



UNIVERSITÉ MOULOUD MAMMARI DE TIZI-OUZOU
FACULTE DES SCIENCES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE



LABORATOIRE DE PHYSIQUE ET CHIMIE QUANTIQUE

MEMOIRE DE MASTER

Filière : Physique
Option : Nanophysique

Présenté par :
KAHLAL Akli

Thème

Modélisation et simulation d'un laser à fibre passivement Q-déclenché à double cavités

Devant le jury d'examen composé de :

Mme. Lalam	Fadila	Professeur	U.M.M.T.O.	Présidente
M. El Kechai	Aziz	Professeur	U.M.M.T.O.	Examinateur
M. Djellout	Hocine	MCA	U.M.M.T.O.	Encadrant

Soutenue publiquement le : 03/09/2020

2019/2020

Résumé

Ce mémoire est consacré à la simulation et la modélisation d'un laser à fibre passivement Q-déclenché à double cavité Er-Tm et ce par l'application du modèle d'onde progressive; quelques caractéristiques de sortie des deux signaux obtenus à 1570 nm et 1860 nm sont étudiées telles que; leurs puissances crête, la fréquence de répétition et la largeur à mi-hauteur des impulsions, tout ceci en fonction de la puissance pompe. Les paramètres de simulation utilisés ont été repris d'un article publié en 2015 par Tao et al, où une simulation sur la même structure laser a été établie; cependant, ces derniers se sont basés sur un modèle différent du nôtre qui est le modèle ponctuel. Une comparaison entre les deux résultats numériques obtenus montrent qu'avec les mêmes paramètres utilisés pour le modèle ponctuel, on arrive à des résultats différents en appliquant le modèle d'onde progressive.

Mots clés : Fibre laser ; Passivement Q-déclenché ; Double cavités ; Absorbant saturable.

Abstract

The simulation and modeling of a passively Q-switched dual-cavity fiber laser doped Er-Tm has been made with the application of the traveling-wave model (TWM), some output characteristics of the two signals obtained at 1570 nm and 1860 nm are investigated, such as their peak power, repetition rate and pulse width, all in function of different pump power. We relied on the same simulation parameters used in the paper of Tao et al published in 2015, in which the authors performed a simulation on the same laser structure. Unlike herein, their simulations are based on the Rate Equation Model (REM). The results acquired from a numerical comparison between REM and TWM showed that with the same parameters we obtain different output.

Keywords : Fiber laser ; Passive Q-switch ; Dual cavity ; Saturable absorber.

Table des matières

Introduction générale	1
1 Propriétés générales des lasers à fibres	2
1.1 Introduction	3
1.2 Généralités sur les ions de terres rares	3
1.2.1 Rappel sur les terres rares	3
1.2.2 Quelques propriétés électroniques des terres rares	3
1.2.3 Structure des niveaux d'énergie	5
1.2.4 Durée de vie d'un niveau d'énergie	6
1.3 Interaction d'un rayonnement avec les ions de terres rares	6
1.3.1 Les transitions radiatives	6
1.3.2 Transitions non-radiatives	8
1.4 Généralités sur la fibre optique	8
1.4.1 Fibre optique multimode	8
1.4.2 Fibre monomode	9
1.4.3 Rappels sur la réfraction	9
1.4.4 Condition de guidage dans une fibre optique et ouverture numérique	10
1.4.5 Fréquence normalisée	11
1.4.6 Effets de propagation linéaire	11
1.4.7 Effets de propagation non-linéaire	11
1.5 Amplificateur à fibre	12
1.5.1 Principe d'amplificateur à fibre	12
1.5.2 Laser à fibre	14
2 Lasers passivement Q-déclenchés	15
2.1 Introduction	16
2.2 Laser Q-déclenché	16
2.3 Modulateurs actifs	16
2.3.1 Modulateur acousto-optique (AOM)	16
2.3.2 Modulateur électro-optique	17
2.4 Modulateurs passifs	17
2.4.1 Absorbant saturable	17
2.5 Principe de fonctionnement d'un laser passivement Q-déclenché	18
3 Architecture d'un laser à fibre passivement Q-déclenché à double cavité et résultats de simulation	19
3.1 Introduction	20
3.2 Laser entièrement fibrés passivement Q-déclenchée	20
3.3 Description du système laser à fibre passivement Q-déclenchée Er-Tm à double cavités	20
3.3.1 Choix des terres rares Er et Tm	21
3.3.2 Intérêt de la double cavité	22
3.3.3 Les différents composants	23

3.4	Description de la méthode de simulation	23
3.4.1	Modèle ponctuel et quelques résultats de simulation	23
3.4.2	Modèle d'onde progressive	24
3.4.3	Les équations pour la fibre dopée Er :	25
3.4.4	Les équations pour la fibre dopée Tm	26
3.4.5	Conditions aux bords	27
3.4.6	Paramètres de simulation	27
3.5	Résultats numériques	28

Conclusion générale	32
----------------------------	-----------

Table des figures

1.1	Position des Lanthanides dans le tableau périodique	3
1.2	Configuration électronique des terres rares [3]	4
1.3	La position radiale des orbitales $4f$ au sein de l'atome ; les orbitales $4f$ sont écrantées par les $5s$, et les $6p$, les $5d$ ne sont pas représentées sur ce graphe. P est la densité de probabilité de présence de l'électron, et r la distance électron-noyau [3].	5
1.4	Levées de dégénérescence des niveaux d'énergie d'une terre-rare suivant la nature de l'interaction [6].	6
1.5	Absorption d'un photon.	7
1.6	Émission induite (stimulée).	7
1.7	Émission spontanée [9].	7
1.8	Réflexion totale de la lumière à l'intérieur de la fibre optique	8
1.9	Fibres multimodes et monomodes [11].	9
1.10	Réflexion totale [13]	9
1.11	Guidage de la lumière dans la fibre optique	10
1.12	Transition électronique dans un système à trois niveaux, P_p étant le signal pompe, P_s photons incidents qui vont induire l'effet laser, P_{ASE} photons qui proviennent de l'émission spontanée amplifiés, et $P_{s,amp}$ ce sont les photons amplifiés dus à l'effet laser [7].	13
1.13	Schéma d'un laser à fibre, avec FBG vient de l'anglais (fiber Bragg grating) ou réseau de Bragg à fibre, qui est un type de réflecteur qui se trouve sur un court segment dans la fibre.	14
2.1	Schéma d'un laser Q-déclenché	16
2.2	Évolution temporelle des pertes et de l'inversion de population d'un laser Q-déclenché, et l'apparition d'une impulsion laser [21]	16
2.3	Schéma décrivant le principe de fonctionnement des modulateurs acousto-optiques [24]	17
2.4	Schéma d'un laser passivement Q-déclenché [21]	18
2.5	Évolution temporelle des pertes et de l'inversion de population d'un laser passivement Q-déclenché, et l'apparition d'une impulsion laser [31]	18
3.1	Schéma décrivant un laser à fibre passivement Q-déclenché par absorbant saturable [35]	20
3.2	Schéma décrivant le laser à fibre Er-Tm passivement Q-déclenché [36]	21
3.3	Spectre d'absorption d'une fibre dopée Er^{+3}	21
3.4	Schéma simplifier d'un système à trois niveaux d'une fibre dopée Er^{+3} [38]	21
3.5	Section efficace d'absorption et d'émission d'une fibre dopée Tm^{+3} [40]	22
3.6	Schéma simplifier d'un système à trois niveaux d'une fibre dopée Tm^{+3} [39]	22
3.7	diagramme simplifié des transitions énergétiques associées au système laser Er-Tm [36]	22
3.8	Taux de répétitions et puissance crête en fonction de la puissance pompe. [36]	24
3.9	(a) montre le train d'impulsion en fonction du temps des deux signaux de sortie. (b) Zoom sur les deux pulses. [36]	24
3.10	Modèle d'onde progressive appliqué au système laser Er-Tm [43]	25
3.11	Puissance du signal à 1570nm en fonction du temps.	28
3.12	Puissance du signal à 1860nm en fonction du temps.	28
3.13	Puissance des impulsions du signal à 1570nm en fonction du temps.	29
3.14	Puissance des impulsions signal à 1860nm en fonction du temps.	29
3.15	Puissance crête pour le signal à 1570nm et 1860nm en fonction de la puissance pompe	30

3.16 Taux de répétition des impulsions à 1570 nm et 1860 nm en fonction de la puissance pompe . . .	30
3.17 Largeur des impulsions à 1570 nm et 1860 nm en fonction de la puissance pompe	31

Liste des tableaux

- 3.1 Paramètres utilisés dans la simulation de Tao [36] 24
- 3.2 Paramètres utilisés dans la simulation 28

Remerciements

Ce mémoire de master vient après deux ans d'étude au sein de l'université Mouloud Mammeri de Tizi Ouzou, deux années pour moi qui étaient très fructueuses, car j'ai eu à apprendre beaucoup de choses, ceci grâce bien évidemment aux enseignants que j'ai eu la chance d'avoir, et pour qui je suis très reconnaissant. Je les remercie sincèrement en cette occasion.

Je remercie très particulièrement Mr « Hocine Djelout » Maître de conférence à l'université de Mouloud Mammeri et responsable de mon encadrement, pour ses conseils et sa patience et surtout pour sa disponibilité.

J'exprime ma gratitude aux différents membres du jury, à commencer par la présidente du jury Mme « Lalam Fadila », Mr « El Kechai Aziz » pour avoir accepté de juger mon modeste travail.

Un très grand merci également à mes camarades de classe avec qui j'ai passé deux belles années très agréables, ainsi qu'aux doctorants du LPCQ pour leur sympathie et convivialité, je tiens aussi à exprimer ma gratitude à mes très chers amis sans citer leurs noms pour leur soutien qui ne m'a jamais fait défaut.

Enfin, j'adresse mes remerciements les plus distingués à ma très chère famille, mes parents ainsi que mes sœurs, pour leur soutien.

Introduction générale

Le laser est l'aboutissement d'un très long cheminement de pensées qui a débuté avec Einstein et sa théorie de l'émission stimulée où, à partir de considérations purement théoriques sur le rayonnement du corps noir, il assure, qu'avec certaines conditions, la lumière peut être amplifiée par la matière. Il s'en est suivi en 1950 la découverte du pompage optique, qui est une technique qui permet d'envoyer les atomes dans des états excités, ce qu'on appelle inversion de population ; c'est une étape importante pour l'amplification de la lumière. Quelques années plus tard en 1954, on a vu l'apparition du "maser" (Microwave Amplificator by stimulated Emission of Radiation), qui a précédé le laser de peu d'années.

Depuis 1960, l'année où le laser a vu le jour, le développement de ces dispositifs n'a fait que croître, ils exploitent la possibilité, prévue par Einstein en 1917, de multiplier les photons, ce qu'on appelle l'émission stimulée, d'où déjà le nom de laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). On les trouve aujourd'hui absolument partout sous ses formes variées et il est devenu un outil indispensable.

Les lasers à fibre connaissent un engouement considérable, grâce à leurs diverses caractéristiques, comme leurs bonnes dissipations thermiques à la faveur du rapport surface/volume qui les distingue ; l'avantage dans ce type de laser est que le guidage de la lumière se fait de façon naturelle dans la cavité ; ce qui évince le problème de diffraction en espace libre.

Les lasers Q-déclenchés permettent de générer des impulsions d'une durée assez courte. Il existe plusieurs façons de déclenchement. Parmi celles-ci, il y a le déclenchement actif et le déclenchement passif, pour ce dernier on utilise des absorbants saturables, qui peuvent être de différentes natures, tels que des cristaux ou des fibres dopées, et même des semi-conducteurs.

Partout, dans le monde, beaucoup de laboratoires font des recherches sur les lasers, que ce soit sur le plan expérimental ou théorique afin d'améliorer et de perfectionner ces dispositifs. Les travaux théoriques se font par des simulations qui sont basées sur des modèles qui sont constitués à leurs tours d'équations différentielles.

Notre étude portera sur un laser à fibre passivement Q-déclenché Er-Tm à double cavité, qui se trouve être une architecture pas très courante ; on modélisera et on simulera ce type de laser en utilisant le modèle d'onde progressive TWM (Travling Wave Model).

Le premier chapitre présente des généralités sur les lasers à fibres, essentiellement sur les terres rares et leurs propriétés exceptionnelles ; ensuite, on parlera des différents types de fibres optiques et de la façon dont se fait le guidage de la lumière dans ces derniers. On termine ce chapitre par le principe d'amplification dans les fibres optiques et les lasers à fibres.

Dans le deuxième chapitre, on présentera le laser Q-déclenché et les différents mécanismes de déclenchement. On clôturera par une explication du principe de fonctionnement d'un laser passivement Q-déclenché.

