

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 le 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.

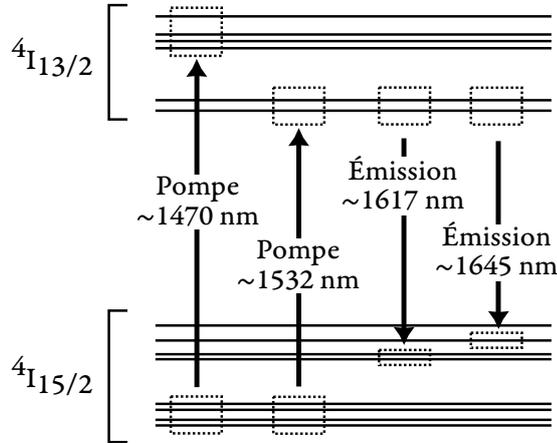


FIG. 2.1 : Représentation schématique des multiplets $^4I_{13/2}$ et $^4I_{15/2}$ qui interviennent dans l'émission à 1,6 μm . Schéma inspiré de [Eichhorn2008].

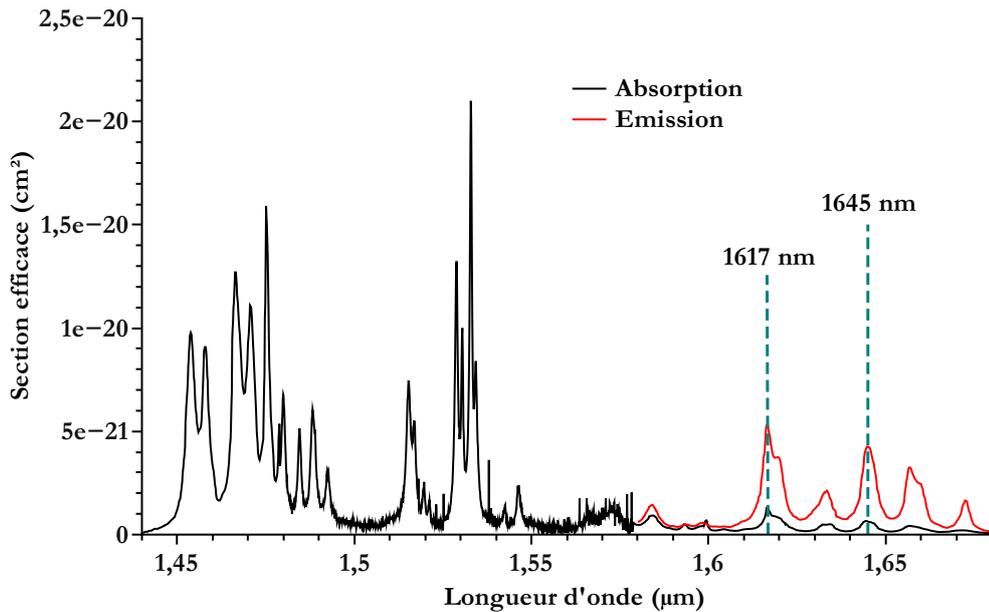


FIG. 2.2 : Spectres des sections efficaces d'absorption (en noir) et d'émission (en rouge) de l'Er:YAG à température ambiante (300 K), mesurés par Eichhorn [Eichhorn2008]. L'émission laser a lieu à 1645 nm et à 1617 nm (en bleu) lorsque le cristal est pompé à 1470 nm ou à 1532 nm.

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 σ_g , en notant σ_e et σ_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 niveaux $^4I_{15/2}$ et $^4I_{13/2}$ respectivement :

$$\sigma_g = \beta \cdot \sigma_e - (1 - \beta) \cdot \sigma_a \quad (2.1)$$

Le tracé de σ_g à 1645 nm et à 1617 nm en fonction de β (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 ($< 1,5 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$), 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 $1,5 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ pour démarrer l'oscillation laser, alors l'émission laser aura lieu à 1617 nm.

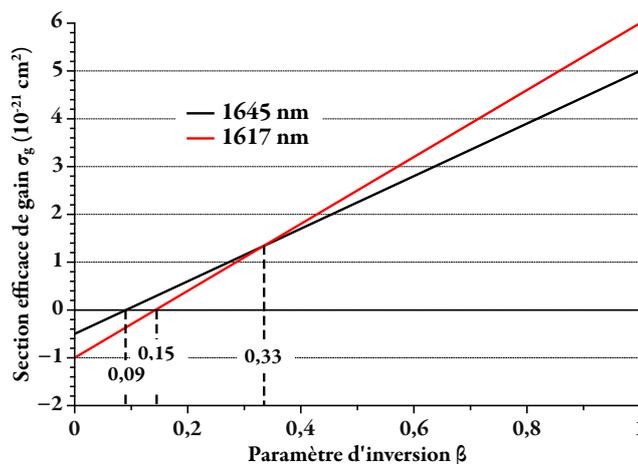


FIG. 2.3 : Sections efficaces de gain de l'Er:YAG à 1645 nm (noir) et 1617 nm (rouge) en fonction du paramètre d'inversion de population β .

