, et de 800 µm de diamètre) à l'aide de deux lentilles de 40 mm de focale.

Étant donnée la faible acceptance angulaire du miroir résonnant (fig. A.5), il est indispensable de concevoir une cavité laser avec un bras collimaté dans lequel insérer ce miroir. Pour cela, le coupleur plan M3 est reculé jusqu'à la limite de stabilité de la cavité. Le miroir M2, d'un rayon de courbure de 800 mm, joue ainsi le rôle de collimateur. Le miroir M1 possède un anti-reflet qui transmet le faisceau de pompe à 1533 nm et réfléchi totalement le faisceau laser à 1617 nm. Son rayon de courbure est de 100 mm.

La première cavité (fig. A.6 (a)) utilise des composants optiques usuels, placés sur le bras collimaté, pour manipuler les caractéristiques du faisceau :

- Un étalon pour basculer la longueur d'onde d'émission de 1645 nm vers 1617 nm.
- Un diaphragme pour couper les modes transverses responsables d'une faible qualité de faisceau (filtre spatial).
- Un polariseur par réflexion pour obtenir un faisceau polarisé linéairement.

Au besoin, cette cavité peut voir son diaphragme retiré pour augmenter la puissance en sortie. Pour monter la cavité avec le miroir résonnant, l'étalon et le diaphragme sont retirés, et le polariseur est remplacé par le miroir résonnant. Celui-ci joue le rôle des trois composants optiques précédents.

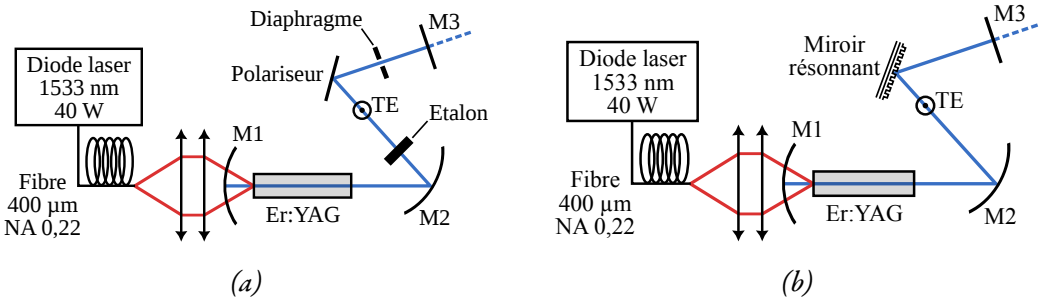



*FIG. A.6 : Schémas d'oscillateurs émettant un faisceau polarisé linéairement à 1617 nm de facteur de qualité $M^2$ inférieur à 3. (a) Oscillateur sans miroir résonnant. Un polariseur, un étalon et un diaphragme sont utilisés pour obtenir une cavité dont le faisceau laser possèdent des caractéristiques similaires par rapport à celui issu de la cavité avec le miroir résonnant (b).*

En plus de s'assurer que l'angle d'incidence $\theta$ du faisceau laser soit de 24,43° (fig. A.5), il faut placer le miroir résonnant de manière à ce que les traits du réseau soient orthogonaux au plan d'incidence (fig. A.7). L'orientation $\varphi$ du miroir sur son axe est donc un réglage important pour assurer une réflectivité maximum et une bonne sélectivité de polarisation.

## Analyse et comparaison des résultats

La cavité utilisant le miroir résonnant émet un faisceau à 1617 nm d'environ 1,4 W (fig. A.8). La cavité utilisant un étalon, un diaphragme et un polariseur émet une puissance légèrement

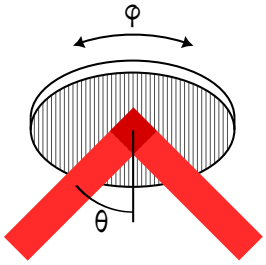



*Fig. A.7 : Représentation schématique de la position du miroir résonnant par rapport à un faisceau incident totalement réfléchi. Les traits du réseau (ici verticaux) doivent être orthogonaux au plan d'incidence.*

supérieure (1,6 W) moyennant une augmentation sensible du facteur $M^2$.

En effet, la condition A.1 dépend de l'angle d'incidence de l'onde. Ainsi, les modes gaussiens d'ordre supérieur d'un faisceau laser, dont la divergence est plus importante que celle du mode fondamental, ne sont pas totalement réfléchis par le miroir résonnant. Ainsi, le miroir résonnant peut réaliser un filtrage spatial, et diminuer ainsi le facteur de qualité $M^2$.

Le retrait du diaphragme permet aux modes transverses d'ordre supérieur d'osciller dans la cavité. La puissance en sortie est alors encore plus importante au prix d'une qualité spatiale fortement dégradée (fig. A.8).

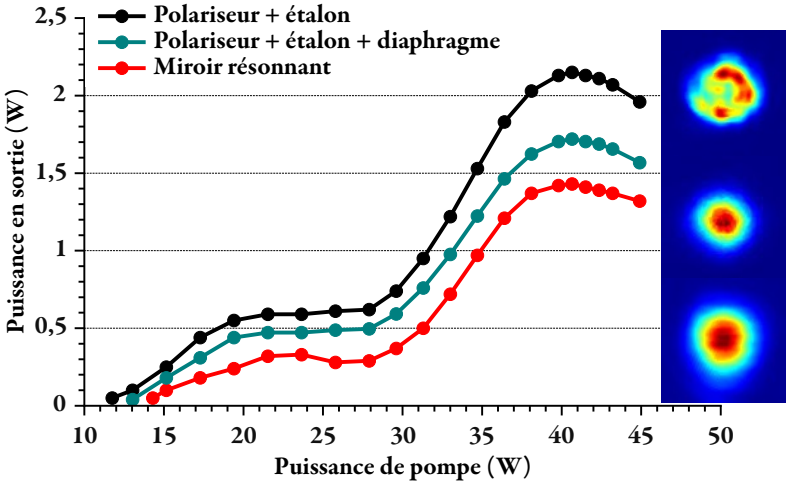



*Fig. A.8 : Puissance en sortie à 1617 nm en fonction de la puissance de pompe incidente, pour trois cavités différentes. À droite, profils spatiaux du faisceau.*

Ainsi, le miroir résonnant permet bien d'obtenir une émission à 1617 nm polarisée linéairement (tab. A.1). Bien que la puissance en sortie de cavité utilisant ce miroir soit légèrement inférieure à celles issues des cavités n'utilisant pas ce composant, la brillance du faisceau (cf. Annexe *Facteur de qualité d'un faisceau laser*) est bien plus importante (facteur 3 à 6).

| Montage | Puissance max (W) | $M^2_\perp$ | $M^2_\parallel$ | Brillance (u.a.) $P/M^2_\perp * M^2_\parallel$ | Taux de Polarisation (%) |
|---|---|---|---|---|---|
| Polariseur + étalon | 2,2 | 6,0 | 3,8 | 0,10 | 95 |
| Polariseur + étalon + diaphragme | 1,6 | 2,7 | 2,4 | 0,25 | 95 |
| Miroir résonnant | 1,4 | 1,6 | 1,4 | 0,63 | 96 |

*Tab. A.1 : Résumé des performances des différents montages expérimentaux (fig. A.6)*

Les largeurs des spectres du faisceau issu de chacune des cavités sont similaires, et sont d'environs de 300 pm (fig. A.9). Cependant, cette valeur est proche de la résolution l'analyseur de spectre utilisé (70 pm). Il est alors possible que les spectres mesurés soient en réalité plus fins.

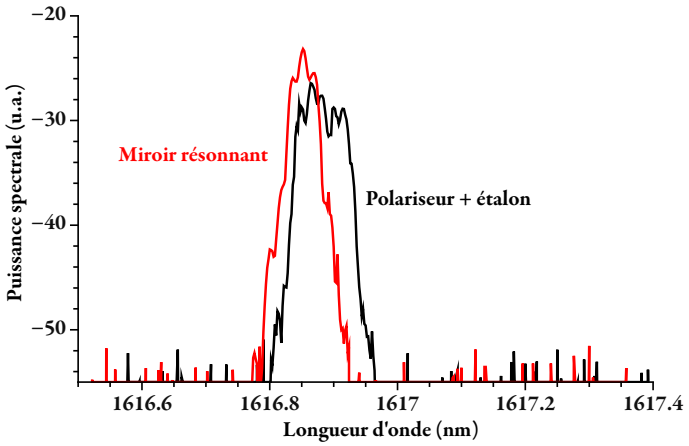



*Fig. A.9 : Spectres des faisceaux issus de la cavité sans miroir résonnant (noir) et avec le miroir résonnant (rouge).*

## Conclusion sur le potentiel du miroir résonnant

L'intérêt du miroir résonnant n'est donc pas de pouvoir générer des faisceaux plus puissants. C'est avant tout une piste intéressante pour réduire la complexité et l'encombrement de cavités pour l'émission de faisceaux laser aux caractéristiques particulières (longueur d'onde, polarisation, etc.).