Le troisième chapitre, sera essentiellement porté sur l'exposition des résultats de simulations par le modèle d'onde progressive qu'on mettra en comparaison avec d'autres résultats déjà obtenus avec le modèle ponctuel. Avant cela, on fera une petite description tout d'abord de l'architecture du laser mis en étude et aussi des équations sur lesquelles reposent les deux modèles : ponctuel et onde progressive.

———— Chapitre 1 ————

Propriétés générales des lasers à fibres

1.1 Introduction

Un Laser à fibre est un laser dont le milieu actif est une fibre optique qu'on dope avec des éléments de terres rares, tels que l'erbium (Er), l'ytterbium (Yb), le néodyme (Nd), etc. La mise en conjoint du laser avec la fibre optique a apporté beaucoup d'avantages dans divers domaines, pour ne citer que quelques-uns : une très grande puissance de sortie, compacte, coût de possession moins élevé, ainsi qu'une grande longévité.

Dans ce chapitre, nous allons citer les différents composants de ce type de laser, ainsi que leurs propriétés, nous reviendrons aussi brièvement sur les principaux phénomènes qui conduisent à l'effet laser, dans ce genre de dispositif.

1.2 Généralités sur les ions de terres rares

1.2.1 Rappel sur les terres rares

Les terres rares (Rare Earths) sont un ensemble d'éléments aux propriétés chimiques très proches, qui comprend le groupe des 15 lanthanides (Ln) : lanthane, cérium, praséodyme, néodyme, prométhium, samarium, europium, gadolinium, terbium, dysprosium, holmium, erbium, thulium, ytterbium et lutécium. Leurs numéros atomiques (Z) varient de 57 à 71. L'yttrium ($Z = 39$) fait également partie du groupe des terres rares du fait de ses propriétés chimiques très similaires. Certains auteurs rattachent également le scandium ($Z = 21$) voir figure (1.1). Ils possèdent des propriétés électromagnétiques exceptionnelles qui proviennent de leur configuration électronique avec un remplissage progressif de la sous-couche $4f$; cette couche incomplète profonde se trouve protégée des influences extérieures par les couches complètes $5s^2$ et $5p^6$, il en résulte que les ions de terres rares se trouvent presque insensibles à leur environnement [1].

Le tableau périodique des éléments chimiques est présenté ci-dessous. Les éléments appartenant au groupe des terres rares (lanthanides) sont encadrés en gras dans l'image originale. Ces éléments sont : Scandium (Sc, Z=21), Yttrium (Y, Z=39), et les lanthanides (La, Ce, Pr, Nd, Pm, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu) qui sont répertoriés dans une sous-tableau en bas de la page.

1 H																	2 He																														
3 Li	4 Be											5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne																														
11 Na	12 Mg											13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar																														
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr																														
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe																														
55 Cs	56 Ba	57-71	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn																														
87 Fr	88 Ra	89-103	104 Rf	105 Db	106 Sg	107 Bh	108 Hs	109 Mt	110 Ds	111 Rg	112 Cn	113 Uut	114 Fl	115 Uup	116 Lv	117 Uus	118 Uuo																														
<table border="1"> <tbody> <tr> <td>57 La</td> <td>58 Ce</td> <td>59 Pr</td> <td>60 Nd</td> <td>61 Pm</td> <td>62 Sm</td> <td>63 Eu</td> <td>64 Gd</td> <td>65 Tb</td> <td>66 Dy</td> <td>67 Ho</td> <td>68 Er</td> <td>69 Tm</td> <td>70 Yb</td> <td>71 Lu</td> </tr> <tr> <td>89 Ac</td> <td>90 Th</td> <td>91 Pa</td> <td>92 U</td> <td>93 Np</td> <td>94 Pu</td> <td>95 Am</td> <td>96 Cm</td> <td>97 Bk</td> <td>98 Cf</td> <td>99 Es</td> <td>100 Fm</td> <td>101 Md</td> <td>102 No</td> <td>103 Lr</td> </tr> </tbody> </table>																		57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu	89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr
57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu																																	
89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr																																	

FIGURE 1.1 – La position des Lanthanides encadrés en gras dans le tableau périodique [2].

1.2.2 Quelques propriétés électroniques des terres rares

En partant du xénon, qui se trouve être un gaz rare et qui précède les lanthanides dans le tableau périodique, la configuration électronique de ces derniers s'écrit : $[Xe]6s^24f^m5d^n$ où $n=0$ ou 1 et $0 \leq m \leq 14$, et dans le cas des ions Ln^{3+} , la configuration électronique s'écrit : $[Xe]4f^m$ (figure 1.2).

Pour certains lanthanides, la règle de Klechkowski n'est pas respectée. Suivant cette règle, le remplissage doit se faire dans l'ordre $4f$, ensuite la $5d$, or, pour trois éléments des terres rares, c'est l'inverse qui se produit [3] :

- Couche $4f$ vide ($La - 4f^0$), ou presque ($Ce - 4f^1$)
- Couche $4f$ demi-pleine ($Gd - 4f^7$)

Comme il a été précisé, les lanthanides se distinguent par l'existence d'électrons dans l'orbitale $4f$ de faible extension spatiale (figure 1.3). Ils sont écrantés de l'environnement extérieur par les orbitales de plus grande extension spatiale ($5s$, $5p$, $6s$, $5d$), et ne participent pas à la liaison chimique.

De ce fait, le remplissage des couches $4f$ a peu d'incidence sur les propriétés chimiques et c'est ceci qui explique pourquoi il est difficile de les isoler les uns des autres au sein d'un minerai; c'est cette dernière particularité qui est mise à profit pour l'élaboration de nouveaux matériaux.

Les propriétés électromagnétiques remarquables dont jouissent les terres rares, parviennent de sa couche électronique interne $4f$ partiellement remplie, ce qui rend ces éléments uniques et indispensables dans plusieurs applications [3] :

- les transitions électroniques $4f - 4f$ optiques dans la gamme UV (Gd), visible (Eu, Tb) et infrarouge (Nd, Yb, Er) possèdent des énergies quasiment indépendantes du matériau dans lequel les terres rares sont incorporées.
- l'écrantage des orbitales $4f$ ne permet pas de tirer profit pleinement des moments magnétiques très élevés de certaines terres rares (Gd, Dy, Tb...) pour la création des aimants permanents efficaces. Par contre, le fort couplage spin-orbite nous ramène à une forte anisotropie magnéto-cristalline qui permet, en association avec des éléments de transition (Fe, Co), l'obtention des aimants permanents les plus performants à ce jour.

Z	Symbole	Métaux	Ions Ln^{3+}	Ions Ln^{2+} ou Ln^{4+}	État fondamental
39	Y	[Kr] $5s^2 4d^1$	[Kr]		1S_0
57	La	[Xe] $6s^2 5d^1 4f^0$	[Xe] $4f^0$		1S_0
58	Ce	[Xe] $6s^2 4f^1 5d^1$	[Xe] $4f^1$	$Ce^{4+} : [Xe] 4f^0$	$^2F_{5/2}$
59	Pr	[Xe] $6s^2 4f^3$	[Xe] $4f^2$	$Pr^{4+} : [Xe] 4f^1$	3H_4
60	Nd	[Xe] $6s^2 4f^4$	[Xe] $4f^3$		$^4I_{9/2}$
61	Pm	[Xe] $6s^2 4f^5$	[Xe] $4f^3$		5I_4
62	Sm	[Xe] $6s^2 4f^6$	[Xe] $4f^5$	$Sm^{2+} : [Xe] 4f^6$	$^6H_{5/2}$
63	Eu	[Xe] $6s^2 4f^7$	[Xe] $4f^6$	$Eu^{2+} : [Xe] 4f^7$	7F_0
64	Gd	[Xe] $6s^2 4f^7 5d^1$	[Xe] $4f^7$		$^8S_{7/2}$
65	Tb	[Xe] $6s^2 4f^9$	[Xe] $4f^8$	$Tb^{4+} : [Xe] 4f^7$	7F_6
66	Dy	[Xe] $6s^2 4f^{10}$	[Xe] $4f^9$		$^6H_{15/2}$
67	Ho	[Xe] $6s^2 4f^{11}$	[Xe] $4f^{10}$		5I_8
68	Er	[Xe] $6s^2 4f^{12}$	[Xe] $4f^{11}$		$^4I_{15/2}$
69	Tm	[Xe] $6s^2 4f^{13}$	[Xe] $4f^{12}$		3H_6
70	Yb	[Xe] $6s^2 4f^{14}$	[Xe] $4f^{13}$	$Yb^{2+} : [Xe] 4f^{14}$	$^2F_{7/2}$
71	Lu	[Xe] $6s^2 4f^{14} 5d^1$	[Xe] $4f^{14}$		1S_0

FIGURE 1.2 – Configuration électronique des terres rares [3]

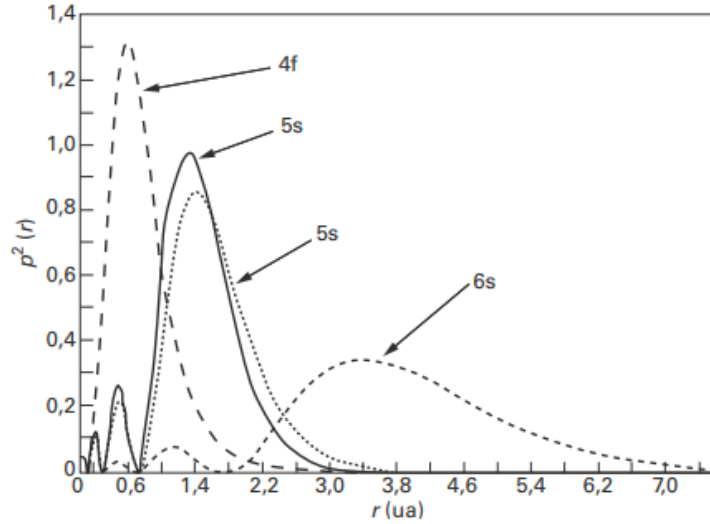


FIGURE 1.3 – La position radiale des orbitales $4f$ au sein de l'atome ; les orbitales $4f$ sont écrantées par les $5s$, et les $6p$, les $5d$ ne sont pas représentées sur ce graphe. P est la densité de probabilité de présence de l'électron, et r la distance électron-noyau [3].

1.2.3 Structure des niveaux d'énergie

Pour bien décrire la structure des niveaux énergétiques des ions de terres rares, on écrit l'hamiltonien comme suit :

$$H = H_0 + H_{el} + H_{SO} + H_{CF} = H_1 + H_{CF} \quad (1.1)$$

où le premier terme H_1 de l'équation (1.1) représente l'hamiltonien d'un ion à N -électrons en l'absence d'un champ extérieur.

$$H_0 = - \sum_{i=1}^N \frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 - \sum_{i=1}^N \frac{Ze^2}{r_i} \quad (1.2)$$

$$H_{el} = \sum_{i<j}^N \frac{e^2}{r_{ij}} \quad (1.3)$$

$$H_{SO} = \sum_i^N \varepsilon(r_i) l_i \cdot S_i \quad (1.4)$$

Dans l'équation (1.2) le premier terme désigne l'énergie cinétique, et le deuxième l'énergie potentielle des électrons dans le champ du noyau. L'équation (1.3) représente la répulsion Coulombienne entre une paire d'électrons à une distance r_{ij} . Pour ce qui est de l'équation (1.4) elle décrit l'interaction spin-orbite, qui peut être comprise comme des interactions magnétiques dipôle-dipôle entre le spin et le moment angulaire des électrons. La constante de couplage spin-orbite ($\varepsilon(r_i)$) est définie comme une fonction unique de r_i [4].

Pour ce qui est du deuxième terme H_{CF} de l'équation (1.1) il représente l'interaction entre les ions de terres rares (TR) et les ions environnants de la matrice hôte et s'écrit comme suit :

$$H_{CF} = \sum_{k,q,i} B_q^k C_q^{(k)}(i) \quad (1.5)$$

où la sommation sur i est sur tous les électrons ; B_q^k sont des paramètres du champ cristallin, et $C_q^{(k)}$ des composants d'opérateurs tensoriels $C^{(k)}$ qui se transforment comme harmoniques sphériques [5].

Étant donné que la couche électronique $4f$ est à l'intérieur des couches pleines $5s^2 5p^6$, cette couche se voit écrantée et ses électrons ($4f$) auront une faible interaction avec la matrice hôte ($H_{SO} > H_{CF}$). Le diagramme des niveaux d'énergie est représenté sur la figure (1.4).