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

crystalline. Cette répartition dépend de la diode laser fibrée utilisée, et du guidage du faisceau par réflexions 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 populations 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.

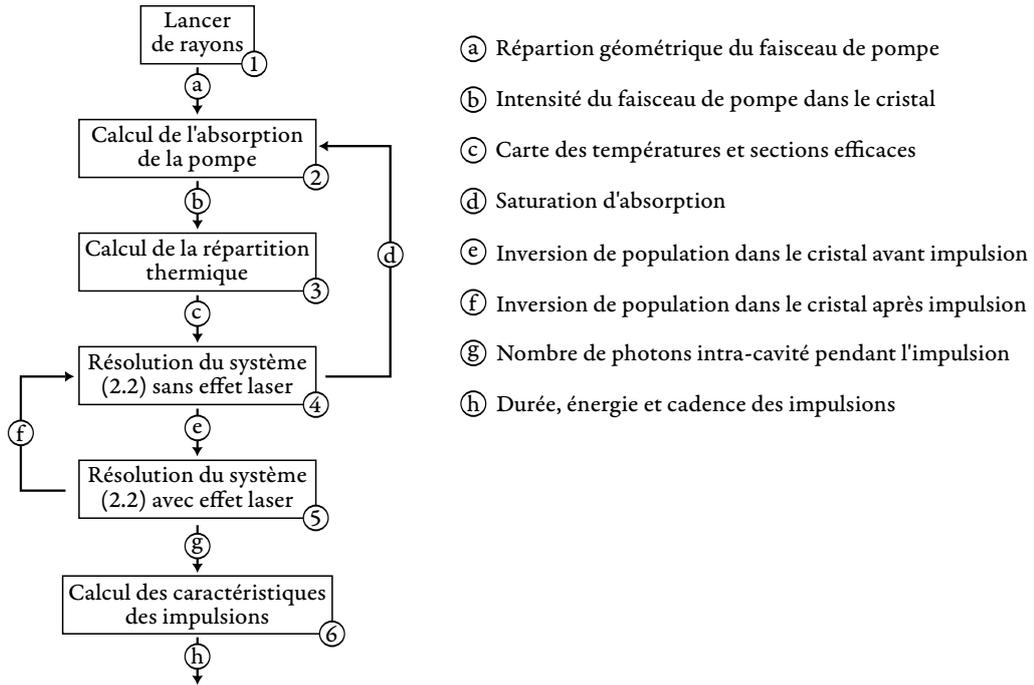


FIG. 2.4 : Schéma de l'architecture générale de la simulation. Les blocs numérotés représentent les étapes de calculs. Les flèches lettrées indiquent les principales données physiques transmises entre les étapes de calculs.

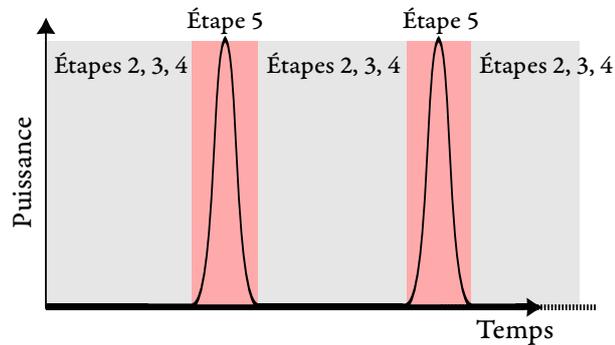


FIG. 2.5 : Représentation schématique des étapes 2 à 5 de la simulation. Durant l'étape 4, le cristal est pompé sans effet laser possible ($I_l = 0$). Au besoin, la saturation de la pompe et la carte de température sont recalculés (boucle d). Durant l'étape 5, le système d'équation 2.2 est résolu avec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

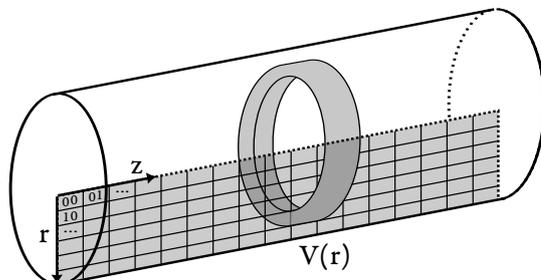


FIG. 2.6 : Représentation schématique des matrices 2D pour la description spatiale des variables de la fibre cristalline. Dans la suite, les variables r et z sont utilisées pour localiser spatialement chacun des pixels de calcul. Le volume de la couronne décrite par chacun des pixels est noté $V(r)$.

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'up-conversion (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 $m^3 \cdot s^{-1}$ (cf. annexe *Upconversion*),
- I_p et I_l les intensités de pompe et signal, en $m^{-2} \cdot s^{-1}$,
- σ_{**} les sections efficaces d'absorption et d'émission à la longueur d'onde de pompe et du signal, en m^2 .