Il remplace en particulier l'étalon, qui est un élément fragile, et dont l'utilisation requiert un montage mécanique qui peut être compliqué à mettre en œuvre. En effet, l'orientation de l'étalon est un élément critique pour assurer la sélectivité spectrale ; celui-ci ne doit pas bouger dans la cavité, et ce malgré les vibrations mécaniques. Le miroir résonnant utilise un substrat suffisamment épais (environs 5 mm) pour faciliter son montage dans une cavité.

Les cavités présentées précédemment utilisent 4 miroirs. Il est théoriquement possible de n'utiliser que deux miroirs : le miroir dichroïque, et le miroir résonnant. Ce dernier agirait en plus comme le coupleur de sortie de la cavité [Pigeon2007] (fig A.10).

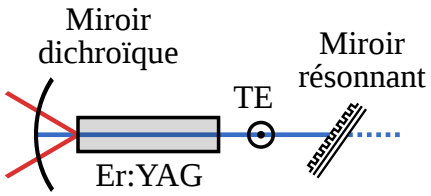



*Fig. A.10 : Exemple théorique de cavité compacte utilisant un miroir résonnant. Celui-ci joue le rôle du coupleur résonnant en plus de la sélectivité spectrale, du fitrage spatial et de polarisation.*

Son utilisation dans un contexte industriel est plus facile qu'avec un étalon. En effet, en dépit de sa très faible acceptance angulaire et de son réglage supplémentaire (rotation autour de son axe de symétrie), le miroir résonnant utilise un substrat épais de plusieurs millimètres d'épaisseur. D'un point de vue mécanique, il s'utilise comme un miroir de cavité. Ainsi, sa mise en œuvre autour d'un montage mécanique est plus facile et plus robuste que pour un étalon.

## A.2 Facteur de qualité d'un faisceau laser

Il existe un paramètre qui définit la qualité spatial d'un faisceau laser, communément noté $M^2$. Il peut être définit par le rapport des divergences entre le faisceau considéré et un faisceau gaussien, ayant le même waist $\omega_0$ et la même longueur d'onde $\lambda$ (fig. A.11) :

$$\theta_{gaussien} = \frac{\lambda}{\pi\omega_0} \tag{A.2}$$

$$M^2 = \frac{\theta_{faisceau}}{\theta_{gaussien}} \tag{A.3}$$

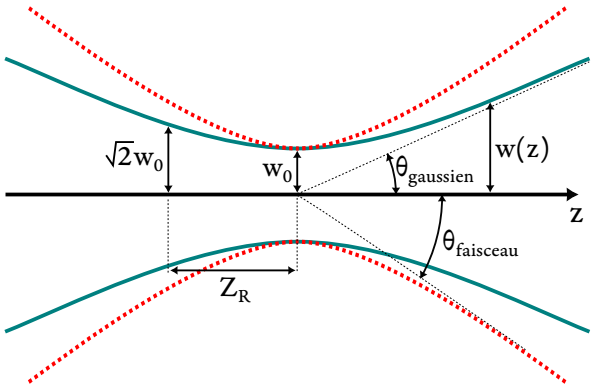



*FIG. A.11 : Description spatiale d'un faisceau laser en limite de diffraction (en bleu) et d'un faisceau de qualité spatiale* $M^2 > 1$ *(en rouge pointillés).* $Z_R$ *est la longueur de Rayleigh et* $\omega_0$ *est le diamètre du faisceau au waist.*

Dans la pratique, le facteur de qualité d'un faisceau laser peut se calculer par la mesure de son diamètre au waist $\omega_0$ et sa divergence $\theta_{faisceau}$ :

$$M^2 = \frac{\theta_{faisceau}\pi\omega_0}{\lambda} \tag{A.4}$$

Ce facteur décrit la capacité d'un faisceau laser à être focalisé par un système optique, et à se propager sur de longues distances.

Par exemple, le diamètre du faisceau $d$ au point de focalisation d'une lentille divergente s'écrit :

$$d = M^2\frac{4\lambda f}{\pi D} \tag{A.5}$$

Avec $f$ la distance focale de la lentille, $\lambda$ la longueur d'onde du faisceau et $D$ le diamètre du faisceau sur la lentille.

Ainsi, plus ce facteur est élevé, plus il difficile de focaliser le faisceau sur une petite surface, et moins il se propage sans diverger.

La luminance (de dimension W.m$^{-2}$.sr$^{-1}$, plus communément appelée *brillance* pour une source laser) évolue à l'inverse du carré du facteur M$^2$.

Il n'est pas rare de voir la brillance $B$ d'un faisceau laser définie par le rapport de sa puissance optique $P$ en watts sur son facteur de qualité au carré :

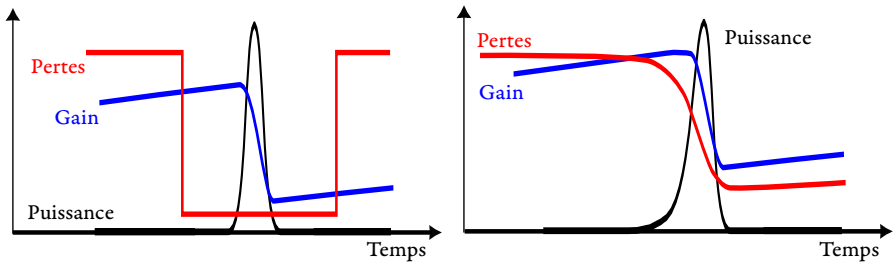
$$B = \frac{P}{(M^2)^2} \tag{A.6}$$

Dans le cas de faisceaux elliptiques, on peut définir un facteur de qualité $M_x^2$ et $M_y^2$ sur chacun des deux axes du faisceau. Dans ce cas, le carré du $M^2$ d'un faisceau circulaire est remplacé par le produit $M_x^2 \cdot M_y^2$.

## A.3 Déclenchements actif et passif

Une cavité laser composé uniquement de ses miroirs, de son milieu à gain et de sa pompe, émettra un faisceau continu (CW[5]), inutile pour les applications visées. Il faut alors y insérer des éléments optiques dont les pertes sont dépendantes du temps. L'idée est d'empêcher la cavité d'émettre un faisceau laser tout en pompant le cristal, de manière à obtenir une énergie stockée et un gain très importants. Ainsi, lorsque les pertes imposées sont subitement supprimées, la cavité émettra une impulsion géante. Ce processus est appelé déclenchement Q-switch en anglais[6].

Deux types de déclenchement existent (fig. A.12) : le déclenchement actif et le déclenchement passif. Dans le premier cas, les pertes introduites dans la cavité sont directement contrôlées par l'utilisateur au moyen de modulateurs acousto-optiques (AOM) ou électro-optiques (EOM). Cette technique est coûteuse en énergie électrique et en encombrement, mais permet de choisir facilement la cadence de répétition de l'émetteur.




*(a) Déclenchement actif* *(b) Déclenchement passif*

*Fig. A.12 : Descriptions temporelles des processus Q-switch. Le déclenchement actif est directement réalisé par l'utilisateur, alors que le déclenchement passif n'a lieu qu'une fois que le gain du cristal a dépassé les pertes totales de la cavité.*

Dans le second cas, les pertes ne dépendent plus directement du temps, mais de l'intensité laser présente dans la cavité, grâce à l'introduction d'un milieu appelé absorbant saturable (fig. A.13). Les pertes introduites par un tel milieu sont suffisamment faibles pour que le seuil laser puisse être atteint. L'absorbant saturable est alors pompé par le signal laser présent dans la cavité de manière à supprimer subitement les pertes qu'il introduit, laissant place à la formation d'une impulsion géante appelée impulsion Q-switch.

Contrairement à un AOM ou un EOM pour le déclenchement actif, un absorbant saturable est rarement totalement transparent (cf. 3.4.2), y compris lorsqu'il est saturé par l'impulsion se formant dans la cavité. Ces pertes non saturables font du déclenchement passif une méthode moins efficace en terme d'énergie en sortie que le déclenchement actif. De plus, la ca-

[5] *Continuous Wave* en anglais

[6] Q est le facteur de qualité d'une cavité laser, calculé à partir des gains et des pertes de celle-ci. Faire varier les pertes revient à faire varier le facteur Q.