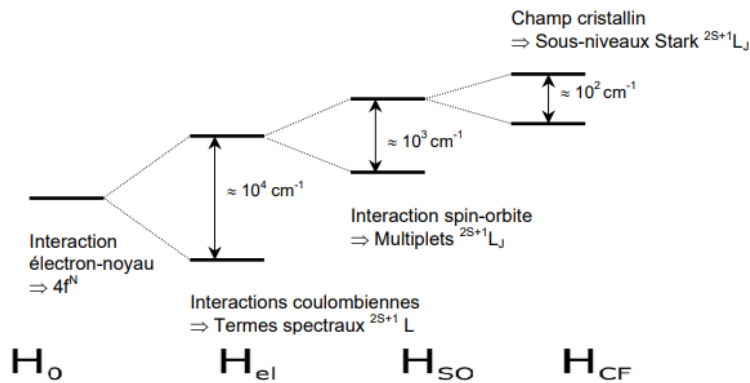


FIGURE 1.4 – Levées de dégénérescence des niveaux d'énergie d'une terre-rare suivant la nature de l'interaction [6].

1.2.4 Durée de vie d'un niveau d'énergie

Quand un ion de terre rare absorbe un photon, un électron passe de l'état fondamental à un état excité. Ces ions se désexcitent ; par une transition soit radiative, soit non-radiative. On calcule cette probabilité de transition comme suit [7] :

$$W_T = \sum_j (W_{ij}^R + W_{ij}^{NR}) = \frac{1}{\tau_i} \quad (1.6)$$

W_T est la probabilité de transition par unité de temps, elle est donnée par la somme des probabilités de transitions radiative W^R et non radiative W^{NR} , d'un niveau i vers tous les états possibles j , τ_i définit la durée de vie effective du niveau i (c'est aussi la constante de temps qui décrit la relaxation des niveaux excités de l'ion vers les niveaux stables).

1.3 Interaction d'un rayonnement avec les ions de terres rares

L'interaction des ions de terres rares avec un rayonnement électromagnétique va induire des transitions entre les différents niveaux d'énergie de l'ion ; à travers plusieurs mécanismes. Un processus d'amplification peut être le fruit de certaines de ces transitions.

1.3.1 Les transitions radiatives

Les transitions radiatives sont les transitions qui se produisent entre deux niveaux énergétiques, ce processus s'accompagne d'une émission ou d'une absorption d'une quantité d'énergie, sous forme de photon [8].

1.3.1.1 L'absorption

C'est un processus qui se produit, quand un faisceau de photons traverse un matériau contenant des ions de terres rares par exemple, ils passent d'un état fondamental à un état excité, à condition que ces photons aient une énergie ΔE supérieure à l'écart qui sépare les deux niveaux. La figure (1.5) décrit ce processus.

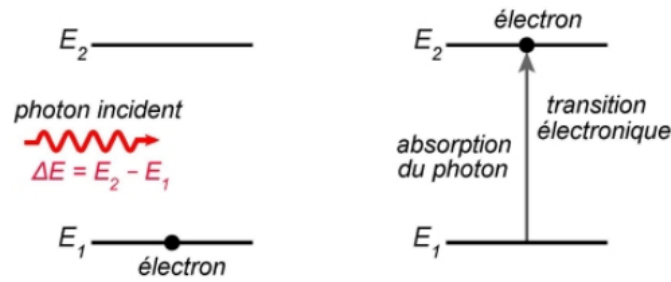


FIGURE 1.5 – Absorption d'un photon.

1.3.1.2 L'émission stimulée (induite)

Quand un photon vient frapper un électron qui se trouve dans un état excité, ce dernier retombe vers un niveau moins énergétique, en émettant un photon qui possède la même longueur d'onde, même phase, même état de polarisation et même direction que celle du photon incident. On parle ainsi de lumière cohérente. Grâce à ce processus, on peut parler de notion de gain ou d'amplification du rayonnement incident, puisque, à partir d'un photon, on en obtient deux de mêmes caractéristiques. Ce processus est illustré sur la figure (1.6).

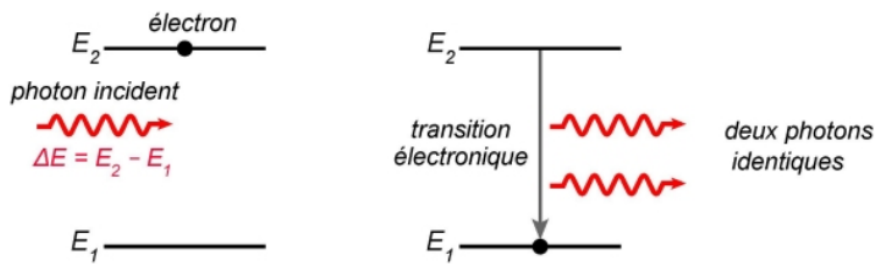


FIGURE 1.6 – Émission induite (stimulée).

1.3.1.3 Émission spontanée

Quand un électron passe de l'état fondamental vers un état excité, ce dernier retombe spontanément après un certain temps, généralement très court, vers un niveau d'énergie plus bas en émettant un photon ; ce a une énergie égale à la différence entre ces deux niveaux, et une direction aléatoire, c'est ce qu'on appelle l'émission spontanée, qui est représentée sur la figure (1.7).

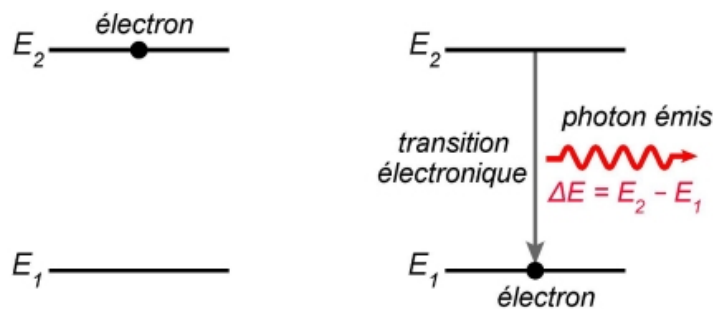


FIGURE 1.7 – Émission spontanée [9].

1.3.2 Transitions non-radiatives

Quand un ion ou un atome se trouve dans un état excité, les transitions de ces derniers vers des niveaux d'énergie plus bas sont associées comme on l'a vu, à l'émission de photons ; ces derniers emportent avec eux la différence d'énergie entre les deux niveaux mis en jeu. Cependant, il existe aussi des mécanismes qui n'impliquent pas la lumière dans leurs processus, c'est ce qu'on appelle les transitions non-radiatives : l'excès d'énergie ici est dissipé dans la plupart des cas sous forme de phonons, associés aux vibrations du réseau [10].

1.4 Généralités sur la fibre optique

Fabriquer un guide d'onde à partir d'un matériau-non conducteur qui transmet la lumière, tel que le verre ou le plastique serait un milieu idéal de transmission, c'est l'aboutissement de ce type de recherches qui nous a conduit à la fibre optique, qui présente des pertes de puissance de la lumière très faibles. La fibre optique est au photon ce que le câble coaxial est à l'électron.

La fibre optique est un guide d'onde cylindrique qui est composé d'au moins deux milieux d'indices de réfraction différents (le cœur et la gaine), tels que le cœur possède un indice n_1 supérieur à celui de la gaine n_2 , et ceci afin de tenir avantage de la réflexion totale interne (Figure 1.8) comme on le verra plus bas. L'ensemble (cœur+gaine) est recouvert d'un revêtement, un polymère qui lui confère des propriétés mécaniques.

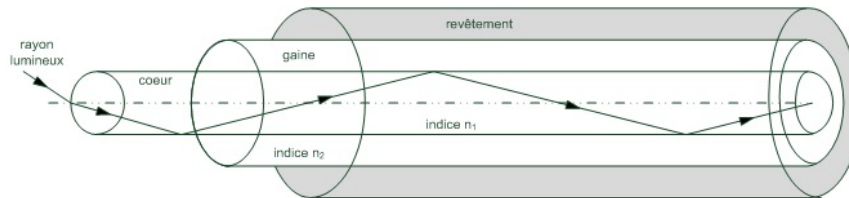


FIGURE 1.8 – Réflexion totale de la lumière à l'intérieur de la fibre optique

Nous pouvons distinguer deux types de fibres optiques, les fibres multimodes et les fibres monomodes.

1.4.1 Fibre optique multimode

Ce sont des fibres qui sont généralement utilisées pour les courtes distances et comme leur nom l'indique plusieurs modes peuvent se propager à l'intérieur. Il en existe deux types :

Fibre optique multimode à saut d'indice :

Dans ce type de guide d'onde, il y a une variation brusque (saut) de l'indice de réfraction du cœur par rapport à celui de la gaine, de plus le diamètre du cœur est grand devant la longueur d'onde, et la propagation de la lumière dans ce type de fibre se fait par réflexion totale interne en dents de scie (figure 1.9).

Fibre optique multimode à gradient d'indice :

Pour ce type de guide d'onde, son cœur possède un indice qui décroît progressivement du centre suivant un profil parabolique ; de ce fait, le faisceau de lumière aura une allure curviligne, jusqu'à ce qu'il change de direction, dû à la super réfraction (Figure 1.9), ce qui va aider à dominer la dispersion.

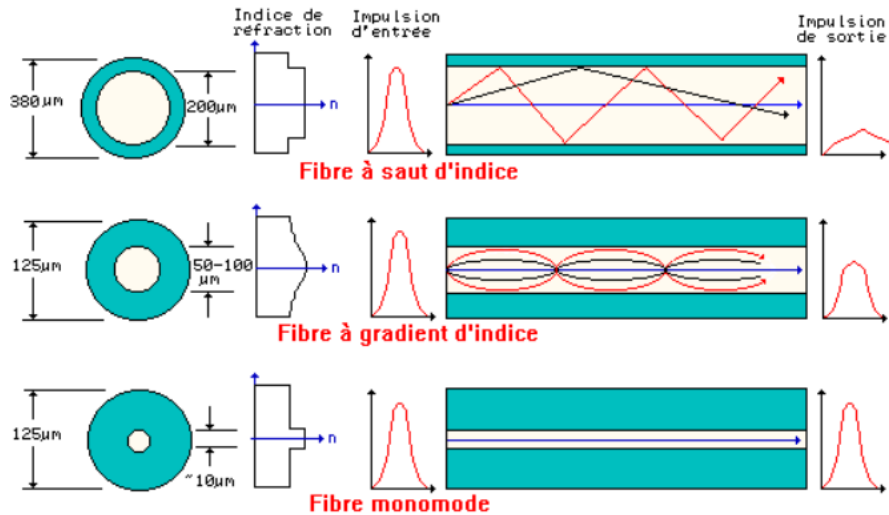


FIGURE 1.9 – Fibres multimodes et monomodes [11].

1.4.2 Fibre monomode

Ce dernier type de guide d'onde est caractérisé par des diamètres très petit pour le cœur ($< 10\mu m$), et assez grand pour la gaine (entre $50\mu m$ et $125\mu m$), de sorte que la lumière suit un parcours presque longitudinal (figure 1.8), et cette fibre nécessite une source de lumière quasi-monochromatique ce qui mène à une atténuation presque nulle [12].

1.4.3 Rappels sur la réfraction

On sait que, quand la lumière passe d'un milieu à un autre, on peut observer trois phénomènes :

- La réfraction : la lumière change de direction dans le nouveau milieu.
- La réflexion : La lumière est réfléchiée vers son milieu d'incidence.
- La dispersion : La lumière est décomposée en ses différentes composantes colorées.

Pour qu'il y ait une propagation de la lumière dans la fibre optique, il faut que la lumière soit réfléchiée sur l'interface cœur-gaine, et pour que ceci se produise, la condition est que l'indice du cœur n_c soit supérieur à celui de la gaine n_g .

Il existe donc un angle d'incidence au-delà, duquel le rayon de lumière ne change pas de milieu (figure 1.10) ; on le calcule facilement avec la loi de Snell-Descartes.