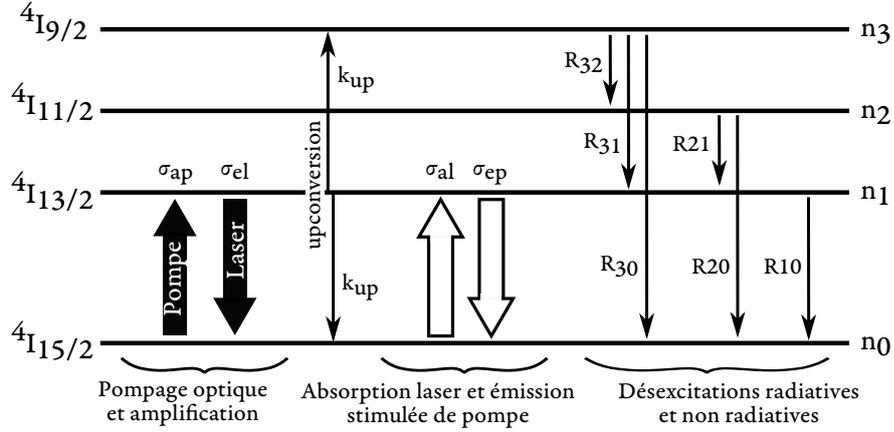


FIG. 2.7 : Représentation schématique des niveaux d'énergie et des phénomènes physiques pris en compte dans la modélisation. Les débits R_{**} représentent la somme des débits liés aux désexcitations radiatives et non radiatives.

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 σ_{**} , 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 Δt 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 Θ_{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_{pompe}^2 et d'en déduire son angle de divergence θ_{pompe} dans la fibre cristalline :

$$M_{pompe}^2 = \pi \frac{ON \Theta_{fibre}/2}{\lambda_{pompe}} \quad (2.3)$$

$$\theta_{pompe} = \frac{\lambda_{pompe} M_{pompe}^2}{n\pi r_{pompe}} \quad (2.4)$$

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 θ_{pompe} (fig. 2.9). Chaque rayon est donc initialement décrit par un vecteur à quatre coefficients : x , y , θ et ϕ (fig. 2.8)

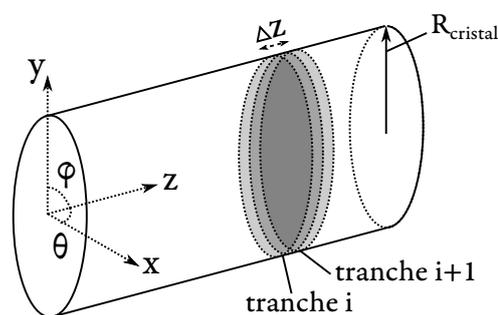


FIG. 2.8 : Description géométrique de la fibre cristalline, utilisée comme formalisme pour le lancer de rayons.

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

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

Tant que le rayon n'atteint pas la surface du cristal ($x^2 + y^2 \leq R_{cristal}^2$), alors ses angles de propagation θ et ϕ 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) :

$$\begin{aligned} \theta_{i+1} &= \sin^{-1}(\sin(\theta_i) + x \cdot K) \\ \phi_{i+1} &= \sin^{-1}(\sin(\phi_i) + y \cdot K) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Le coefficient K étant défini par la relation suivante :

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

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.

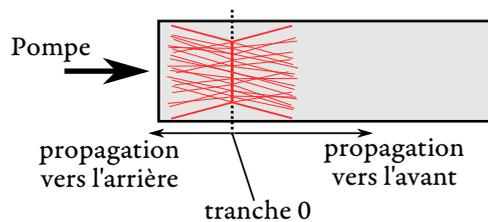


FIG. 2.9 : Représentation schématique du lancer de rayons. Tous les rayons interceptent la surface de diamètre $r_{\text{pompe}}/2$ de manière uniforme (profil top-hat). Leur angle est inclut dans un cône d'angle θ_{pompe} .

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 Δz , 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) :

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

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 :

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

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 pompage), alors la pompe est absorbée sur une distance plus faible (fig. 2.10).