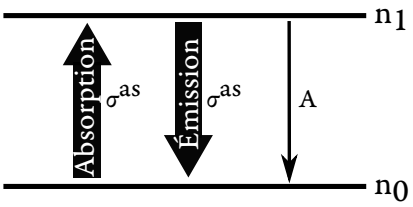



*Fig. A.13 : Représentation schématique des niveaux d'énergie d'un ion deux niveaux dopant un cristal dit absorbant saturable. La section efficace $\sigma^{as}$ est la même pour l'absorption et l'émission. Ainsi le paramètre d'inversion ne peut pas être supérieur à 50%, valeur pour laquelle un photon incident est équiprobablement soit absorbé, soit participe à l'émission stimulée. L'absorbant saturable est alors transparent. A est le débit liée aux émissions radiatives et non radiatives.*

dence de répétition de la source ne peut plus être contrôlée directement, elle est choisie par la cavité elle-même en fonction de ses paramètres ; une impulsion se déclenche lorsque le gain du cristal dépasse les pertes totales de la cavité.

L'intérêt du déclenchement passif réside dans sa compacité et sa facilité de mise en œuvre en comparaison avec le déclenchement actif. De plus, cette méthode ne consomme pas de puissance électrique (et ne requiert donc pas d'alimentation électrique dédiée). Cependant, elle ne permet pas de fixer arbitrairement le taux de répétition, et donc d'obtenir de très fortes énergies (dizaines de millijoules) à très basses cadences (la centaine de hertz).

## A.4 Énergie stockée et énergie extractible

Une des conséquences de l'utilisation d'un cristal quasi-trois niveaux, tel que le YAG dopé Erbium, comme milieu à gain laser est que les énergies stockées et extractibles dans le cristal sont limitées par l'émission stimulée de la pompe et l'absorption du signal laser respectivement. Cette annexe s'appuie sur les équations de débit exposées dans la partie 2.2.3 pour expliquer et quantifier $\beta_{min}$ et $\beta_{max}$, limites du paramètre d'inversion $\beta = n_1/(n_1 + n_0)$ qui bornent respectivement l'énergie extractible et stockée.

On considère un volume élémentaire $V$ dans lequel toutes les grandeurs physiques présentées dans la partie 2.2.3 sont supposées uniformes. En négligeant le phénomène d'upconversion et en notant $A$ son temps de vie, l'évolution de la densité de population du niveau $n_1$ est :

$$\frac{dn_1}{dt} = \sigma_{ap} n_0 I_p - \sigma_{ep} n_1 I_p + \sigma_{al} n_0 I_l - \sigma_{el} n_1 I_l - A n_1 \tag{A.7}$$

On évalue $\beta_{max}$ en se plaçant en régime stationnaire, et en absence d'intensité laser $I_l$. L'équation ci-dessus devient alors :

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{\sigma_{ap} I_p}{A + \sigma_{ep} I_p} \tag{A.8}$$

Puisque l'on cherche à estimer l'inversion de population maximum, on peut se placer dans un régime de pompage intense de manière à ce que l'approximation $A << \sigma_{ep} I_p$ deviennent valable. Il est alors possible d'écrire :

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{\sigma_{ap}}{\sigma_{ep}} \tag{A.9}$$

Ce qui permet d'évaluer $\beta_{max}$ :

$$\beta_{\text{max}} = \frac{n_1}{n_1 + n_0} = \frac{1}{1 + n_0/n_1} = \frac{1}{1 + \sigma_{ep}/\sigma_{ap}} \tag{A.10}$$

$\beta_{max}$ ne dépend donc que du rapport des sections efficaces d'émission et d'absorption à la longueur d'onde de pompe. Cette relation montre aussi que dans un laser quatre niveaux où $\sigma_{ep}$ est nul, il est possible d'inverser la totalité des ions présents dans le volume $V$ considéré.

Dans le cas de l'Er:YAG, l'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe empêche d'inverser plus de 57% (pour un faisceau de pompe à 1532 nm) des ions présents dans le volume $V$, et ce quelque soit la puissance de pompe incidente.

Cependant, une partie de ces ions excités ne participent pas directement à la génération d'un photon laser. En effet, après une impulsion Q-switch, le gain du volume $V$ est nul, ce qui signifie qu'il n'y a ni absorption ni amplification du signal laser. Ainsi, dans une architecture laser trois niveaux, une partie importante de l'énergie stockée n'est utile que pour atteindre le seuil de transparence.

Pour évaluer le paramètre d'inversion de population $\beta_{min}$ nécessaire à l'obtention du seuil de transparence, on fixe la section efficace de gain à zéro :

$$\sigma_g = \beta_{min} \cdot \sigma_e - (1 - \beta_{min}) \cdot \sigma_a = 0 \tag{A.11}$$

Ce qui permet directement d'obtenir $\beta_{min}$ :

$$\beta_{min} = \frac{1}{1 + \sigma_{el}/\sigma_{al}} \tag{A.12}$$

En résumé, l'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe implique $\beta_{max} < 1$, et l'absorption à la longueur d'onde laser est responsable d'un $\beta_{min}$ non nul. Ainsi, en notant $h$ la constante de Planck, $c$ la vitesse de la lumière, $\lambda$ la longueur d'onde d'émission laser et $n_{Er:YAG}$ la densité d'ion dans le volume $V$, l'énergie utile totale s'écrit :

$$E_{utile} = \frac{V \cdot hc \cdot n_{Er:YAG}}{\lambda}(\beta_{max} - \beta_{min}) \tag{A.13}$$

Pour les laser quatre niveaux, comme ceux utilisant des cristaux Nd:YAG, $\beta_{max} - \beta_{min}$ vaut 1. Pour l'Er:YAG, la valeur de ce facteur dépend des longueurs d'onde utilisées :

$$\begin{aligned}
\beta_{max}^{1470} - \beta_{min}^{1645} &= 0,83 - 0,09 = 0,74 \\
\beta_{max}^{1470} - \beta_{min}^{1617} &= 0,83 - 0,14 = 0,69 \\
\beta_{max}^{1532} - \beta_{min}^{1645} &= 0,57 - 0,09 = 0,48 \\
\beta_{max}^{1532} - \beta_{min}^{1617} &= 0,57 - 0,14 = 0,43
\end{aligned} \tag{A.14}$$

L'application numérique montre que la réduction du défaut quantique par un pompage optique à 1532 nm se fait au prix de l'énergie maximale stockée dans le milieu à gain.

## A.5 Upconversion

DANS le cas de l'erbium, il peut arriver que deux ions excités dans le niveau $n_1$ spatialement proche interagissent entre eux en transférant leur énergie [Georgescu2005, White2011]. L'un se retrouve alors à l'état fondamental $n_0$ alors que l'autre est excité à un niveau plus élevé $n_3$ (fig. A.14). Ce phénomène est appelé *upconversion*, ou addition de photons par transfert d'énergie (APTE).

En plus de générer un dépôt de chaleur supplémentaire, l'upconversion entraîne une baisse du temps de vie effectif du niveau $n_1$, diminuant l'efficacité du système laser. Les populations $n_3$ et $n_2$ permettent d'intégrer dans le modèle numérique les conséquences de l'upconversion sur l'efficacité du système (eq.2.2).

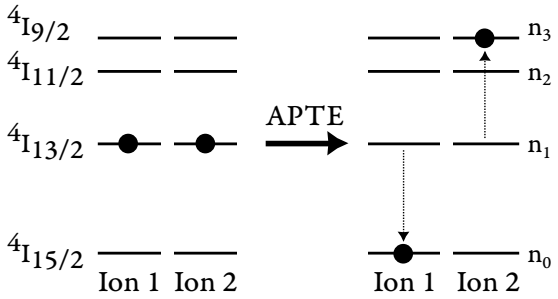



*FIG. A.14 : Représentation schématique du phénomène d'upconversion pour l'ion erbium.*

## A.6 Gradients de dopage

Dans la mesure où la densité de pompe prévue par l'architecture retenue (cf. 1.5.3) ne dépasse par 12 kW/cm$^2$ (15 W sur une surface de 200 µm de diamètre), la baisse du temps de vie effectif provient essentiellement de l'upconversion. Puisqu'il n'est pas possible de réduire le dopage et d'augmenter la longueur du cristal pour des raisons d'encombrement, une des pistes possibles pour améliorer l'efficacité de la source est l'utilisation de gradients de dopage radial et longitudinal.

L'idée est de répartir l'absorption du faisceau de pompe dans le cristal de manière à obtenir une densité de population $n_1$ plus homogène, réduisant l'upconversion autour du spot du faisceau de pompe. Un avantage collatéral est l'obtention d'une charge thermique mieux répartie le long du cristal, permettant une extraction de chaleur plus efficace.

De plus, un gradient radial avec un centre de fibre cristalline moins dopé permettrait la génération et l'amplification de modes gaussiens d'ordres supérieurs, qui ne sont pas gênants dans le cadre de Minitélia, qui impose un facteur de qualité de 5 au plus. Ces modes supplémentaires peuvent se traduire par une hausse de l'énergie par impulsion en sortie de cavité.