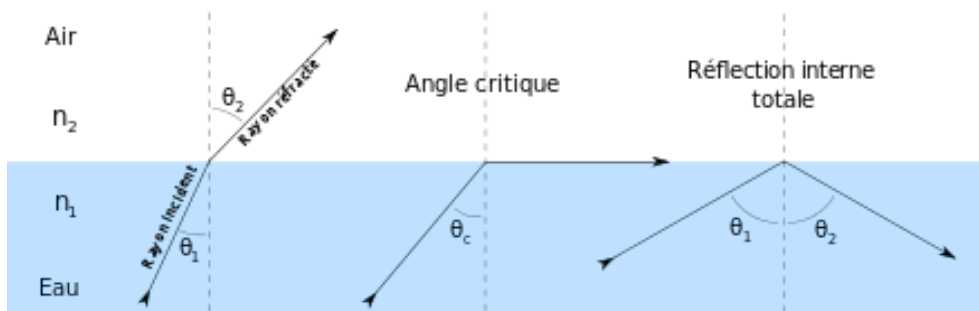


FIGURE 1.10 – Réflexion totale [13]

La loi de Snell-Descartes s'écrit :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1.7)$$

Pour avoir l'angle critique, il faut que

$$\theta_2 = \frac{\pi}{2} \Rightarrow n_1 \sin \theta_1 = n_2 \Rightarrow \theta_c = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$$

On a une réflexion totale pour :

$$\theta_1 \geq \arcsin \frac{n_2}{n_1} \quad (1.8)$$

1.4.4 Condition de guidage dans une fibre optique et ouverture numérique

Comme on l'a vu précédemment, pour qu'il y ait réflexion totale, on doit avoir une condition sur l'angle d'incidence ; donc à l'entrée de la fibre, il faudra aussi avoir une condition sur l'angle du rayon qui va y pénétrer : c'est ce qu'on appelle un cône d'acceptation.

Quand un rayon de lumière éclaire la face d'entrée de la fibre optique, en faisant un angle i_1 avec la normale, nous chercherons pour quel angle i_1 , on a un guidage de la lumière à l'intérieur (figure 1.11).

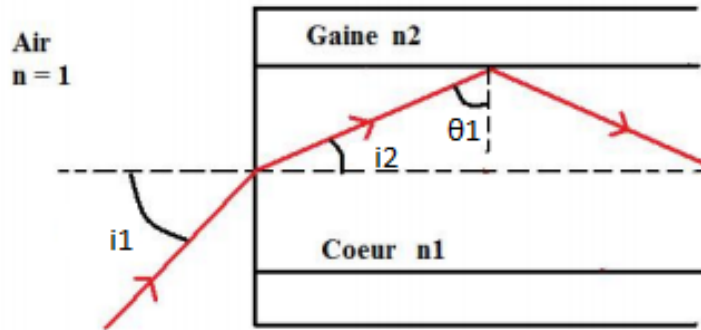


FIGURE 1.11 – Guidage de la lumière dans la fibre optique

À l'entrée de la fibre, on a :

$$n \sin i_1 = n_1 \sin i_2 = n_1 \cos \theta_1 \quad (1.9)$$

Car, d'après la figure 1.11, on voit facilement que $i_2 = \frac{\pi}{2} - \theta_1$ et $\sin(\frac{\pi}{2} - \theta_1) = \cos \theta_1$

On écrit aussi : $n_1 \cos \theta_1 = n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \theta_1}$

Et d'après l'équation 1.8, le guidage est possible pour : $\theta_1 > \theta_c \Rightarrow \sin^2 \theta_1 \geq \sin^2 \theta_c \Rightarrow$

$$n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \theta_1} \leq n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \theta_c}.$$

Puisque $\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1}$ et de 1.8 ($\sin \theta_1 \geq \frac{n_2}{n_1}$) et 1.9, on déduit l'équation suivante :

$$n \sin i_1 \leq \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.10)$$

Cette équation est dite condition de guidage et, comme le milieu est généralement de l'air $n=1$, on l'écrit ainsi :

$$\sin i_1 \leq \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.11)$$

L'angle i_{lim} défini par $\sin i_{lim} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ représente, l'angle d'acceptance de la fibre, et on a guidage si,

$$|i_1| \leq i_{lim}$$

Ceci nous amène, à la notion d'ouverture numérique, qui représente la valeur maximale que peut prendre le sinus de l'angle d'acceptance, et qui s'écrit :

$$ON = \sin i_{lim} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.12)$$

Remarque. Étant donné que $\Delta n = n_1 - n_2$ est très petit, on peut écrire l'équation précédente autrement :

$$ON = \sqrt{(n_1 + n_2)(n_1 - n_2)} \simeq \sqrt{2n_1 \Delta n} \quad (1.13)$$

1.4.5 Fréquence normalisée

C'est un paramètre très important qu'on détermine par la résolution de l'équation de propagation dans la fibre, ceci en appliquant les conditions aux limites cœur-gaine ; on définit ce paramètre par :

$$V = ak_0 \sqrt{n_c^2 - n_G^2} = a \frac{2\pi}{\lambda_0} n_c \sqrt{2\Delta} \quad (1.14)$$

$\lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0}$: la longueur d'onde dans le vide, et k_0 son vecteur d'onde, $2\Delta = \frac{n_c^2 - n_G^2}{n_c^2}$ est le paramètre de guidage, $n_c = n_1$ représente l'indice de réfraction du cœur de la fibre optique, et $n_G = n_2$ celui de la gaine.

Comme on le voit sur l'équation 1.14, cette fréquence normalisée dépend essentiellement des paramètres opto-géométriques (indice de réfraction), mais aussi de la longueur d'onde.

Ce paramètre est très important, car il permet de déterminer le type de la fibre, si elle est monomode ou multimode, sachant que pour :

$V < 2.405$: on aura qu'un seul mode qui se propage, c'est le mode fondamental, et la fibre est dite monomode.

$V > 2.405$: Plusieurs mode peuvent se propager, et la fibre est dite multimode [7, 14].

Pour des hauts débits, la fibre optique peut présenter des pertes de transmission à cause des effets linéaires (tels que les pertes optiques et la dispersion), ou à cause des effets non-linéaires (tel l'effet Kerr et la diffusion Brillouin stimulée). On discutera brièvement de ces effets dans les paragraphes suivants.

1.4.6 Effets de propagation linéaire

Les effets de propagation linéaire sont dus à une réponse du matériau de la fibre optique à une excitation électromagnétique induite par le faisceau lumineux ; ils regroupent tous les effets n'impliquant pas d'interactions entre les faisceaux.

1.4.6.1 L'atténuation

L'atténuation dans la fibre optique peut résulter de plusieurs mécanismes ; en effet, l'absorption intrinsèque du matériau qui constitue la fibre provoque une hausse des pertes aux basses longueurs d'onde, les impuretés qui peuvent créer des bandes d'absorption, et la diffusion de Rayleigh qui provient de la variation de l'indice de réfraction, sur des longueurs inférieure à la longueur d'onde de la lumière incidente.

1.4.6.2 Dispersion

Tout milieu matériel est dispersif et la solution, pour avoir un milieu peu dispersif est de rendre la lumière qui traverse ce milieu aussi monochromatique que possible. Dans la fibre optique, lorsque un rayon de lumière se propage, il est contraint à subir une dispersion, qui donne naissance à un élargissement temporel. Il existe plusieurs types de dispersion tel que : la dispersion chromatique, la dispersion modale de polarisation et la dispersion intermodale [7, 14].

1.4.7 Effets de propagation non-linéaire

Dans ce paragraphe, nous allons introduire brièvement la notion de non-linéarité dans les fibres optiques, qui est un phénomène qui cause des effets parasites, et par suite, dégrade la performance. Ce phénomène apparaît lorsque la puissance véhiculée à l'intérieur de la fibre devient grande. Ces effets non-linéaires sont classés selon leurs origines physiques : il y a ceux qui sont causés par l'interaction du champ électrique avec le nuage électronique du matériau qui constitue la fibre optique (classés avec ce qu'on appelle l'effet Kerr), et il y a ceux causés par l'interaction du champ avec les noyaux des atomes et avec les phonons (classés avec les effets Raman et Brillouin).

1.4.7.1 Effet Kerr

On sait que la présence d'un champ de forte intensité modifie les propriétés du matériau ; ainsi, l'indice de réfraction du milieu devient dépendant de l'intensité du champ optique qui le traverse : c'est ce qu'on appelle l'effet Kerr optique. Il provient de la déformation de la répartition des charges électroniques des molécules de silice qui constituent généralement les fibres optiques. On écrit l'indice de réfraction alors sous forme :

$$n(\omega, I) = n(\omega) + n_2 I \quad (1.15)$$

- $n(\omega)$ est l'indice de réfraction linéaire
- I (W/m^2) est l'intensité du champ
- n_2 est l'indice de réfraction non-linéaire

Cette modification de l'indice provoque un déphasage non linéaire sur l'onde qui se propage.

1.4.7.2 Diffusion Brillouin stimulée

C'est un effet non-linéaire qui se manifeste dans les fibres optiques monomodes, et ceci résulte de la diffusion des ondes incidentes intenses qui interagissent avec les ondes acoustiques (phonons) présentes dans le milieu de propagation : ceci va entraîner la génération d'une onde Stokes rétrodiffusée, et par la suite, cela va appliquer de sévères contraintes sur la transmission à longue distance.

1.4.7.3 Diffusion Raman stimulée

La diffusion Raman stimulée est une diffusion inélastique qui intervient dans la fibre optique ; au-delà d'un seuil de puissance où l'effet Kerr est important, elle provient d'échange d'énergie entre l'onde optique et les vibrations du milieu qui constitue la fibre optique, et comme pour la diffusion Brillouin (ondes acoustiques), la diffusion Raman se traduit par l'émission d'un rayonnement avec une fréquence différente de la fréquence incidente [15, 16].

1.5 Amplificateur à fibre

Grâce aux ions de terres rares incorporés dans le cœur de la fibre, le signal lumineux est amplifié lorsqu'il traverse cette dernière ; en effet, l'utilisation d'un pompage optique pour ramener les ions de terres rares dans un état excité (métastable), de durée de vie assez longue, permettra de stocker de l'énergie dans le milieu. Grâce au phénomène d'émission spontanée, l'effet laser est lancé, et les ions de terres rares étant dans le niveau métastable se désexcitent par émission stimulée.

1.5.1 Principe d'amplificateur à fibre

Afin d'explicitier au mieux le principe d'amplification dans la fibre, nous allons donner un exemple simple, mais cette démarche peut être par la suite utilisée pour tout autre système amplificateur, notre exemple portera sur le système à trois niveaux (figure 1.12) [7]. Sous l'effet d'un signal pompe (P_p), les électrons du niveau fondamental (N_1) sont excités et passent vers le niveau de pompage (N_3) qui est instable ; avec W_{13} la probabilité de cette transition. Ces électrons peuvent se désexciter vers (N_1) par émission spontanée avec une probabilité (W_{31}), autrement ils passent vers le niveau métastable (N_2) par transition non-radiative (γ_{32}), à partir de ce niveau d'énergie les électrons peuvent descendre vers le niveau fondamental par émission spontanée ($1/\tau_{21}$), ce phénomène va induire aussi ce qu'on appelle l'Emission Spontanée Amplifiée "ESA", ou en anglais "Amplified Spontaneous Emission" soit "ASE", c'est l'un des plus gros défauts des amplificateurs optiques à fibre dopée [17]. Ou bien à cause des photons incidents, les électrons du niveau métastable peuvent se désexciter vers (N_1) par émission stimulée (W_{21}) ce qui donne une amplification de ces photons comme on l'a expliqué précédemment, et c'est cet effet laser qu'on cherche. Un processus inverse (W_{12}) est possible aussi comme le montre le schéma ci-dessous [10, 18].

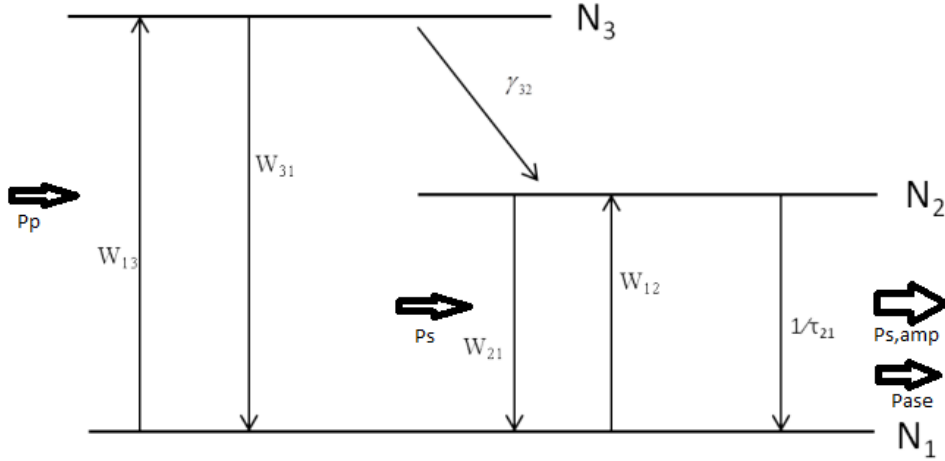


FIGURE 1.12 – Transition électronique dans un système à trois niveaux, P_p étant le signal pompe, P_s photons incidents qui vont induire l'effet laser, P_{ASE} photons qui proviennent de l'émission spontanée amplifiés, et $P_{s,amp}$ ce sont les photons amplifiés dus à l'effet laser [7].