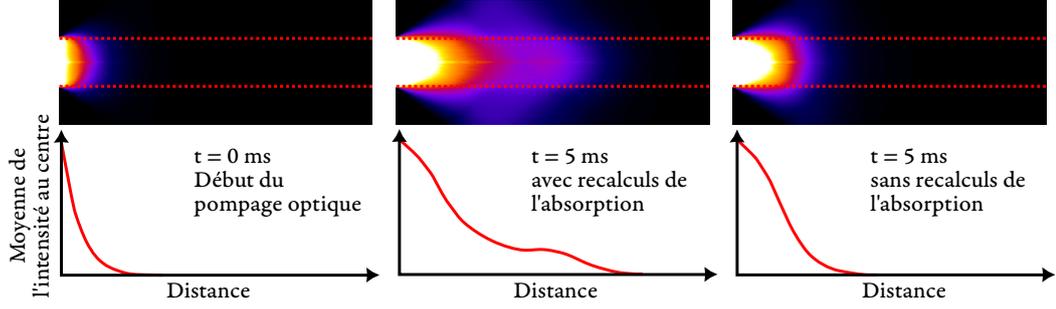


FIG. 2.10 : Mise en évidence du phénomène de saturation de la pompe par la comparaison de l'évolution de la puissance du faisceau de pompe en fonction de la distance dans le cristal. À gauche, profil de l'intensité du faisceau de pompe à $t=0$. Au centre, profil à $t=5$ ms avec 100 calculs intermédiaires 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 1×60 mm, 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 Φ représentant le nombre de photons présents dans la cavité, et régie par l'équation différentielle suivante (les quantités σ_{*l} , n_i et I_l dépendent de r et z) :

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

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 τ_c , désignant le temps de vie du photon dans la cavité, et qui se présente de la manière suivante :

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

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 Φ .

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 :

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

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 ω_0 . La densité d'énergie $\rho(r, z)$ dans toute la cavité s'écrit [Wohlmut2009] :

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

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 ω_0 le waist du faisceau gaussien et $l_{optique}$ la longueur optique de la cavité, par la relation suivante :

$$V_{eff} = \pi\omega_0^2 l_{optique} \quad (2.14)$$

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) :

$$\rho = \frac{S \Delta z}{V} \frac{I_l}{c} \quad (2.15)$$

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 Δz . On obtient alors la relation qui relie le nombre de photons dans la cavité Φ avec $I_l(r, z)$:

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

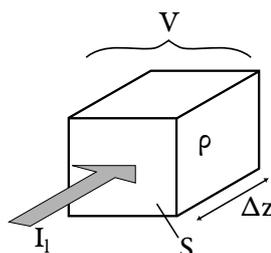


FIG. 2.11 : Schéma du formalisme utilisé pour relier la densité d'énergie ρ à l'intérieur d'un volume V avec l'intensité de photons I_l entrant dans le volume par la surface d'aire S . Le nombre de photons entrant dans le volume par seconde vaut $I_l S$, et chaque photon reste dans le volume pendant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

2.2.8 Déclenchement de la cavité

POUR simuler le déclenchement actif de la cavité, le nombre de photons Φ 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 Φ est alors fixée à une valeur arbitrairement d'environ un milliwatt intra-cavité¹, 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 τ_c s'écrit alors, en notant $L_{abs_sat}(\Phi)$ les pertes de l'absorbant saturable :

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

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.

¹Cette 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 Φ , 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 :

$$\begin{aligned}\frac{dn_1^{as}}{dt} &= n_0^{as} \sigma^{as} I_l - n_1^{as} \sigma^{as} I_l - A n_1^{as} \\ \frac{dn_0^{as}}{dt} &= n_1^{as} \sigma^{as} I_l - n_0^{as} \sigma^{as} I_l + A n_1^{as}\end{aligned}\quad (2.18)$$

Avec n_1^{as} et n_0^{as} les densités de population du niveaux excité et du niveau fondamental respectivement, σ^{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 σ^{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 équivalemment 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.

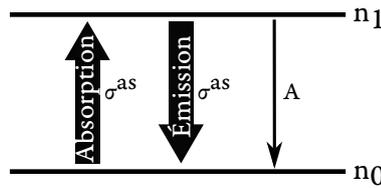


FIG. 2.12 : Représentation schématique des niveaux d'énergie d'un ion deux niveaux dopant un cristal dit absorbant saturable. A est le débit liée aux émissions radiatives et non radiatives.

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

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

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

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

Le facteur 2 provient de la configuration linéaire de la cavité. La relation entre L_{abs_sat} et Φ 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 thermique² 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'environ 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 :

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

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] :

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

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

²Le 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) :

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

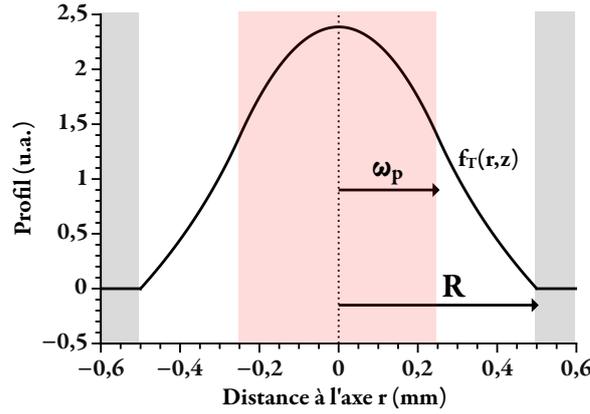


FIG. 2.13 : Tracé de la courbe $f_T(r)$, pour $\omega_p = 0.25$ mm (rouge) et pour un cristal de rayon $R = 0.5$ mm (blanc), traduisant la répartition de la température en régime stationnaire dans une tranche du cristal. Les zones grises schématisent la monture du cristal.

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] :

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

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).