La simulation a été adaptée pour pouvoir prendre en compte les gradients de dopages radiaux et longitudinaux. Une comparaison de ces cristaux avec des cristaux dopées de manière homogène est faite sur les figures A.15 et A.16.

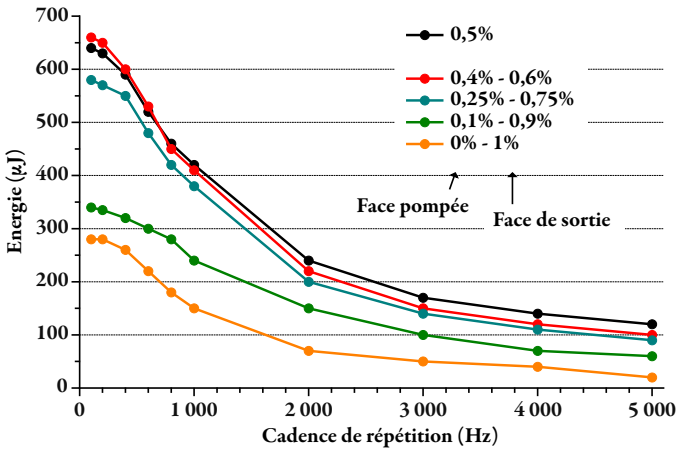



*Fig. A.15 : Énergies issues de la simulation en fonction de la cadence pour différents gradients de dopage longitudinal.*

Tout d'abord, l'absorption du cristal augmente avec son gradient de dopage longitudinal, même à dopage moyen constant, ce qui entraîne une réabsorption du signal laser si l'intensité de pompe n'est plus suffisante pour assurer l'inversion de population minimale pour la transparence.

Une idée est de réduire la longueur du cristal, mais ceci revient à diminuer le nombre d'ions total dans le cristal et donc l'énergie qui peut y être stockée et extraite.

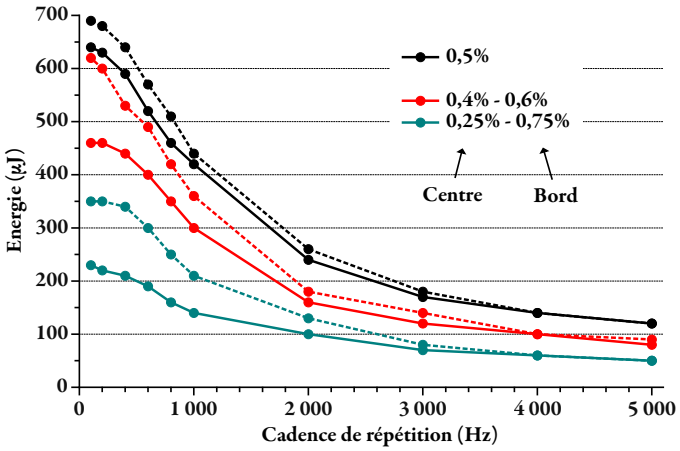



*FIG. A.16 : Énergies issues de la simulation (à 1645 nm) en fonction de la cadence pour différents gradients de dopage radial pour un facteur de qualité du faisceau laser $M^2$ égal à 1 (pleins) et à 5 (pointillés).*

La comparaison des performances pour différents gradients de dopage radial est rendue difficile par une des limitations de la simulation numérique. Le facteur de qualité $M^2$ du faisceau laser est un paramètre de la simulation. Ajouter un gradient de dopage radial dans le cristal n'a donc pas d'influence sur la taille du signal dans le cristal. Ainsi, avec un facteur $M^2$ égal à 1, il est normal que l'insertion d'un dopage radial ne fasse que diminuer l'énergie des impulsions puisque la densité d'ions erbium interceptée par le signal diminue elle aussi.

En augmentant la divergence du faisceau jusqu'à obtenir un facteur $M^2$ égal à 5, la présence d'un gradient de dopage radial permet, à basse cadence, d'obtenir des performances similaires par rapport à un cristal dopé de manière homogène émettant un faisceau limité par la diffraction ($M^2 = 1$).

L'exploitation de la simulation montre donc le peu d'intérêt que représentent les gradients de dopage à l'erbium dans un cristal de YAG dans les conditions du projet Minitélia. La piste de la diminution de l'upconversion par l'utilisation de gradients de dopage n'est donc pas retenue pour la suite des travaux.

## A.7 Autres utilisation de l'ion erbium

Grâce à ses nombreuses transitions électroniques (fig. A.17), l'erbium est un ion dopant polyvalent : il est utilisé entre autre dans le milieu médical pour son émission autour 2,9 µm (pic d'absorption de l'eau) avec un pompage non résonnant par lampe flash [Kalashnikov2002, Skorczakowski2011] ou résonnant par diodes laser autour de 975 nm [Arbabzadah2011, Heinrich2011, Stock2012].

Une émission autour de 560 nm (transition $^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$) est possible grâce à une excitation directe à 490 nm vers le niveau $^4F_{7/2}$ [Toma2006], ou bien par absorptions à l'état excité à 810 nm ou à 975 nm [Laming1988, Pollnau1998, Toma2006]. Par des méthodes de pompage similaires, de l'émission dans le rouge à 660 nm a été démontrée [Capobianco2002, Liu2007].

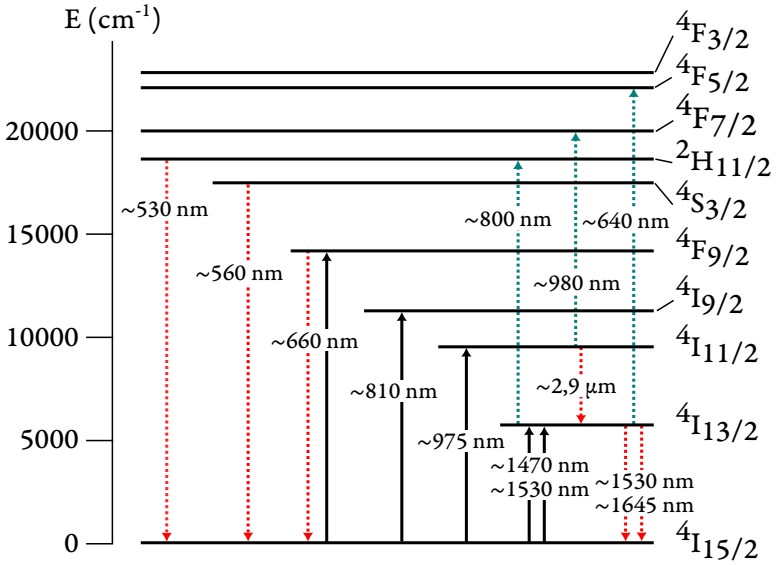



*Fig. A.17 : Représentation schématique des niveaux électroniques de l'ion erbium et ses principales transitions dans le YAG : absorptions à l'état initiale (noir), absorptions à l'état excité (bleu) et émissions (rouge). Les longueurs d'onde exactes des transitions peuvent différer en fonction de la matrice cristalline. Schéma inspiré de [Chakraborty2008].*

## A.8 Valeur des paramètres utilisés pour la simulation

### Constantes fondamentales

Constante de Planck : $6{,}6261 \times 10^{-34}\ J.s$
Vitesse de la lumière dans le vide : $299792458\ m/s$
Masse du proton : $1{,}6725 \times 10^{-24}\ g$
Facteur de dégénérescence pour l'ion Erbium : $2$

### Constantes du YAG

Densité du YAG : $4{,}56 \times 10^{6}\ g/m^3$
Numéro atomique du YAG : $593,7$
Indice du YAG : $1,82$

### Temps de vie radiatifs

$\tau_{R32} = 1{,}61\ s$
$\tau_{R31} = 17{,}6 \times 10^{-3}\ s$
$\tau_{R30} = 19{,}6 \times 10^{-3}\ s$
$\tau_{R21} = 50{,}2 \times 10^{-3}\ s$
$\tau_{R20} = 6{,}37 \times 10^{-3}\ s$
$\tau_{R10} = 8{,}23 \times 10^{-3}\ s$

### Temps de vie non radiatifs

$\tau_{NR32} = 0{,}006 \times 10^{-3}\ s$
$\tau_{NR21} = 0{,}1 \times 10^{-3}\ s$
$\tau_{NR10} = 103 \times 10^{-3}\ s$

### Taux de désexcitation

$R_{32} = 1/\tau_{R32} + 1/\tau_{RN32}$
$R_{31} = 1/\tau_{R31}$
$R_{30} = 1/\tau_{R30}$
$R_{21} = 1/\tau_{R21} + 1/\tau_{RN21}$
$R_{20} = 1/\tau_{R20}$
$R_{10} = 1/\tau_{R10} + 1/\tau_{RN10}$

# Liste des publications et conférences de l'auteur

## Publications dans des revues scientifiques à comité de lecture

- *Passively Q-switched Er:YAG laser operating at 1617 nm at low pump power level*
  A. Aubourg, J. Didierjean, N. Aubry, F. Balembois, P. Georges. Accepté pour publication le 03/11/2014 dans *Journal of the Optical Society of America B*.