Les équations de population pour ce système à trois niveaux s'écrivent :

$$\frac{dN_1}{dt} = W_{31}N_3 - W_{13}N_1 + W_{21}N_2 - W_{12}N_1 + \frac{1}{\tau_{21}}N_2 \quad (1.16)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - \frac{1}{\tau_{21}}N_2 + \gamma_{32}N_3 \quad (1.17)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = W_{13}N_1 - W_{31}N_3 - \gamma_{32}N_3 \quad (1.18)$$

Puisque le laser est un système fermé, le nombre d'atomes est donc conservé. La densité totale d'atomes de dopants actifs dans la fibre (N), qui est la somme des densités de population des trois niveaux, peut s'écrire :

$$N = N_1 + N_2 + N_3 \quad (1.19)$$

Du fait de la très grande cadence à laquelle opèrent les lasers et les amplificateurs, l'évolution des populations des niveaux atteint un régime stationnaire, ce qui nous permet d'écrire :

$$\frac{dN_i}{dt} = 0 \quad (1.20)$$

Afin de résoudre les équations différentielles et trouver les densités de population N_i , nous allons devoir faire quelques approximations justifiées, en prenant notre exemple de système à trois niveaux de la figure 1.12, comme étant de l'erbium pompé à 980nm : nous allons poser $W_{31} = 0$, et $\gamma_{32} \gg \frac{1}{\tau_{21}}$, alors W_{13} passe directement vers N_2 , ce qui donne $N_3 \approx 0$, on aura plus que deux équations différentielles (1.16) et (1.17) à résoudre, en s'aidant de l'équation (1.19).

$$\frac{dN_1}{dt} = -W_{13}N_1 + W_{21}N_2 - W_{12}N_1 + \frac{1}{\tau_{21}}N_2 = 0 \quad (1.21)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - \frac{1}{\tau_{21}}N_2 + W_{13}N_1 = 0 \quad (1.22)$$

$$N = N_1 + N_2 \quad (1.23)$$

En exploitant les deux nouvelles équations différentielles (1.21),(1.22) et en posant $A = 1/\tau_{21}$:

$$N_1 = \left[\frac{W_{21} + A}{W_{13} + W_{12}} \right] N_2 \quad (1.24)$$

De (1.19) $N_2 = N - N_1$, nous arrivons à :

$$N_1 = \left[\frac{W_{21} + A}{W_{12} + W_{13} + W_{21} + A} \right] N \quad (1.25)$$

De la même manière avec (1.19) et (1.24) on a :

$$N_2 = \left[\frac{W_{12} + W_{13}}{W_{12} + W_{13} + W_{21} + A} \right] N \quad (1.26)$$

Il reste à déterminer le taux de transition W_{ij} , en le mettant en fonction de paramètres connus :

$$W_{ij} = \sigma_{ij} \phi \quad (1.27)$$

avec σ_{ij} la section efficace d'absorption ou d'émission, possédant la dimension d'une surface, et ϕ le flux de photons, autrement dit, c'est le nombre de photons incidents par unité de surface et de temps, égale à :

$$\phi = \frac{I}{h\nu} \quad (1.28)$$

et :

$$I = \frac{dP}{dS} \quad (1.29)$$

où I est la puissance par unité de surface ($W \ m^{-2}$) ou la valeur moyenne du vecteur de Poynting. Nous aboutissons et nous admettons ces formules des trois W_{ij} :

$$W_{13} = \sigma_{13}(\lambda_p) \frac{P_p/\pi a^2}{hc/\lambda_p} \quad (1.30)$$

$$W_{12} = \sigma_{12}(\lambda_s) \frac{P_s/\pi a^2}{hc/\lambda_s} + \sigma_{12}(\lambda_{ASE}) \frac{P_{ASE}/\pi a^2}{hc/\lambda_{ASE}} \quad (1.31)$$

$$W_{21} = \sigma_{21}(\lambda_s) \frac{P_s/\pi a^2}{hc/\lambda_s} + \sigma_{21}(\lambda_{ASE}) \frac{P_{ASE}/\pi a^2}{hc/\lambda_{ASE}} \quad (1.32)$$

avec "c" est la vitesse de la lumière, et "h" la constante de Planck.

Comme N et A sont connus et les W_{ij} sont en fonction de paramètres connus, il est possible de calculer les densités de population N_1 et N_2 [7, 19].

1.5.2 Laser à fibre

Mis en œuvre dans les années 1960, ils ont connus une grande utilisation ces derniers temps ; ce succès peut s'expliquer par leurs propriétés singulières : ils arrivent à combiner une grande efficacité optique, une bonne capacité à dissiper la chaleur et une très bonne qualité de faisceau. Comme les autres lasers, le laser à fibre (figure 1.13) est composé d'un milieu amplificateur (le cœur de la fibre dopée), d'un système de pompage et d'une cavité résonante, constituée de bout à l'autre généralement d'un réseau de Bragg ou de miroirs. Le signal pompe fait passer les ions de terres rares à l'état métastable, et grâce à l'émission spontanée, l'effet laser est déclenché, et les ions de terres rares se désexcitent par émission stimulée (induite) [10, 17].



FIGURE 1.13 – Schéma d'un laser à fibre, avec FBG vient de l'anglais (fiber Bragg grating) ou réseau de Bragg à fibre, qui est un type de réflecteur qui se trouve sur un court segment dans la fibre.

Lasers passivement Q-déclenchés

2.1 Introduction

Dans notre présent travail, nous considérons les lasers passivement Q-déclenchés. En premier lieu, on décrira le principe de fonctionnement de ce type de laser et ses composants les plus importants ; ensuite, on reviendra brièvement sur les différents modulateurs qui assure le Q-déclenchement, notamment les modulateurs actifs (modulateurs acousto-optique et électron-optique), et les modulateurs passifs (absorbant saturable). On clôturera ce chapitre sur les lasers fibrés passivement Q-déclenché pour donner un aperçu sur ce type de laser qui sera, par la suite, utilisé pour notre simulation.

2.2 Laser Q-déclenché

Le Q-déclenchement (Q-switching en anglais) est une méthode suggérée pour la première fois une année après la découverte du laser par Robert Hellwarth [20]. Il consiste à générer d'intenses et très courtes impulsions de lumière avec un laser ; le principe est le suivant : on pompe le milieu amplificateur, tandis que l'extraction de l'énergie sous forme de lumière laser est bloquée, en maintenant les pertes de la cavité élevées (facteur Q très bas) et ce, en ayant recours à des modulateurs passifs ou actifs comme on le verra plus bas. Quand le gain devient grand (inversion de population très importante), on a une énergie considérable qui est stockée et, en réduisant soudainement les pertes (facteur Q élevé), en permettant une oscillation de la lumière dans la cavité, toute l'énergie stockée est libérée par émission stimulée, ce qui donne lieu à une impulsion laser (figure 2.2) d'une courte durée (ça dépendra de la longueur de la cavité) et d'une grande puissance. Le principe de fonctionnement d'un laser Q-déclenché (figure 2.1) repose donc sur la modulation du facteur de qualité Q de la cavité, autrement dit, c'est en modulant périodiquement les pertes intra-cavité, grâce à des modulateurs actifs ou passifs.

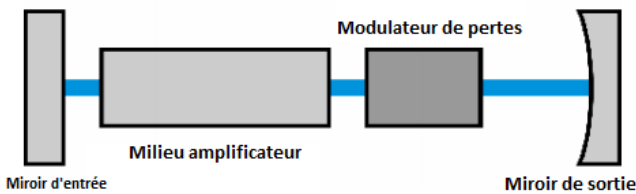


FIGURE 2.1 – Schéma d'un laser Q-déclenché

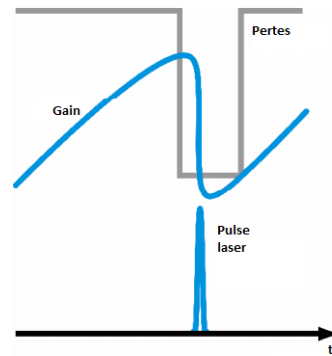


FIGURE 2.2 – Évolution temporelle des pertes et de l'inversion de population d'un laser Q-déclenché, et l'apparition d'une impulsion laser [21]

2.3 Modulateurs actifs

Les miroirs inclinables appelés dispositifs opto-mécaniques de type "chopper" furent parmi les premiers modulateurs de pertes utilisés, mais ils ne sont quasiment plus utilisés, à cause de plusieurs facteurs dont l'instabilité mécanique. Ils sont remplacés par les modulateurs acousto-optiques et électro-optiques [22].

2.3.1 Modulateur acousto-optique (AOM)

Un modulateur acousto-optique fait partie des modulateurs dit actifs puisqu'il faut une intervention extérieure pour qu'il fonctionne. Il est placé à l'intérieur de la cavité afin d'avoir un contrôle sur les pertes de cette dernière ; son principe de fonctionnement est le suivant (figure 2.3) : en envoyant un signal électrique (radio-fréquence) sur deux électrodes qui sont sur un transducteur piézoélectrique collé à un cristal, ce signal va tout d'abord induire une vibration du transducteur piézoélectrique, provoquant ainsi la propagation d'une onde acoustique dans le cristal. Cette dernière va induire à son tour une variation de pression, causant une

modification de la densité moyenne de ce milieu, entraînent un changement de la permittivité électrique et celle de l'indice de réfraction moyen du milieu ($\epsilon = n^2$). Quand un faisceau lumineux arrive sur ce cristal, il se trouve alors diffracté, et une grande partie de ce dernier se voit orientée hors de l'axe. Ainsi, de grandes pertes sont introduites donnant lieu à une inversion de population importante dans le milieu à gain. Le signal électrique étant arrêté le cristal ne dévie plus la lumière qui le traverse, induisant une diminution des pertes dans la cavité, créant ainsi une oscillation laser [23].

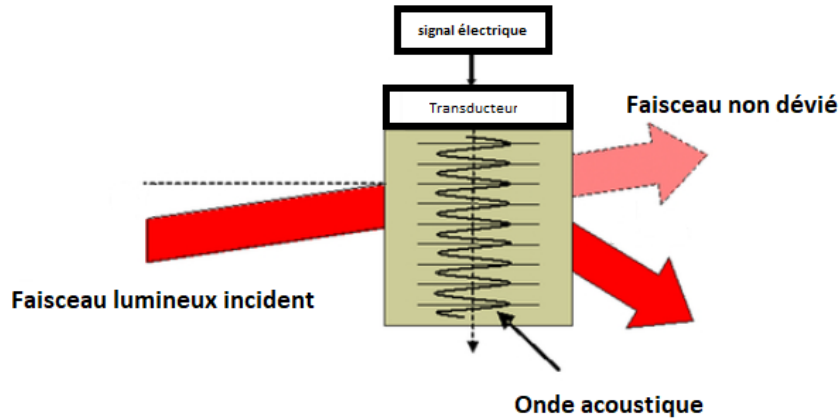


FIGURE 2.3 – Schéma décrivant le principe de fonctionnement des modulateurs acousto-optiques [24]

2.3.2 Modulateur électro-optique

L'application d'un champ électrique (lentement variable) sur certains cristaux induit, au niveau atomique de ces derniers, quelques modifications, telles qu'une redistribution des charges de liaison, et une petite déformation du réseau cristallin; ceci provoque des effets distincts comme une variation de l'indice de réfraction (électro-réfraction), ou des changements sur l'absorption et la réflexion (électro-absorption/réflexion), c'est ce qu'on appelle l'effet électro-optique [25]. Certains dispositifs connus sous le nom de modulateurs électro-optiques tiennent avantage de cet effet, ils trouvent leurs places dans divers domaines, dans des applications industrielles variées et dans des montages de laboratoires [26]. Ils sont d'ailleurs utilisés dans les lasers Q-déclenché pour moduler les pertes : en insérant un cristal électro-optique par exemple, et en appliquant un champ électrique à ce cristal, des effets (effet Pokles ou effet Kerr) empêchant une oscillation du faisceau lumineux apparaîtront, ce qui augmente les pertes dans la cavité, permettant ainsi une grande inversion de population. Après, on arrête l'application du champ sur le modulateur, chose qui entraîne la diminution des pertes et une oscillation laser peut avoir lieu.

2.4 Modulateurs passifs

La modulation des pertes dans les lasers Q-déclenchés passifs n'a pas besoin d'une intervention externe comme c'est le cas pour les modulations actifs; il suffit d'introduire dans la cavité un matériau qui jouit de propriétés d'absorption non-linéaire, qui sont en fonction de l'intensité lumineuse qu'il reçoit : ils portent communément le nom d'absorbants saturables.