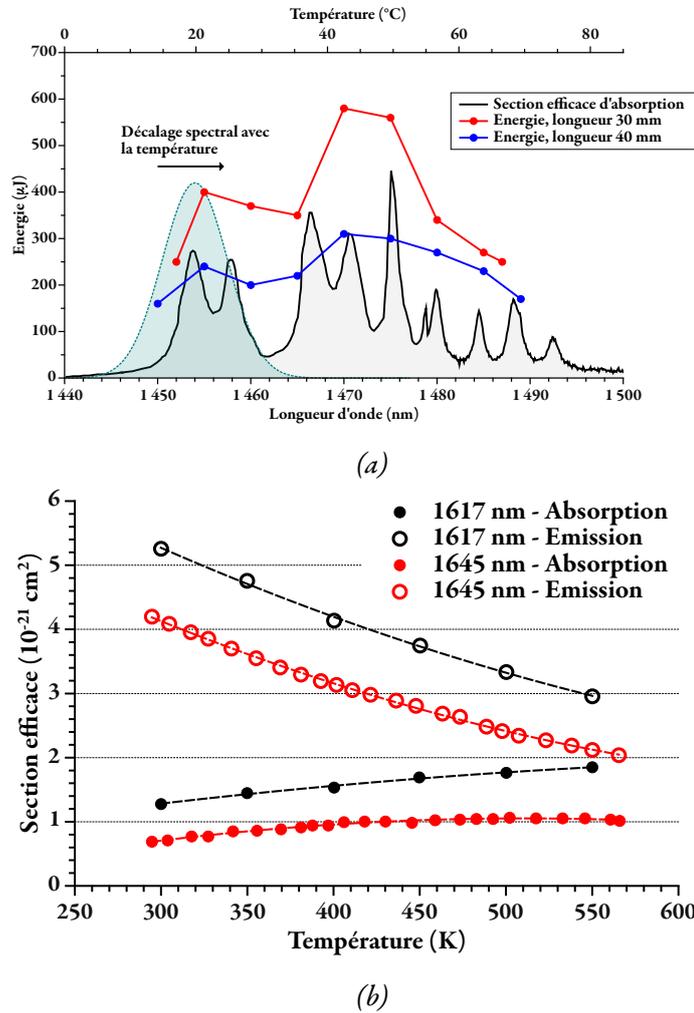


FIG. 2.14 : Évolution des sections efficaces d'absorption (symbole plein) et d'émission (symbole vide) de l'Er:YAG aux longueurs d'onde de pompe (a) et laser (b) en fonction de la température. Les lignes pointillées représentent le résultat des fits polynômiaux de degrés 2, utilisés par la simulation 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 ω_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 ω_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 ω_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 référence [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 ω_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 ω_0 et écarts en énergie et en durée entre les publications et la simulation.