- *Comment on 'Dual-wavelength Q-switched Er:YAG laser around 1.6 μm for methane differential absorption lidar'*
  A. Aubourg, F. Balembois and P. Georges.
  Laser Phys. Lett. 11.4 (2014), p. 048001.

- *1617 nm emission control of an Er:YAG laser by a corrugated single-layer resonant grating mirror*
  A. Aubourg, M. Rumpel, J. Didierjean, N. Aubry, T. Graf, F. Balembois, P. Georges, M.A. Ahmed.
  Opt. Lett. 39.3 (2014), p. 466–469.

- *Passively Q-switched diode-pumped Er:YAG solid-state laser*
  A. Aubourg, J. Didierjean, N. Aubry, F. Balembois, P. Georges.
  Opt. Lett. 38.6 (2013), p. 938–940.

## Congrès avec publication des actes

- *High Beam Quality, Narrow Linewidth and High-Polarization Purity Er:YAG Laser Emitting at 1617 nm With a Resonant Grating Mirror*
  A. Aubourg, M. Rumpel, J. Didierjean, N. Aubry, T. Graf, F. Balembois, P. Georges, and M. Abdou Ahmed.
  Advanced Solid State Lasers (ASSL) 2013 paper : ATu3A.20.

- *Passively Q-switched, Er:YAG Single Crystal Fiber Laser Diode-Pumped at 1470 nm*
  A. Aubourg, J. Didierjean, N. Aubry, F. Balembois, and P. Georges.
  Advanced Solid State Lasers (ASSL) 2013 paper : JTh2A.58.

- *Diode-pumped 1617 nm Er:YAG laser with micro-pulling down single-crystal fibers*
  I. Martial, A. Aubourg, J. Didierjean, N. Aubry, F. Balembois, and P. Georges.
  Advanced Solid-State Photonics (ASSP) 2012 paper : AT4A.1.

- *Oxide crystal-fibers grown by micro-pulling-down technique and applications for lasers and scintillators*
  J. Didierjean, N. Aubry, D. Perrodin, J.M. Fourmigue, I. Martial, A. Aubourg, F. Balembois, X. Delen, D. Sangla, P. Georges.
  Proc. SPIE 8263, Oxide-based Materials and Devices III, 82630Q.

- *Diode-pumped and passively Q-switched Er :YAG laser emitting at 1617 nm*
  A. Aubourg, J. Didierjean, N. Aubry, F. Balembois, and P. Georges.
  Proc. SPIE 8959, Solid State Lasers XXIII : Technology and Devices, 895909.

- *Resonant diode-pumping of Er:YAG single crystal fiber operating at 1617 nm*
  A. Aubourg, I.Martial, J. Didierjean, N. Aubry, F. Balembois, and P. Georges.
  Proc. SPIE 8235, Solid State Lasers XXI : Technology and Devices, 823516.

## Congrès sans publication des actes

- *Actively and passively Q-switched Diode-pumped Er:YAG laser emitting at 1645 nm and 1617 nm*
  A. Aubourg, J. Didierjean, N. Aubry, F. Balembois, and P. Georges.
  6th International Symposium on Optronics in Defence and Security (2014) paper : 2965597.

- *Wavelength selection, spatial filtering and polarization control of an Er:YAG laser cavity by resonant-grating mirror*
  A. Aubourg, M. Rumpel, M.A. Ahmed, J. Didierjean, N. Aubry, T. Graf, F. Balembois, and P. Georges.
  The European Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO Europe) 2013 paper : CA.P.25.

- *Diode pumped Er:YAG single crystal fiber laser passively Q-switched with Cr:ZnSe saturable absorber emitting at 1645 nm or 1617 nm*
  A. Aubourg, J. Didierjean, N. Aubry, F. Balembois, and P. Georges.
  The European Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO Europe) 2013 paper : CA.P.26.

# Bibliographie


[Agger2006] S. D. Agger et J. H. Povlsen. « Emission and absorption cross section of Thulium doped silica fibers ». Dans : *Opt. Express* 14.1 (2006), p. 50–57.

[Ahmed2006] M. A. Ahmed, T. Moser, F. Pigeon, O. Parriaux et T. Graf. « Intra-cavity polarizing element for Nd:YAG laser ». Dans : *Laser Physics Letters* 3.3 (2006), p. 129.

[Arbabzadah2011] E. Arbabzadah, S. Chard, H. Amrania, C. Phillips et M. Damzen. « Comparison of a diode pumped Er:YSGG and Er:YAG laser in the bounce geometry at the 3 μm transition ». Dans : *Opt. Express* 19.27 (2011), p. 25860–25865.

[Aubourg2013] A. Aubourg, J. Didierjean, N. Aubry, F. Balembois et P. Georges. « Passively Q-switched diode-pumped Er:YAG solid-state laser ». Dans : *Opt. Lett.* 38.6 (2013), p. 938–940.

[Aubourg2014a] A. Aubourg, F. Balembois et P. Georges. « Comment on 'Dual-wavelength Q-switched Er:YAG laser around 1.6 μ m for methane differential absorption lidar' ». Dans : *Laser Physics Letters* 11.4 (2014), p. 048001.

[Aubourg2014b] A. Aubourg, M. Rumpel, J. Didierjean, N. Aubry, T. Graf, F. Balembois, P. Georges et M. A. Ahmed. « 1617 nm emission control of an Er:YAG laser by a corrugated single-layer resonant grating mirror ». Dans : *Opt. Lett.* 39.3 (2014), p. 466–469.

[Berry2013] P. A. Berry, J. R. Macdonald, S. J. Beecher, S. A. McDaniel, K. L. Schepler et A. K. Kar. « Fabrication and power scaling of a 1.7 W Cr:ZnSe waveguide laser ». Dans : *Opt. Mater. Express* 3.9 (2013), p. 1250–1258.

[Bigotta2010] S. Bigotta et M. Eichhorn. « Q-switched resonantly diode-pumped $Er^{3+}$:YAG laser with fiberlike geometry ». Dans : *Opt. Lett.* 35.17 (2010), p. 2970–2972.

[Brauch1995] U. Brauch, A. Giesen, M. Karszewski, C. Stewen et A. Voss. « Multiwatt diode-pumped Yb:YAG thin disk laser continuously tunablebetween 1018 and 1053 nm ». Dans : *Opt. Lett.* 20.7 (1995), p. 713–715.

[Bykov2008] V. N. Bykov, A. A. Izyneev, A. G. Sadovoi, P. I. Sadovskii et O. A. Sorokina. « Transversely diode-pumped passively Q-switched erbium glass laser emitter ». Dans : *Quantum Electronics* 38.3 (2008), p. 209.

[Camargo1995] M. B. Camargo, R. D. Stultz, M. Birnbaum et M. Kokta. « $Co^{2+}$:YSGG saturable absorber Q-switch for infrared erbium lasers ». Dans : *Opt. Lett.* 20.3 (1995), p. 339–341.

[Capobianco2002] J. A. Capobianco, F. Vetrone, J. C. Boyer, A. Speghini et M. Bettinelli. « Enhancement of Red Emission ($^4F_{9/2}$ → $^4I_{15/2}$) via Upconversion in Bulk and Nanocrystalline Cubic $Y_2O_3$:$Er^{3+}$ ». Dans : *The Journal of Physical Chemistry B* 106.6 (2002), p. 1181–1187.

[Chakraborty2008] R. Chakraborty, J. C. Biswas et S. K. Lahiri. « Studies on erbium diffusion in lithium niobate ». Dans : *Optical Engineering* 47.8 (2008), p. 084601.

[Chang2010] N. Chang, N. Simakov, D. Hosken, J. Munch, D. Ottaway et P. Veitch. « Resonantly diode-pumped continuous-wave and Q-switched Er:YAG laser at 1645 nm ». Dans : *Opt. Express* 18.13 (2010), p. 13673–13678.

[Chen1997] Y. Chen, T. M. Huang, C. F. Kao, C. Wang et S. Wang. « Optimization in scaling fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers to higher power : influence of thermal effect ». Dans : *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 33.8 (1997), p. 1424–1429.

[Chen2004] Y. F. Chen. « Compact efficient all-solid-state eye-safe laser-with self-frequency Raman conversion in a Nd:$YVO_4$ crystal ». Dans : *Opt. Lett.* 29.18 (2004), p. 2172–2174.