2.4.1 Absorbant saturable

L'absorption linéaire des matériaux est caractérisée par le coefficient d'absorption α_0 et avec une transmission à travers une longueur L nous pouvons exprimer la loi de Beer-Lambert [27]

$$T = e^{-\alpha_0 L} \quad (2.1)$$

On sait que l'absorption se produit quand les électrons passent à un état excité à partir de leur état fondamental et cet état se trouve épuisé lorsque le matériau est traversé par une grande intensité, ce qui fait que la transmission augmente ; cet effet est appelé absorption saturable, et le coefficient est donné dans ce cas par :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_s} \quad (2.2)$$

I_0 est l'intensité initial du faisceau, I est l'intensité du faisceau, I_s l'intensité de saturation, on a $T_0 = exp-\alpha_0 L$ et $T = I/I_0$; on écrira donc la transmission pour ce cas [27] :

$$T = T_0 exp \left[\frac{I}{I_s} (1 - T) \right] \quad (2.3)$$

Les absorbants saturables (SA de l'anglais Saturable Absorber) utilisés dans les lasers à commutation déclenchée (Q-déclenché) sont des matériaux ayant une transmission qui varie selon l'intensité du rayonnement (comme indiqué dans l'équation (2.3)). Les SA peuvent être des cristaux [28], ou une fibre optique dopée [29], comme il existe des semi-conducteurs qui jouent le rôle de SA [30], nous expliquerons le principe de fonctionnement de ces modulateurs de pertes passifs dans le paragraphe suivant.

2.5 Principe de fonctionnement d'un laser passivement Q-déclenché

Les laser Q-déclenché sont des lasers impulsionnels, et sont composés d'un milieu amplificateur, une cavité optique, d'un système de pompage et un modulateur de pertes intra-cavité qui se trouve être dans ce cas un absorbant saturable (figure 2.4).

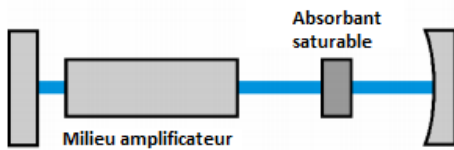


FIGURE 2.4 – Schéma d'un laser passivement Q-déclenché [21]

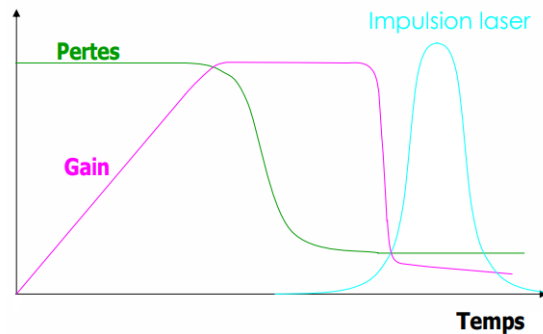


FIGURE 2.5 – Évolution temporelle des pertes et de l'inversion de population d'un laser passivement Q-déclenché, et l'apparition d'une impulsion laser [31]

Quand on démarre le pompage, des électrons du milieu amplificateur passent peu à peu de l'état fondamental à un état excité ; étant donné que le flux de photons à l'intérieur de la cavité n'est pas encore important l'absorbant saturable est toujours opaque et ne laisse pas passer la lumière, ce qui induit beaucoup de pertes dans la cavité. Pendant ce temps le pompage se poursuit et le milieu amplificateur continue de stocker de l'énergie. Lorsque le gain compense presque les pertes, l'émission stimulée démarre ; un flux de photons très important circule dans la cavité, ce qui entraîne la saturation de l'absorbant saturable (blanchiment de SA) et une impulsion lumineuse très intense est libérée (figure 2.5). L'absorbant saturable revient, après un certain temps, à son état normal et devient opaque à nouveau et le processus peut recommencer [32].

**Architecture d'un laser à fibre
passivement Q-déclenché à double
cavité et résultats de simulation**

3.1 Introduction

Dans ce dernier chapitre, on exposera tout d'abord l'architecture du système mis en jeu dans cette étude ; on présentera le principe de son fonctionnement tout en expliquant brièvement l'intérêt d'une telle architecture et par la suite ses principaux composants. On exposera ensuite la partie simulation, en mettant en évidence au préalable les équations du modèle d'onde progressive qui constitue la base de ce travail, et on finira par l'exposition des résultats et une conclusion.

3.2 Laser entièrement fibrés passivement Q-déclenchée

Les lasers à fibres Q-déclenché permettent de générer des impulsions nano-seconde ou femtoseconde avec des puissances moyennes pouvant atteindre plusieurs centaines de watts, ainsi qu'une énergie de quelques millijoules. L'amplification optique dans ces lasers à fibres dopées tiennent le plus généralement avantage des transition radiatives de trois terres rares que sont l'ytterbium (Yb), l'erbium (Er) et le thulium (Tm). Par exemple, les lasers à fibres dopées ytterbium et erbium peuvent générer des impulsions de l'ordre de $30fs$ autour de $1\mu m$ pour le premier et $1.55\mu m$ pour le deuxième [15].

Les lasers entièrement fibrés possèdent quelques avantages très pratiques, comparés aux lasers à fibres qui ont des composants en espace libre ; en effet, l'absence d'appareils optiques accessoires évince le risque d'un désalignement, ce qui est très important.

Pour tout type de laser, le principe reste le même : il faut une cavité, un milieu amplificateur et un système de pompage. Pour les sources laser entièrement fibré, la cavité est logiquement constituée d'au moins deux réflecteurs et généralement ce sont des réseaux de Bragg photo-inscrits, le milieu amplificateur est dopé par des ions de terres rares, et le pompage se fait le plus souvent par diode laser [33]. Pour assurer le Q-déclenchement passif, ce qui se fait le plus communément c'est d'attacher à la fibre qui contient le milieu à gain, une fibre fortement dopée par un autre type de terres rares [34] (figure 3.1).

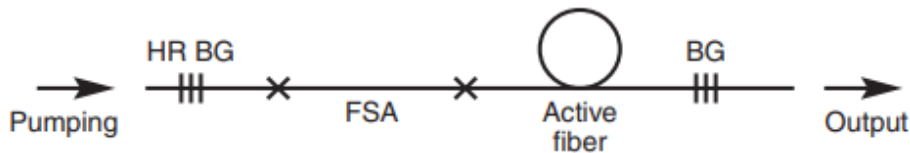


FIGURE 3.1 – Schéma décrivant un laser à fibre passivement Q-déclenché par absorbant saturable [35]

3.3 Description du système laser à fibre passivement Q-déclenchée Er-Tm à double cavités

Notre présent travail portera sur un laser passivement Q-déclenché à double cavité, le milieu à gain étant dopé erbium (Er) et déclenché par un absorbant saturable dopé Thulium (Tm), comme indiqué sur la figure 3.2. Cette architecture, présentée par Tao et son équipe en 2015, a donné de bons résultats comme indiqué dans leur article [36] ; des travaux similaires avait été faits en 2007 par l'équipe de recherche de Dvoyrin en utilisant un laser à fibre Yb-Bi [37] et par l'équipe de Kurkov en 2009 [35] en utilisant cette fois un laser à fibre Yb-Ho.

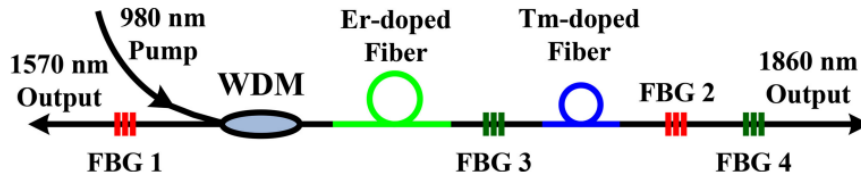


FIGURE 3.2 – Schéma décrivant le laser à fibre Er-Tm passivement Q-déclenché [36]

La figure 3.2 décrit un laser à fibre Er-Tm double cavité; la première est formée entre les deux FBG1 et FBG2 et va émettre un signal de 1570 nm. La fibre dopée Er constitue le milieu amplificateur qui est pompé avec une pompe CW 980 nm, couplée à la fibre grâce à une WDM. La partie dopée Tm fonctionne en tant qu'absorbant saturable, la deuxième cavité se trouvant entre FBG3 et FBG4 va émettre un signal de 1860 nm; le milieu amplificateur se trouve être la fibre dopée Tm dans ce cas, il est essentiellement pompé par le signal 1570 nm issu de l'émission spontanée amplifiée des états excités d'ions d'Er.

On discutera succinctement par la suite de la raison du choix des ions d'erbium et de thulium, ainsi que l'intérêt de mettre l'absorbant saturable séparément dans une cavité, on finira cette partie par l'exposition des différents composants de ce système.

3.3.1 Choix des terres rares Er et Tm

La fibre dopée Er^{+3} présente un spectre d'absorption qui contient plusieurs raies comme indiqué sur la figure 3.3, une à 800 nm, une à 980 nm et une à 1480 nm. En général on utilise l'absorption à 980 nm qui émet autour des 1530 nm. On peut approximer la fibre dopée erbium à un système de trois niveaux schématisé sur la figure 3.4. La transition entre les deux niveaux $^4I_{15/2}$ et $^4I_{11/2}$ permet d'absorber un signal de 980 nm; une fois les atomes excités vers le niveau $^4I_{11/2}$, ils se dés excitent très rapidement vers le niveau $^4I_{13/2}$ par transition non-radiative, ce dernier niveau possédant une durée de vie de 14 ms, assez longue, permettant une inversion de population et une émission laser vers les 1530 nm.

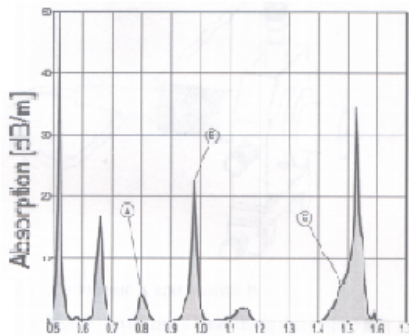


FIGURE 3.3 – Spectre d'absorption d'une fibre dopée Er^{+3}

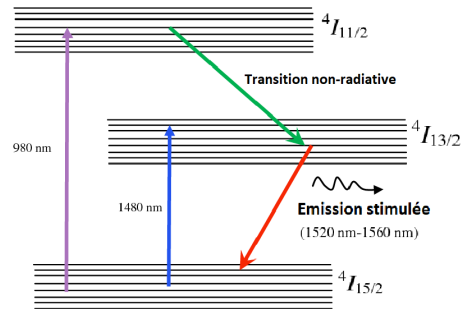


FIGURE 3.4 – Schéma simplifié d'un système à trois niveaux d'une fibre dopée Er^{+3} [38]

Pareil que pour l'erbium, les ions de thulium (Tm^{+3}) ont la capacité d'absorber ou d'émettre des photons dans différentes bandes spectrales comme indiqué sur la figure 3.5, à travers leurs sections efficaces d'absorption et d'émission, mais à la transition qui nous intéresse. Effectivement, on va simplifier le diagramme des niveaux d'énergie de cet ion à un système à trois niveaux (figure 3.6) voir même deux, plus loin. Le pompage du niveau 3F_4 est possible sur 150 nm, autour de 1650 nm (figure 3.6). L'avantage d'exciter vers le niveau 3F_4 est qu'il

correspond à la bande d'émission des lasers à fibres dopées erbium (Er^{+3}) autour des 1530 nm [39], et l'émission pour cette transition se fait autour des 2000 nm.

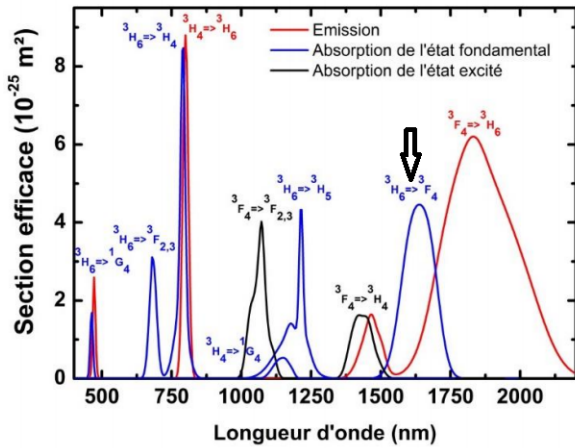


FIGURE 3.5 – Section efficace d'absorption et d'émission d'une fibre dopée Tm^{+3} [40]

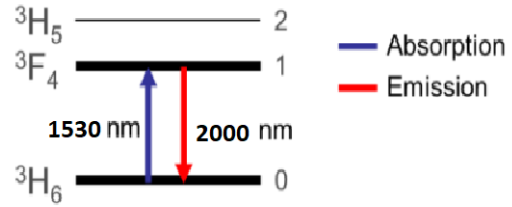


FIGURE 3.6 – Schéma simplifier d'un système à trois niveaux d'une fibre dopée Tm^{+3} [39]

Le choix de mettre ces deux terres rares et de tirer avantage de la compatibilité de leurs bandes d'émissions et d'absorptions devient justifié. Les niveaux d'énergie simplifiés de Er^{+3} et Tm^{+3} , ainsi que leurs transitions associées sont décrits sur la figure 3.7.