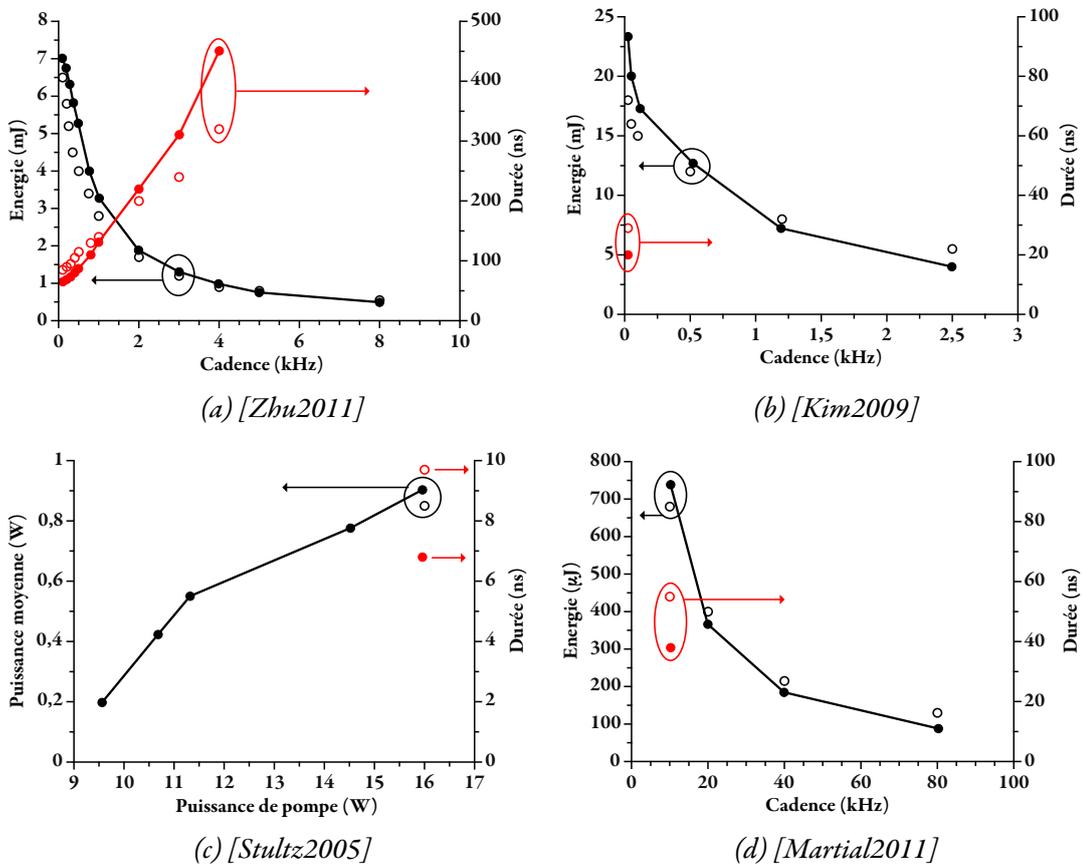


FIG. 2.15 : Comparaison des énergies (noir) et des durées (rouge) expérimentaux (plein) et théorique (vide) pour différentes publications. Dans le cas de [Stultz2005], le taux de répétition n'est donnée qu'à pleine puissance de pompe, ce qui ne permet pas d'obtenir plusieurs points de comparaison. Seul [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 : $1 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ [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 projet³, 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'environ 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).

³Lumics 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 de 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'exigence 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'environ 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%.

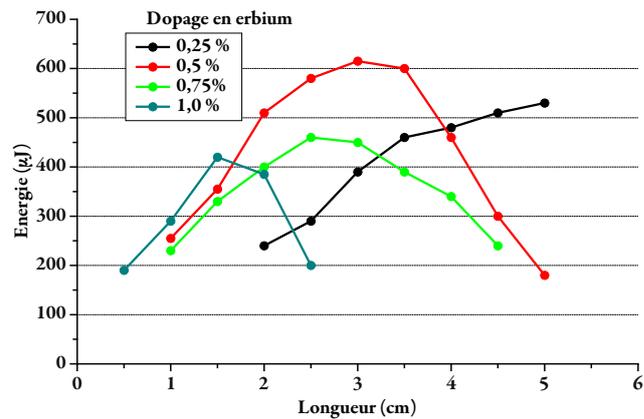
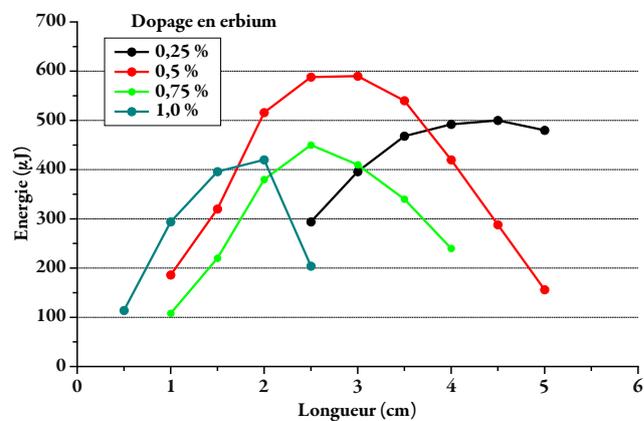
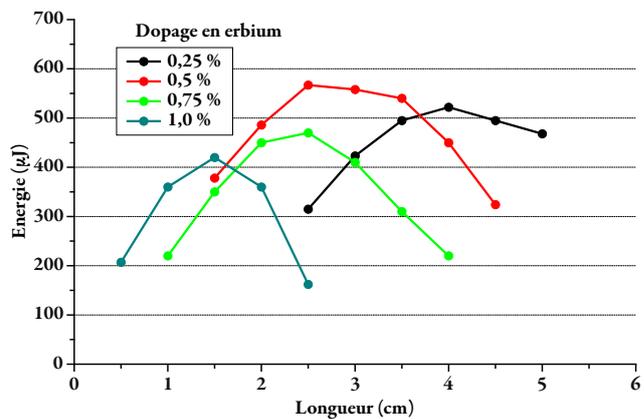
(a) diamètre de $400\ \mu\text{m}$ (b) diamètre de $600\ \mu\text{m}$ (c) diamètre de $800\ \mu\text{m}$

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 $400\ \mu\text{m}$ (a), $600\ \mu\text{m}$ (b) et $800\ \mu\text{m}$ (c).

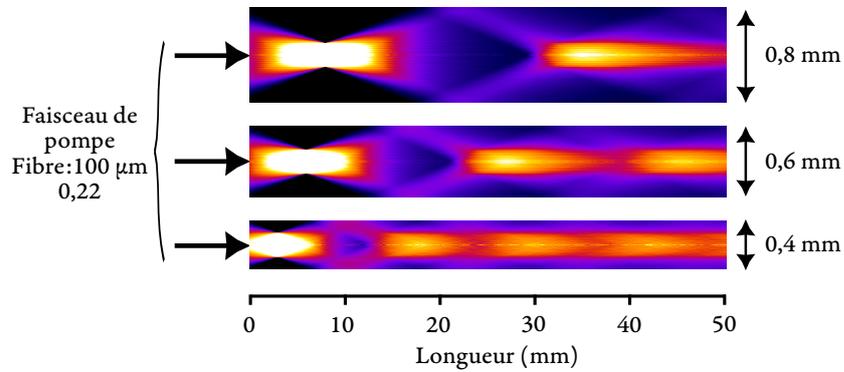


FIG. 2.17 : Profils du faisceau de pompe (non absorbé) pour plusieurs diamètres de fibre cristalline. Le diamètre du spot de pompe est de $200 \mu\text{m}$.