[Chen2012] Y. Chen, Y. Lin, Y. Zou, Z. Luo et Y. Huang. « Passively Q-switched 1.5-1.6 μm Er:Yb:$LuAl_3(BO_3)_4$ laser with $Co^{2+}$:$Mg_{0.4}Al_{2.4}O_4$ saturable absorber ». Dans : *Opt. Express* 20.9 (2012), p. 9940–9947.

[Chen2013] Y. Chen, Y. Lin, J. Huang, X. Gong, Z. Luo et Y. Huang. « Comparative study on the acousto-optic Q-switched pulse performances of 1520 and 1560 nm lasers in Er:Yb:$RAl_3(BO_3)_4$ (R = Y and Lu) crystals ». Dans : *Opt. Express* 21.16 (2013), p. 18919–18926.

[Cizmeciyan2009] M. N. Cizmeciyan, H. Cankaya, A. Kurt et A. Sennaroglu. « Kerr-lens mode-locked femtosecond $Cr^{2+}$:ZnSe laser at 2420 nm ». Dans : *Opt. Lett.* 34.20 (2009), p. 3056–3058.

[Currie2011] M. Currie, J. D. Caldwell, F. J. Bezares, J. Robinson, T. Anderson, H. Chun et M. Tadjer. « Quantifying pulsed laser induced damage to graphene ». Dans : *Applied Physics Letters* 99.21, 211909 (2011).

[Dai2013] Y. F. Dai, Y. Y. Li, X. Zou, Y. J. Dong et Y. X. Leng. « High-efficiency broadly tunable Cr:ZnSe single crystal laser pumped by Tm:YLF laser ». Dans : *Laser Physics Letters* 10.10 (2013), p. 105816.

[Délen2011] X. Délen, F. Balembois et P. Georges. « Temperature dependence of the emission cross section of Nd:YVO4 around 1064 nm and consequences on laser operation ». Dans : *J. Opt. Soc. Am. B* 28.5 (2011), p. 972–976.

[Délen2013] X. Délen. « Amplificateurs laser à cristaux massifs pompés par diode : fibres cristallines Yb:YAG et cristaux Nd:YVO4 ». Thèse de doct. Université Paris-Sud, 2013.

[Denisov2000] I. A. Denisov, M. I. Demchuk, N. V. Kuleshov et K. V. Yumashev. « $Co^{2+}$:$LiGa_5O_8$ saturable absorber passive Q-switch for 1.34 µm $Nd^{3+}$:$YAlO_3$ and 1.54 µm $Er^{3+}$:glass lasers ». Dans : *Applied Physics Letters* 77.16 (2000), p. 2455–2457.

[Denker2004] B. Denker, B. Galagan, L. Ivleva, V. Osiko, S. Sverchkov, I. Voronina, J. Hellstrom, G. Karlsson et F. Laurell. « Luminescent and laser properties of Yb–Er:$GdCa_4O(BO_3)_3$ : a new crystal for eye-safe 1.5 µm lasers ». Dans : *Applied Physics B* 79.5 (2004), p. 577–581.

[Destouches2005] N. Destouches, A. Tishchenko, J. Pommier, S. Reynaud, O. Parriaux, S. Tonchev et M. Ahmed. « 99% efficiency measured in the -1st order of a resonant grating ». Dans : *Opt. Express* 13.9 (2005), p. 3230–3235.

[Didierjean2007] J. Didierjean. « Étude thermique des cristaux lasers, réalisation de lasers à fibres monocristallines ». Thèse de doct. Université Paris-Sud, 2007.

[Eichhorn2008] M. Eichhorn, S. Fredrich-Thornton, E. Heumann et G. Huber. « Spectroscopic properties of $Er^{3+}$:YAG at 300-550 K and their effects on the 1.6 μm laser transitions ». Dans : *Applied Physics B : Lasers and Optics* 91 (2 2008), p. 249–256.

[Flury2007] M. Flury, A. V. Tishchenko et O. Parriaux. « The Leaky Mode Resonance Condition Ensures 100% Diffraction Efficiency of Mirror-Based Resonant Gratings ». Dans : *J. Lightwave Technol.* 25.7 (2007), p. 1870–1878.

[Foltynowicz2011] R. Foltynowicz. « A 243 mJ, Eye-Safe, Injection-Seeded, KTA Ring-Cavity Optical Parametric Oscillator ». Dans : *Nonlinear Optics*. Optical Society of America, 2011, NME8.

[Fritsche2013] H. Fritsche, O. Lux, X. Wang, Z. Zhao et H. J. Eichler. « Resonantly diode pumped Er:YAG laser systems emitting at 1645 nm for methane detection ». Dans : *Laser Physics Letters* 10.10 (2013), p. 105805.

[Galecki2013] L. Galecki, M. Eichhorn et W. Zendzian. « Pulsed 1.645 μm $Er^{3+}$:YAG laser with increased average output power and diffraction limited beam quality ». Dans : *Laser Physics Letters* 10.10 (2013), p. 105813.

[Gao2012] C. Gao, R. Wang, L. Zhu, M. Gao, Q. Wang, Z. Zhang, Z. Wei, J. Lin et L. Guo. « Resonantly pumped 1.645 μm high repetition rate Er:YAG laser Q-switched by a graphene as a saturable absorber ». Dans : *Opt. Lett.* 37.4 (2012), p. 632–634.

[Georgescu2005] S. Georgescu, O. Toma et I. Ivanov. « Upconversion from the $^4I_{13/2}$ and $^4I_{11/2}$ levels in Er:YAG ». Dans : *Journal of Luminescence* 114.1 (2005), p. 43–52.

[Georgiou2005] E. Georgiou, F. Kiriakidi, O. Musset et J.-P. Boquillon. « 1.65 μm Er:Yb:YAG diode-pumped laser delivering 80 mJ pulse energy ». Dans : *Optical Engineering* 44.6 (2005), p. 064202.

[Güell2004] F. Güell, J. Gavaldà, R. Solé, M. Aguiló, F. Díaz, M. Galan et J. Massons. « 1.48 and 1.84 μm thulium emissions in monoclinic $KGd(WO_4)_2$ single crystals ». Dans : *Journal of Applied Physics* 95.3 (2004), p. 919–923.

[Heinrich2011] A. Heinrich et T. Bragagna. « High Power, Diode Side Pumped Er:YAG Lasers ». Dans : *CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest*. Optical Society of America, 2011, CA_P20.

[Jiang1995] Y. Jiang, R. Wu, D. L. Rhonehouse, M. J. Myers, J. D. Myers et S. J. Hamlin. « Bleaching and Q-switching of $U^{2+}$:$CaF_2$ At 1535 nm ». Dans : *Solid State Lasers and Nonlinear Crystals*. T. 2379. 1995, p. 26–31.

[Jin2014] C. J. Jin, X. M. Chen, L. F. Li, M. Qi, Y. Bai, Z. Y. Ren et J. T. Bai. « A graphene-based passively Q-switched Ho:YAG laser in-band pumped by a diode-pumped Tm:YLF solid-state laser ». Dans : *Laser Physics* 24.3 (2014), p. 035801.

[Kalashnikov2002] V. Kalashnikov, V. Shcherbitsky, N. Kuleshov, S. Girard et R. Moncorgé. « Pulse energy optimization of passively Q-switched flash-lamp pumped Er:glass laser ». Dans : *Applied Physics B : Lasers and Optics* 75 (1 2002), p. 35–39.

[Kim2008] J. W. Kim, D. Y. Shen, J. K. Sahu et W. A. Clarkson. « High-power in-band pumped Er:YAG laser at 1617 nm ». Dans : *Opt. Express* 16.8 (2008), p. 5807–5812.

[Kim2009] J. Kim, D. Shen, J. Sahu et W. Clarkson. « Fiber-Laser-Pumped Er:YAG Lasers ». Dans : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 15.2 (2009), p. 361–371.

[Kisel2005] V. Kisel, V. Shcherbitsky, N. Kuleshov, V. Konstantinov, V. Levchenko, E. Sorokin et I. Sorokina. « Spectral kinetic properties and lasing characteristics of diode-pumped $Cr^{2+}$:ZnSe single crystals ». Dans : *Optics and Spectroscopy* 99.4 (2005), p. 663–667.

[Kisel2012] V. E. Kisel, K. N. Gorbachenya, A. S. Yasukevich, A. M. Ivashko, N. V. Kuleshov, V. V. Maltsev et N. I. Leonyuk. « Passively Q-switched microchip Er,Yb:$YAl_3(BO_3)_4$ diode-pumped laser ». Dans : *Opt. Lett.* 37.13 (2012), p. 2745–2747.

[Kuleshov1997] N. V. Kuleshov, A. A. Lagatsky, V. G. Shcherbitsky, V. P. Mikhailov, E. Heumann, T. Jensen, A. Diening et G. Huber. « CW laser performance of Yb and Er,Yb doped tungstates ». Dans : *Applied Physics B* 64.4 (1997), p. 409–413.