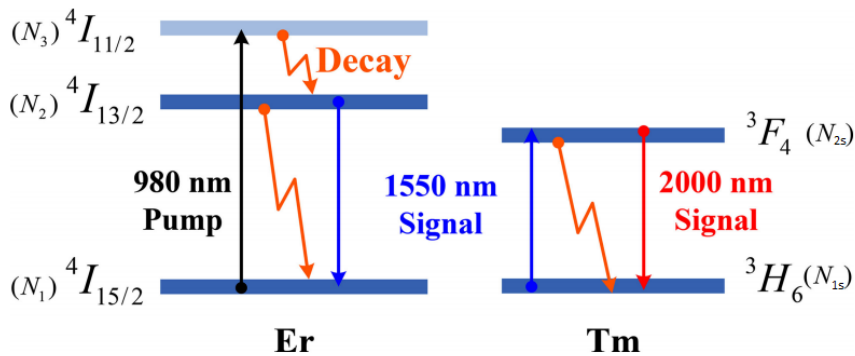


FIGURE 3.7 – diagramme simplifié des transitions énergétiques associées au système laser Er-Tm [36]

3.3.2 Intérêt de la double cavité

Les ions Tm^{+3} dopés dans la fibre optique jouent ici le rôle d'absorbant saturable. Le paramètre important à retenir est la durée de vie du niveau métastable 3F_4 du Tm^{+3} dans la fibre, qui est entre $300 \sim 500 \mu s$ [36], c'est une durée assez longue; effectivement, l'absorbant saturable ne peut pas récupérer toute sa performance avant l'impulsion suivante ce qui entraîne une détérioration de l'efficacité du laser. Mettre une cavité va induire une émission stimulée; obligeant les ions Tm^{+3} à se désexciter plus rapidement, ainsi l'intérêt de mettre la fibre dopée Tm qui joue le rôle d'absorbant saturable dans notre système entre deux miroirs (FBG) est de rendre la durée de vie du niveau métastable 3F_4 plus courte; cette démarche donne beaucoup d'autres bons résultats, comme on peut le constater, en comparant les travaux de ces deux articles [36, 41].

3.3.3 Les différents composants

Petit descriptif des différents composants du laser à fibre Er-Tm (figure 3.2).

- **La pompe** : C'est une pompe à onde continue CW (continuous wave) qui émet à 980 nm, elle est généralement composée de diodes lasers.
- **FBG** : (Fiber Bragg Grating), ou réseau de Bragg, c'est un filtre passif photo-induit dans le cœur de la fibre optique et son principal rôle est de ne réfléchir que certaines longueurs d'ondes ; il consiste à mettre des perturbations périodiques longitudinales à l'indice de réfraction du cœur [42]
- **WDM** : Le multiplexage en longueur d'onde (Wavelength Division Multiplexing) de façon très simplifiée, il s'agit de faire passer plusieurs longueurs d'ondes dans une fibre optique.

3.4 Description de la méthode de simulation

Les travaux de Tao et al [36] ont modélisé et simulé le système laser à fibre Er-Tm décrit sur la figure 3.2 et ceci en utilisant le modèle dit ponctuel. Dans le présent travail, notre but est de comparer leurs résultats aux nôtres, en utilisant cette fois le modèle d'onde progressive, qui se trouve être un modèle plus rigoureux qui tient compte en même temps des variations spatiales et temporelles du gain et des différents signaux dans la fibre, contrairement à celui du modèle ponctuel qui considère le gain uniforme dans toute la fibre.

Afin de mettre en œuvre cette simulation pour le système laser à fibre Er-Tm avec le modèle d'onde progressive, on utilise un programme MATLAB, le même que celui utilisé dans la référence [43], où ils ont simulé et modélisé un système Yb-Yb, on adaptera ce code MATLAB à notre étude actuelle en insérant, dans ce dernier, les principaux paramètres du système Er-Tm, qu'on rapportera de l'article de Tao [36].

Avant d'exposer le modèle d'onde progressive, il est nécessaire de présenter le modèle ponctuel en mettant en exergue les équations qui le constituent, il s'en suivra une présentation de quelques résultats obtenus par Tao et al.

3.4.1 Modèle ponctuel et quelques résultats de simulation

Le modèle ponctuel est très utilisé pour sa simplicité ; en effet, on ne prend qu'une valeur moyenne de la concentration d'atomes et de la densité de photon tout le long du laser, et ceci pour un temps inférieur au temps d'un aller-retour dans la cavité.

Pour l'architecture décrite sur la figure (3.2) et le diagramme des énergies de ce système Er-Tm exposé sur la figure (3.7) Tao et al se sont basés sur les équations de populations suivantes [36] :

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\phi}{\tau_r} \left[[\sigma_{el}N_2 - \sigma_{al}(N_0 - N_2)]L + [\sigma_{els}N_{2s} - \sigma_{als}(N_{0s} - N_{2s})]Ls - [\delta - \ln(R_1R_2)] \right] + \beta N_2 \quad (3.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{\lambda_p \sigma_{ap}}{Ahc} P(N_0 - N_2) - \frac{N_2}{\tau_l} - \frac{c}{n} \phi [\sigma_{el}N_2 - \sigma_{al}(N_0 - N_2)] \quad (3.2)$$

$$\frac{dN_{2s}}{dt} = -\frac{c}{n} \phi [\sigma_{els}N_{2s} - \sigma_{als}(N_{0s} - N_{2s})] - \frac{N_{2s}}{\tau_l} - \frac{c}{n} \phi [\sigma_{es}N_{2s} - \sigma_{as}(N_{0s} - N_{2s})] \quad (3.3)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\varphi}{\tau_{rs}} \left[[\sigma_{es}N_{20} - \sigma_{as}(N_{0s} - N_{2s})]Ls - [\delta - \ln(R_3R_4)] \right] + \beta N_{2s} \quad (3.4)$$

où ϕ et φ représentent les densités de photons à 1570 nm et 1860 nm à l'intérieur des cavités ; N_0 et N_{0s} sont les densités totales d'ions Er et Tm ; σ_{el} et σ_{al} sont la section efficace d'émission et celle d'absorption à 1570 nm de la fibre dopée Er ; σ_{els} , σ_{als} , σ_{es} et σ_{as} c'est les sections d'émission et d'absorption à 1570 nm et 1860 nm de la fibre dopée Tm. δ définit les pertes intrinsèques des cavités et β la probabilité de l'émission spontanée. R_1, R_2, R_3, R_4 c'est la réflectivité des réseaux de Bragg FBG1, FBG2, FBG3 et FBG4. P c'est la puissance pompe à 980 nm et λ_p sa longueur d'onde. σ_p c'est la section efficace d'absorption de la fibre dopée Er à 980 nm, "A" représente la surface effective de dopage de la fibre dopée Er. "h" la constante de Planck et "c" la vitesse de la lumière dans le vide, τ_l et τ_s c'est la durée de vie des niveaux N_2 ($^4I_{13/2}$) et N_{2s} (3F_4), tandis que τ_r et τ_{rs} c'est le temps d'un aller-retour de la lumière dans la première cavité entre FBG1 et FBG2 et la deuxième qui se trouve entre FBG3 et FBG4.

Tao et al ont donc introduit ces équations dans leur programme de simulation afin d'étudier le système laser à fibre Er-Tm à double cavité. Ils se sont servis des paramètres présents dans le tableau ci-dessous ; d'ailleurs, on essaiera d'utiliser les mêmes paramètres dans notre simulation avec le modèle d'onde progressive cette fois.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
N_0	$1.41 \cdot 10^{25} m^{-3}$	R_1	0.3
N_{0s}	$3 \cdot 10^{25} m^{-3}$	R_2	1
τ_l	$10 \cdot 10^{-3} s$	R_3	1
τ_s	$334.7 \cdot 10^{-6} s$	R_4	0.2
σ_{ap}	$3.1 \cdot 10^{-25} m^2$	A	$63.6 \cdot 10^{-12} m^2$
σ_{ep}	$0 m^2$	n	1.5
σ_{al}	$4.6 \cdot 10^{-26} m^2$	L	9 m
σ_{el}	$2.3 \cdot 10^{-25} m^2$	Ls	0.4 m
σ_{als}	$1.44 \cdot 10^{-24} m^2$	β	$10^{-7} s^{-1}$
σ_{els}	$1.44 \cdot 10^{-25} m^2$	δ	0.01
σ_{as}	$0.56 \cdot 10^{-25} m^2$	h	$6.626 \cdot 10^{-34} J \cdot s$
σ_{es}	$5.96 \cdot 10^{-25} m^2$	c	$3 \cdot 10^8 m/s$

Tableau 3.1 – Paramètres utilisés dans la simulation de Tao [36]

Voici quelques résultats de simulation que Tao et al ont pu avoir. La figure (3.8) montre la variation du taux de répétitions des impulsions et la puissance crête des deux signaux à 1570 nm et 1860 nm en fonction de la puissance pompe. La figure (3.9) décrit en (a) pour une puissance pompe de 400 mW à 980 nm le train d'impulsions des deux signaux en fonction du temps, en (b) on a un zoom sur une impulsion de chaque signal, avec une largeur à mi-hauteur de 80.5 ns pour le pulse à 1570 nm et 23.9 ns pour celui à 1860 nm.

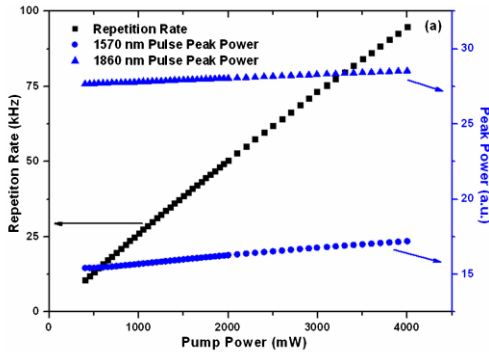


FIGURE 3.8 – Taux de répétitions et puissance crête en fonction de la puissance pompe. [36]

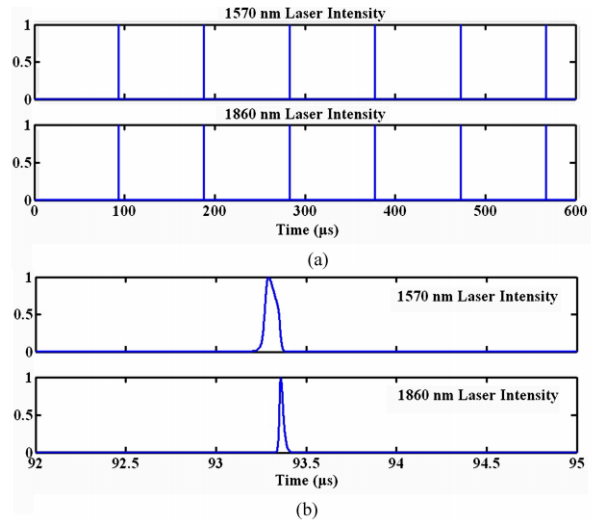


FIGURE 3.9 – (a) montre le train d'impulsion en fonction du temps des deux signaux de sortie. (b) Zoom sur les deux pulses. [36]

3.4.2 Modèle d'onde progressive

Le modèle d'onde progressive, est un modèle qui décrit la dynamique spatio-temporel du champ le long de la cavité. Autrement dit, la variation spatial et temporelle du gain et des différents signaux dans le laser sont calculés.

Le système laser qu'on va modéliser est celui décrit sur la figure 3.2 de la référence [36] ; il est constitué de deux

cavités, la première se trouvant entre FBG1 et FBG2 qui émet à 1570 nm, tel que FBG1 possède une réflectivité de 30% et FBG2 de 100%. Le milieu amplificateur est une fibre dopée Er qui mesure 9m ; il est pompé à 980 nm et on variera la puissance durant notre expérience. Pour la deuxième cavité qui se situe entre FBG3 avec une réflectivité de 100% et FBG4 d'une réflectivité de 20% elle émet un signal de 1860 nm ; le milieu actif ici est une fibre dopée Tm de longueur de 0.4 m jouant le rôle d'absorbant saturable. La modélisation de ce système, en utilisant le modèle d'onde progressive est décrite sur la figure 3.8 [43].