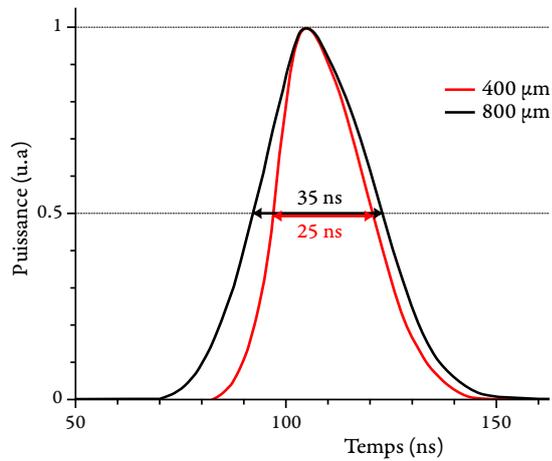


FIG. 2.18 : Profils normalisés des impulsions à 1617 nm en sortie de cavité déclenchée activement, obtenus par la simulation numérique, pour des fibres cristallines de $800 \mu\text{m}$ (noir) et $400 \mu\text{m}$ (rouge) de diamètre, dopées 0,5% et de 3 cm de longueur. Les durée des impulsions sont 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 ($-40^{\circ}\text{C}/+60^{\circ}\text{C}$).

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.

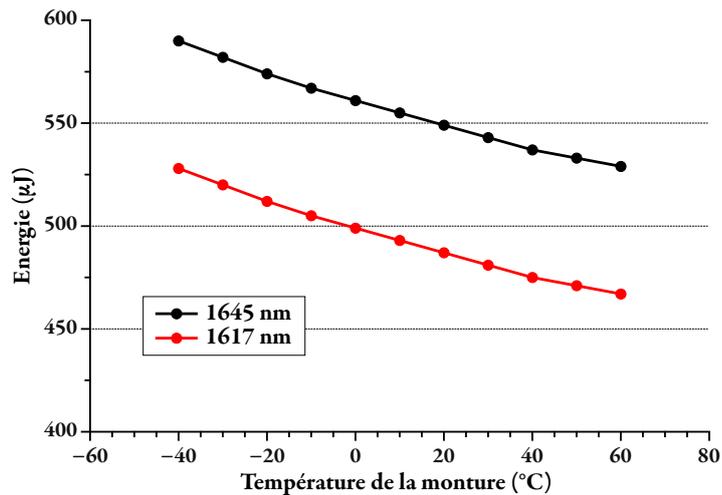


FIG. 2.19 : Évolutions de l'énergie par impulsion, à une cadence de 1 kHz, en fonction de la température de la monture de la fibre cristalline, pour un cristal de 30 mm de long, 800 µm de diamètre, dopé 0,5%, dans les conditions énoncées en 2.4.1.

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.