[Laming1988] R. I. Laming, S. B. Poole et E. J. Tarbox. « Pump excited-state absorption in erbium-doped fibers ». Dans : *Opt. Lett.* 13.12 (1988), p. 1084–1086.

[Laporta1991] P. Laporta, S. D. Silvestri, V. Magni et O. Svelto. « Diode-pumped CW bulk Er:Yb:glass laser ». Dans : *Opt. Lett.* 16.24 (1991), p. 1952–1954.

[Larat2014] C. Larat, M. Schwarz, E. Lallier et E. Durand. « 120 mJ Q-switched Er:YAG laser at 1645 nm ». Dans : *Opt. Express* 22.5 (2014), p. 4861–4866.

[Levoshkin2001] A. Levoshkin et J. E. Montagne. « Efficient Diode Pumping for Q-Switched Yb:Er:Glass Lasers ». Dans : *Appl. Opt.* 40.18 (2001), p. 3023–3032.

[Li1994] C. Li, R. Moncorgé, J. Souriau, C. Borel et C. Wyon. « Room temperature CW laser action of $Y_2SiO_5$:$Yb^{3+}$,$Er^{3+}$ at 1.57 μm ». Dans : *Optics Communications* 107.1–2 (1994), p. 61–64.

[Liu2007] M. Liu, S. Wang, J. Zhang, L. An et L. Chen. « Dominant red emission $^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ via upconversion in YAG ($Y_3Al_5O_{12}$):$Yb^{3+}$,$Er^{3+}$ nanopowders ». Dans : *Optical Materials* 29.11 (2007), p. 1352–1357.

[Liu2008] Z. Liu, Q. Wang, X. Zhang, Z. Liu, H. Wang, J. Chang, S. Fan, F. Ma et G. Jin. « Intracavity optical parametric oscillator pumped by an actively Q-switched Nd:YAG laser ». Dans : *Applied Physics B* 90.3-4 (2008), p. 439–443.

[Lu2013] B. Lu, H. Chen, M. Jiang, X. Chen, Z. Ren et J. Bai. « Graphene-based passive Q-switching for a 2 μm thulium-doped fiber laser ». Dans : *Laser Physics* 23.4 (2013), p. 045111.

[Marshall1993] L. R. Marshall et A. Kaz. « Eye-safe output from noncritically phase-matched parametric oscillators ». Dans : *J. Opt. Soc. Am. B* 10.9 (1993), p. 1730–1736.

[Martial2011] I. Martial. « Systèmes laser pompés par diode à fibres cristallines : oscillateurs Er:YAG, amplificateurs Nd:YAG ». Thèse de doct. Université Paris-Sud, 2011.

[Mayor2004] S. D. Mayor et S. M. Spuler. « Raman-Shifted Eye-Safe Aerosol Lidar ». Dans : *Appl. Opt.* 43.19 (2004), p. 3915–3924.

[Meissner2013] A. Meissner, P. Kucirek, J. Li, S. Yang, M. Hoefer et D. Hoffmann. « Simulations and experiments on resonantly-pumped single-frequency Erbium lasers at 1.6 µm ». Dans : *Proc. SPIE*. T. 8599. 2013, 85990H.

[Moskalev2008] I. S. Moskalev, V. V. Fedorov, V. P. Gapontsev, D. V. Gapontsev, N. S. Platonov et S. B. Mirov. « Highly efficient, narrow-linewidth, and single-frequency actively and passively Q-switched fiber-bulk hybrid Er:YAG lasers operating at 1645 nm ». Dans : *Opt. Express* 16.24 (2008), p. 19427–19433.

[Moulton2011] P. Moulton et E. Slobodchikov. « 1-GW-Peak-Power, Cr :ZnSe Laser ». Dans : *CLEO :2011 - Laser Applications to Photonic Applications*. Optical Society of America, 2011, PDPA10.

[Oreshkov2014] B. Oreshkov, A. Gianfrate, S. Veronesi, V. Petrov, U. Griebner, H. Yu, I. Buchvarov, D. Parisi et M. Tonelli. « Passive Q-switching of a Diode-pumped Tm,Ho:YLF Laser Using Cr:ZnSe Saturable Absorber ». Dans : *CLEO : 2014*. Optical Society of America, 2014, SM3F.8.

[Page1997] R. Page, K. Schaffers, L. DeLoach, G. Wilke, F. Patel, J. Tassano J.B., S. Payne, W. Krupke, K.-T. Chen et A. Burger. « $Cr^{2+}$-doped zinc chalcogenides as efficient, widely tunable mid-infrared lasers ». Dans : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 33.4 (1997), p. 609–619.

[Philippov2004] V. N. Philippov, J. Nilsson, W. A. Clarkson, A. Abdolvand, V. E. Kisel, V. G. Shcherbitsky, N. V. Kuleshov, V. I. Konstantinov et V. I. Levchenko. « Passively Q-switched Er-Yb double-clad fiber laser with $Cr^{2+}$:ZnSe and $Co^{2+}$:$MgAl_2O_4$ as a saturable absorber ». Dans : *Proc. SPIE*. T. 5335. 2004, p. 8–15.

[Pigeon2007] F. Pigeon, J. C. Pommier, S. Reynaud, O. Parriaux, M. A. Ahmed, S. Tonchev, N. Landru et J. P. Fève. « Microchip-laser polarization control by destructive-interference resonant-grating mirror ». Dans : *Opt. Express* 15.5 (2007), p. 2573–2584.

[Podlipensky1999] A. V. Podlipensky, V. G. Shcherbitsky, N. V. Kuleshov, V. P. Mikhailov, V. I. Levchenko et V. N. Yakimovich. « $Cr^{2+}$:ZnSe and $Co^{2+}$:ZnSe saturable-absorber Q-switches for 1.54 μm Er:glass lasers ». Dans : *Opt. Lett.* 24.14 (1999), p. 960–962.

[Pollnau1998] M. Pollnau, C. Ghisler, W. Lüthy et H. Weber. « Cross sections of excited-state absorption at 800 nm in erbium-doped ZBLAN fiber ». English. Dans : *Applied Physics B* 67.1 (1998), p. 23–28.

[Renz2013] G. Renz, J. Speiser, A. Giesen, I. T. Sorokina et E. Sorokin. « Cr:ZnSe thin disk CW laser ». Dans : *Proc. SPIE*. T. 8599. 2013, p. 85991M.

[Rosenblatt1997] D. Rosenblatt, A. Sharon et A. Friesem. « Resonant grating waveguide structures ». Dans : *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 33.11 (1997), p. 2038–2059.

[Rumpel2012] M. Rumpel, A. Voss, M. Moeller, F. Habel, C. Moormann, M. Schacht, T. Graf et M. A. Ahmed. « Linearly polarized, narrow-linewidth, and tunable Yb:YAG thin-disk laser ». Dans : *Opt. Lett.* 37.20 (2012), p. 4188–4190.

[Sahu2004] J. Sahu, V. Philippov, J.-S. Kim, C. Codemard, P. Dupriez, J. Nilsson, A. Abdolvand et N. Kuleshov. « Passively Q-switched thulium-doped silica fiber laser ». Dans : *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference and Photonic Applications Systems Technologies*. Optical Society of America, 2004, CThGG7.

[Sangla2009] D. Sangla. « Nouveaux concepts pour des laser de puissance : fibres cristallines dopées Ytterbium et pompage direct de cristaux dopés Néodyme. » Thèse de doct. Université Claude Bernad, Lyon 1, 2009.

[Saraceno2012] C. Saraceno, C. Schriber, M. Mangold, M. Hoffmann, O. Heckl, C. Baer, M. Golling, T. Südmeyer et U. Keller. « SESAMs for High-Power Oscillators: Design Guidelines and Damage Thresholds ». Dans : *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 18.1 (2012), p. 29–41.

[Schweizer1995] T. Schweizer, T. Jensen, E. Heumann et G. Huber. « Spectroscopic properties and diode pumped 1.6 μm laser performance in Yb-codoped Er:$Y_3Al_5O_{12}$ and Er:$Y_2SiO_5$ ». Dans : *Optics Communications* 118.5–6 (1995), p. 557–561.

[Shen2006] D. Y. Shen, J. K. Sahu et W. A. Clarkson. « Highly efficient in-band pumped Er:YAG laser with 60 W of output at 1645 nm ». Dans : *Opt. Lett.* 31.6 (2006), p. 754–756.

[SimondiTeisseire1996] B. Simondi-Teisseire, B. Viana, A.-M. Lejus, J.-M. Benitez, D. Vivien, C. Borel, R. Templier et C. Wyon. « Room-temperature CW laser operation at 1.55 μm (eye-safe range) of Yb:Er and Yb:Er:Ce:$Ca_2Al_2SiO_7$ crystals ». Dans : *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 32.11 (1996), p. 2004–2009.