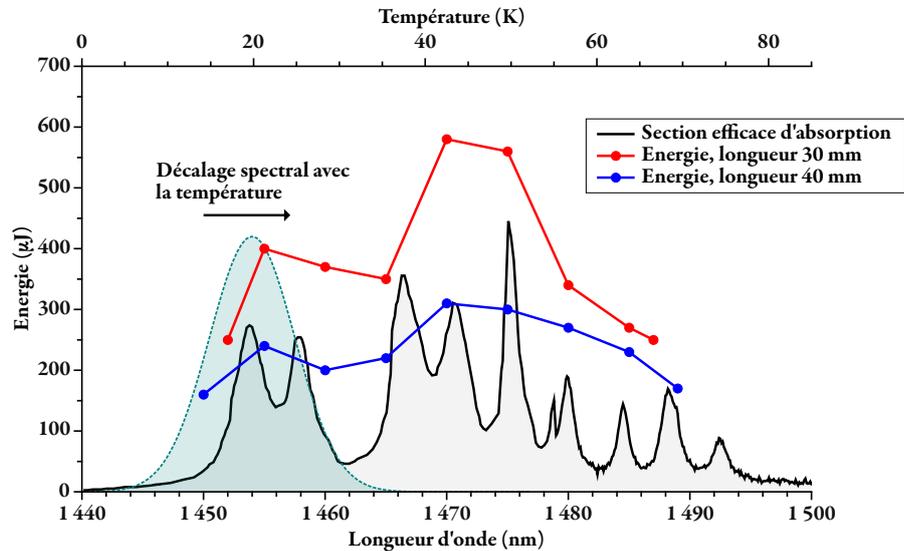


FIG. 2.20 : Variation de l'énergie en fonction de la longueur d'onde du faisceau de pompe (axe inférieur) et de la température de la diode (axe supérieur), pour un cristal de 30 mm (rouge) et 40 mm (bleu) de longueur, 800 μm de diamètre, dopé 0,5%, dans les conditions énoncées en 2.4.1. La longueur d'onde 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 mm 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 $800\ \mu\text{m}$ de diamètre, $30\ \text{mm}$ de long, dopée $0,5\%$ et pompée par une diode laser émettant $14\ \text{W}$ dans une fibre optique de diamètre $100\ \mu\text{m}$ ouverte à $0,22$. La longueur de la cavité est de $50\ \text{mm}$, et la réflectivité de son coupleur est de 80% .

Pour un tel cristal, la cadence de $1\ \text{kHz}$ 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 $40\ \text{ns}$. 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 ($300\ \text{Hz}$ 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 $1\ \text{kHz}$.

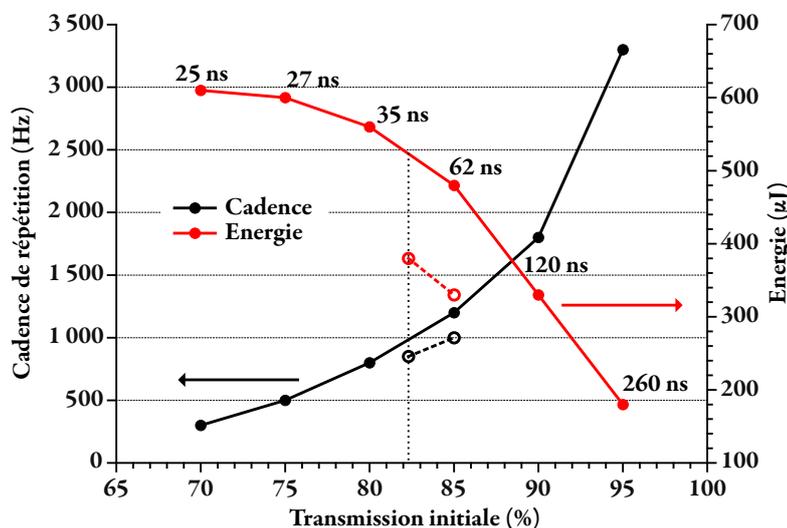


FIG. 2.21 : Taux de répétition (noir), énergie (rouge) et durée des impulsions à $1617\ \text{nm}$ en fonction de la transmission initiale d'un absorbant saturable « parfait » dont la transmission saturée est de 100% et le temps de vie de $6\ \mu\text{s}$ (temps de vie du Cr:ZnSe). Fibre cristalline Er:YAG dopé $0,5\%$, de longueur $30\ \text{mm}$ et de diamètre $800\ \mu\text{m}$. 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 $380\ \mu\text{J}$ et $850\ \text{Hz}$ (fig. 2.21). En augmentant la transmission initiale de l'absorbant saturable de manière à remonter le taux de répétition à $1\ \text{kHz}$, l'énergie des impulsions diminue jusqu'à $330\ \mu\text{J}$. 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 impulsions 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).

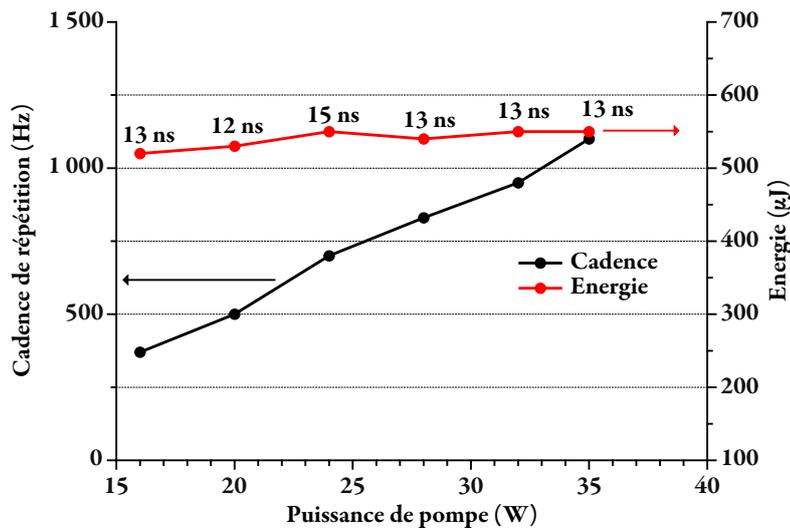


FIG. 2.22 : Taux de répétition (noir), énergie (rouge) et durée des impulsions à 1617 nm en fonction de la puissance de pompe incidence, pour un coupleur de 70% de réflectivité, et une transmission saturable de l'absorbant saturable de 80%. Fibre cristalline Er:YAG dopée 0,5%, de longueur 30 mm et de 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 dopée 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.