[Skorczakowski2011] M. Skorczakowski, J. Swiderski, W. Pichola, J. Kwiatkowski, M. Maciejewska et L. Galecki. « High-power high repetition rate mid-infrared flash-pumped Q-switched Er:YAG laser ». Dans : *Advances in Optical Materials*. Optical Society of America, 2011, AWA5.

[Sorokina2008] I. Sorokina. « Broadband Mid-Infrared Solid-State Lasers ». Dans : *Mid-Infrared Coherent Sources and Applications*. Sous la dir. de M. Ebrahim-Zadeh et I. Sorokina. NATO Science for Peace and Security Series B : Physics and Biophysics. Springer Netherlands, 2008, p. 225–260.

[Spariosu2006] K. Spariosu, V. Leyva, R. A. Reeder et M. J. Klotz. « Efficient Er:YAG Laser Operating at 1645 and 1617 nm ». Dans : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 42 (2006), p. 182–186.

[Stock2012] K. Stock, F. Hausladen et R. Hibst. « Investigations on the potential of a novel diode pumped Er:YAG laser system for dental applications ». Dans : *Proc. SPIE*. T. 8208. 2012, p. 82080D.

[Stoneman2007] R. C. Stoneman, R. Hartman, E. A. Schneider, C. G. Garvin et S. W. Henderson. « Efficient Diffraction-Limited SLM Eyesafe 1617 nm Er:YAG MOPA with 1.1 ns Pulsewidth ». Dans : *Advanced Solid-State Photonics*. T. OSA Technical Digest Series (CD). Optical Society of America, 2007, WE2.

[Stultz1995] R. D. Stultz, M. B. Camargo et M. Birnbaum. « Passive Q-switch at 1.53 μm using divalent uranium ions in calcium fluoride ». Dans : *Journal of Applied Physics* 78.5 (1995), p. 2959–2961.

[Stultz2005] R. D. Stultz, V. Leyva et K. Spariosu. « Short pulse, high-repetition rate, passively Q-switched Er:yttrium-aluminum-garnet laser at 1.6 microns ». Dans : *Applied Physics Letters* 87.24 (2005), p. 241118.

[Takei2002] N. Takei, S. Suzuki et F. Kannari. « 20-Hz operation of an eye-safe cascade Raman laser with a $Ba(NO_3)_2$ crystal ». English. Dans : *Applied Physics B* 74.6 (2002), p. 521–527.

[Terekhov2010] Y. Terekhov, I. S. Moskalev, D. V. Martyshkin, V. V. Fedorov et S. B. Mirov. « Cr-ZnSe passively Q-switched fiber-bulk Ho:YAG hybrid laser ». Dans : *Proc. SPIE*. T. 7578. 2010, 75781J.

[Terekhov2014] Y. V. Terekhov, D. V. Martyshkin, V. V. Fedorov, I. S. Moskalev et S. B. Mirov. « A fiber pumped Er:YAG laser passively Q-switched by Co:ZnS and Cr:ZnSe crystals ». Dans : *Laser Physics* 24.2 (2014), p. 025003.

[TerGabrielyan2012] N. Ter-Gabrielyan, V. Fromzel, X. Mu, H. Meissner et M. Dubinskii. « High efficiency, resonantly diode pumped, double-clad, Er:YAG-core, waveguide laser ». Dans : *Opt. Express* 20.23 (2012), p. 25554–25561.

[Tolstik2007] N. Tolstik, A. Troshin, S. Kurilchik, V. Kisel, N. Kuleshov, V. Matrosov, T. Matrosova et M. Kupchenko. « Spectroscopy, continuous-wave and Q-switched diode-pumped laser operation of $Er^{3+}$,$Yb^{3+}$:$YVO_4$ crystal ». Dans : *Applied Physics B* 86.2 (2007), p. 275–278.

[Toma2006] O. Toma et S. Georgescu. « The influence of pump wavelength on Er:YAG Green-emitting laser characteristics ». Dans : *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 42.2 (2006), p. 192–197.

[Tsang2009] Y. Tsang et D. Binks. « Record performance from a Q-switched $Er^{3+}$:$Yb^{3+}$:$YVO_4$ laser ». Dans : *Applied Physics B* 96.1 (2009), p. 11–17.

[Vivet2008] N. Vivet. « Elaboration et caractérisation de films minces $Cr^{2+}$:ZnSe nanostructurés pour la fabrication de microlasers émettant dans le moyen infrarouge ». Thèse de doct. Université de Caen Basse-Normandie, 2008.

[Vogel2012] M. M. Vogel, M. Rumpel, B. Weichelt, A. Voss, M. Haefner, C. Pruss, W. Osten, M. A. Ahmed et T. Graf. « Single-layer resonant-waveguide grating for polarization and wavelength selection in Yb:YAG thin-disk lasers ». Dans : *Opt. Express* 20.4 (2012), p. 4024–4031.

[Wagner1999] G. J. Wagner, T. J. Carrig, R. H. Page, K. I. Schaffers, J.-O. Ndap, X. Ma et A. Burger. « Continuous-wave broadly tunable $Cr2^{+}$:ZnSe laser ». Dans : *Opt. Lett.* 24.1 (1999), p. 19–21.

[Wang1992] C. Wang et S. Groves. « New materials for diode laser pumping of solid-state lasers ». Dans : *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 28.4 (1992), p. 942–951.

[Wang2002] P. Wang, J. M. Dawes, P. Burns, J. A. Piper, H. Zhang, L. Zhu et X. Meng. « Diode-pumped CW tunable $Er^{3+}$:$Yb^{3+}$:YCOB laser at 1.5-1.6 μm ». Dans : *Optical Materials* 19.3 (2002), p. 383–387.

[Wang2012] M. Wang, L. Zhu, W. Chen et D. Fan. « High-energy directly diode-pumped Q-switched 1617 nm Er:YAG laser at room temperature ». Dans : *Opt. Lett.* 37.17 (2012), p. 3732–3734.

[Webb1998] M. S. Webb, P. F. Moulton, J. J. Kasinski, R. L. Burnham, G. Loiacono et R. Stolzenberger. « High average power $KTiOAsO_4$ optical parametric oscillator ». Dans : *Opt. Lett.* 23.15 (1998), p. 1161–1163.

[White1972] K. O. White et S. A. Schleusener. « Coincidence of Er:YAG laser emission with methane absorption at 1645.1 nm ». Dans : *Applied Physics Letters* 21.9 (1972), p. 419–420.

[White2011] J. O. White et C. E. Mungan. « Measurement of upconversion in Er:YAG via z-scan ». Dans : *J. Opt. Soc. Am. B* 28.10 (2011), p. 2358–2361.

[Wohlmuth2009] M. Wohlmuth, C. Pflaum, K. Altmann, M. Paster et C. Hahn. « Dynamic multimode analysis of Q-switched solid state laser cavities ». Dans : *Opt. Express* 17.20 (2009), p. 17303–17316.

[Yang2013] X. F. Yang, Y. Wang, H. T. Huang, D. Y. Shen, D. Y. Tang, H. Y. Zhu, X. D. Xu, D. H. Zhou et J. Xu. « A passively Q-switched Er:LuYAG laser with a graphene saturable absorber ». Dans : *Laser Physics Letters* 10.10 (2013), p. 105810.

[Yumoto2013] M. Yumoto, N. Saito, U. Takagi, T. Tomida et S. Wada. « Multi-stage Cr:ZnSe power amplifier pumped with Q-switched Tm:YAG laser ». Dans : *CLEO : 2013*. Optical Society of America, 2013, CTu3D.2.

[Zhou2014] R. Zhou, P. Tang, Y. Chen, S. Chen, C. Zhao, H. Zhang et S. Wen. « Large-energy, narrow-bandwidth laser pulse at 1645 nm in a diode-pumped Er:YAG solid-state laser passively Q-switched by a monolayer graphene saturable absorber ». Dans : *Appl. Opt.* 53.2 (2014), p. 254–258.

[Zhu2008] P. Zhu, D. Li, B. Qi, A. Schell, P. Shi, C. Haas, S. Fu, N. Wu et K. Du. « Diode end-pumped high-power Q-switched double Nd:YAG slab laser and its efficient near-field second-harmonic generation ». Dans : *Opt. Lett.* 33.19 (2008), p. 2248–2250.

[Zhu2011] L. Zhu, M. Wang, J. Zhou et W. Chen. « Efficient 1645 nm continuous-wave and Q-switched Er:YAG laser pumped by 1532 nm narrow-band laser diode ». Dans : *Opt. Express* 19.27 (2011), p. 26810–26815.