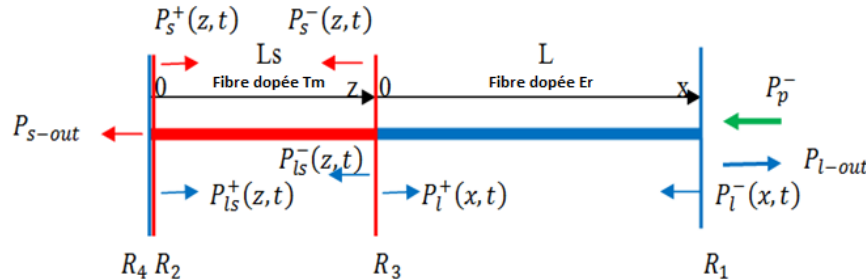


FIGURE 3.10 – Modèle d'onde progressive appliqué au système laser Er-Tm [43]

Dans la suite on exposera les différentes équations de ce modèle et le code MATLAB [43].

3.4.3 Les équations pour la fibre dopée Er :

Nous allons présenter ici les principales équations du modèle d'onde progressive appliquée à la fibre dopée Er.

$$N_0 = N_1(x, t) + N_2(x, t) \quad (3.5)$$

où N_0 représente la concentration totale d'ion d' Er^{3+} , $N_1(x, t)$ la population dans l'état fondamental des ions d' Er^{3+} ($^4I_{15/2}$ voir figure 3.7) et $N_2(x, t)$ c'est la population d'ions d' Er^{3+} dans l'état excité ($^4I_{13/2}$).

$$\frac{\partial N_2(x, t)}{\partial t} = \frac{\Gamma_p \lambda_p}{hcA_{co}} \left[\sigma_{ap} N_1(x, t) - \sigma_{ep} N_2(x, t) \right] P_p^-(x, t) + \frac{\Gamma_l \lambda_l}{hcA_{co}} \left[\sigma_{al} N_1(x, t) - \sigma_{el} N_2(x, t) \right] \left[P_l^+(x, t) + P_l^-(x, t) \right] - \frac{N_2(x, t)}{\tau} \quad (3.6)$$

Cette équation représente la dérivée de la densité de population de l'état excité N_2 ($^4I_{13/2}$) ; le premier terme décrit l'absorption du signal pompe, responsable de l'inversion de population ; le deuxième représente le taux d'émission stimulée à la longueur d'onde de 1570 nm, le troisième et dernier terme définit l'émission spontanée. Γ_p est le facteur de confinement de la pompe, donné par $\Gamma_p = d_{coeur}^2 / d_{gaine}^2$, et pris égal à un ; Γ_l est le facteur de confinement de l'émission laser égal aussi à un, λ_p et λ_l sont les longueurs d'ondes à 980 nm et 1570 nm ; τ est la durée de vie du niveau $^4I_{13/2}$ (N_2), alors que A_{co} représente la surface effective de dopage de la fibre Er, "h" la constante de Planck et "c" la vitesse de la lumière dans le vide.

σ_{ap} , σ_{ep} , σ_{al} et σ_{el} sont les sections efficaces d'absorptions et d'émissions de la pompe à 980 nm et de l'émission laser à 1570 nm respectivement. $P_p^-(x, t)$ est la puissance pompe à 980 nm qui se propage dans la direction négative de la fibre comme indiquée sur la figure (3.8) plus haut ; $P_l^+(x, t)$ et $P_l^-(x, t)$ définissent la puissance laser à la longueur d'onde 1570 nm dans la direction positive et négative de la fibre.

Les deux équations (3.7) et (3.8) représentent les équations de propagation des signaux pompe et émission laser dans la fibre à gain ; elles décrivent la variation de la puissance de ces deux signaux par rapport au temps et à l'espace (suivant l'axe de propagation).

$$- \frac{\partial P_p^-(x, t)}{\partial x} + \frac{1}{V_{gp}} \frac{\partial P_p^-(x, t)}{\partial t} = \Gamma_p \left[- \sigma_{ap} N_1(x, t) + \sigma_{ep} N_2(x, t) \right] P_p^-(x, t) - \alpha_p P_p^-(x, t) \quad (3.7)$$

$$\pm \frac{\partial P_l^\pm(x, t)}{\partial x} + \frac{1}{V_{gl}} \frac{\partial P_l^\pm(x, t)}{\partial t} = \Gamma_l \left[-\sigma_{al} N_1(x, t) + \sigma_{el} N_2(x, t) \right] \left[P_l^+(x, t) + P_l^-(x, t) \right] - \alpha_l P_l^\pm(x, t) + N_2(x, t) 2\sigma_{el} \frac{hc^2}{\lambda_l^3} \Delta\lambda_l \quad (3.8)$$

Le premier terme de l'équation (3.7) décrit l'absorption du signal pompe, et le deuxième désigne les pertes optiques. Pour l'équation (3.8) son premier terme représente l'émission stimulée du laser, le deuxième les pertes optiques, et le troisième caractérise l'émission spontanée dans le milieu actif de la fibre, et ce dernier est d'une grande importance puisque c'est le déclencheur de l'effet laser.

α_p et α_l représentent les pertes intrinsèques de la pompe et de l'émission stimulée respectivement ; V_{gp} , V_{gl} désignent la vitesse de groupe de la pompe et de l'émission induite et qui s'écrivent $V_{gp} = \frac{c}{n_{gp}}$, $V_{gl} = \frac{c}{n_{gl}}$; avec $n_{gp} = n_{gl} = 1.5$, pour finir $\Delta\lambda_l = 0.3 \text{ nm}$ représente la largeur de bande du réseau de Bragg à 1570 nm.

3.4.4 Les équations pour la fibre dopée Tm

On va présenter les différentes équations du modèle d'onde progressive appliqué sur la fibre dopée Tm qui joue le rôle de SA. Cette dernière se trouve, comme indiqué sur les figures (3.2) et (3.8), entre deux réseaux de Bragg, et l'inversion de population se fait essentiellement au moyen du signal d'émission spontanée amplifiée des états excités des ions d'Er. Le signal de sortie se fait à travers FBG4 à une longueur d'onde de 1860 nm, comme il est bien clair sur la figure (3.8) il n'y a pas de signal pompe qui circule dans le SA, ce qui donne les équations suivantes :

$$N_{0s} = N_{1s}(z, t) + N_{2s}(z, t) \quad (3.9)$$

où N_{0s} représente la concentration totale d'ion Tm^{3+} , $N_{1s}(z, t)$ la densité de population dans l'état fondamental des ions Tm^{3+} (3H_6 voir figure 3.7) et $N_{2s}(z, t)$ c'est la densité de population d'ions Tm^{3+} dans l'état excité (3F_4).

$$\frac{\partial N_{2s}(z, t)}{\partial t} = \frac{\Gamma_{ls} \lambda_l}{hc A_{sco}} \left[\sigma_{als} N_{1s}(z, t) - \sigma_{els} N_{2s}(z, t) \right] \left[P_{ls}^+(z, t) + P_{ls}^-(z, t) \right] + \frac{\Gamma_s \lambda_s}{hc A_{sco}} \left[\sigma_{as} N_{1s}(z, t) - \sigma_{es} N_{2s}(z, t) \right] \left[P_s^+(z, t) + P_s^-(z, t) \right] - \frac{N_{2s}(z, t)}{\tau_s} \quad (3.10)$$

l'équation (3.10) définit la dérivée de la densité de population des états excités des ions de Tm, soit leurs variations par rapport au temps. Le premier terme caractérise l'inversion de population au moyen de l'absorption des ions Tm du signal 1570 nm qui joue le rôle de pompe. Le second terme représente l'émission induite issue de la désexcitation des ions Tm (${}^3F_4 \implies {}^3H_6$) à la longueur d'onde de 1860 nm. Le dernier terme désigne l'émission spontanée.

Γ_{ls} et Γ_s sont les facteurs de confinement au sein de SA des signaux lasers aux longueurs d'onde 1570 nm et 1860 nm respectivement, et leurs valeurs dans notre simulation est égal à un, et pour λ_s c'est la longueur d'onde à 1860 nm, τ_s est la durée de vie du niveau 3F_4 (N_{2s}), alors que A_{sco} représente la surface effective de dopage de la fibre Tm.

σ_{als} , σ_{els} , σ_{as} et σ_{es} sont les sections efficaces d'absorption et d'émission stimulée dans le SA aux deux longueurs d'ondes 1570 nm et 1860 nm respectivement. $P_{ls}^+(z, t)$ et $P_{ls}^-(z, t)$ désignent la puissance du signal à 1560 toujours dans l'absorbant saturable dopé Tm et qui se propage dans les deux directions positive et négative comme spécifié sur la figure (3.8) ; $P_s^+(z, t)$ et $P_s^-(z, t)$ indiquent la puissance laser à la longueur d'onde 1860 nm dans la direction positive et négative de la fibre à gain dopée Tm.

Les deux équations de propagation des rayons à 1570 nm et 1860 nm dans l'absorbant saturable sont les suivantes :

$$\pm \frac{\partial P_{ls}^\pm(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{V_{gls}} \frac{\partial P_{ls}^\pm(z, t)}{\partial t} = \Gamma_{ls} \left[-\sigma_{als} N_{1s}(z, t) + \sigma_{els} N_{2s}(z, t) \right] P_{ls}^\pm(z, t) - \alpha_{ls} P_{ls}^\pm(z, t) \quad (3.11)$$

$$\pm \frac{\partial P_s^\pm(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{V_{gs}} \frac{\partial P_s^\pm(z, t)}{\partial t} = \Gamma_s \left[-\sigma_{as} N_{1s}(z, t) + \sigma_{es} N_{2s}(z, t) \right] P_s^\pm(z, t) - \alpha_s P_s^\pm(z, t) + N_{2s}(z, t) 2\sigma_{es} \frac{hc^2}{\lambda_l^3} \Delta\lambda_s \quad (3.12)$$

Le premier terme de l'équation (3.11) représente l'absorption du rayonnement à 1570 nm et le deuxième décrit les pertes optiques dans le SA. Pour l'équation (3.12), le premier terme décrit le phénomène d'émission stimulée pour la longueur d'onde de 1860 nm et le second les pertes optiques, le troisième décrit l'émission spontanée à 1860 nm dans le SA, α_{ls} , α_s , $V_{gls} = \frac{c}{n_{gls}}$ et $V_{gs} = \frac{c}{n_{gs}}$ sont respectivement les pertes intrinsèques dans le SA aux longueurs d'ondes 1570 nm et 1860 nm et leurs vitesses de groupe avec $n_{gls} = n_{gs} = 1.5$ c'est l'indice de réfraction, tandis que $\Delta\lambda_s = 0.3 \text{ nm}$ est la largeur de bande du réseau de Bragg à 1860 nm.

3.4.5 Conditions aux bords

Afin de pouvoir résoudre toutes les équations précédentes [43], il faudra mettre des conditions aux limites, qui sont les suivantes :

$$P_l^-(L, t) = R_1 P_l^+(L, t) \quad (3.13)$$

$$P_{ls}^-(Ls, t) = \eta P_l^-(0, t) \quad (3.14)$$

$$P_{ls}^+(0, t) = R_2 P_{ls}^-(0, t) \quad (3.15)$$

$$P_l^+(0, t) = \eta P_{ls}^+(Ls, t) \quad (3.16)$$

$$P_s^-(Ls, t) = R_3 P_s^+(Ls, t) \quad (3.17)$$

$$P_s^+(0, t) = R_4 P_s^-(0, t) \quad (3.18)$$

$$P_p^-(L, t) = P_p(t) \quad (3.19)$$

Les équations (3.13), (3.14), (3.15) et (3.16) sont les conditions aux limites pour le signal à 1570 nm, tandis que les deux équations (3.17) et (3.18) représentent les conditions aux bords pour le signal laser à 1860 nm, et la dernière, la condition appliquée au signal pompe. R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion des réseaux de Bragg FBG1 et FBG2 qui jouent le rôle de miroir dans la première cavité qui émet à 1570 nm, et R_3 , R_4 les coefficients de réflexion de FBG3 et FBG4 qui constituent la deuxième cavité qui donne un signal sortant de FBG4 à 1860 nm. η est une valeur qui caractérise la différence d'épaisseur entre la fibre dopée Er et l'absorbant saturable prise égal à zéro.

Les puissances de sortie pour le signal à 1570 nm et 1860 nm, respectivement, sont données alors comme suit :

$$P_{l-out} = (1 - R_1) P_l^+(L, t) \quad (3.20)$$

$$P_{s-out} = (1 - R_4) P_s^-(0, t) \quad (3.21)$$

3.4.6 Paramètres de simulation

Comme nous l'avons dit, la modélisation et la simulation de notre système laser Er-Tm [36] par la méthode d'onde progressive, se fait à l'aide d'un code MATLAB où sont introduites déjà toutes les équations écrites plus haut [43], cependant, on l'ajuste à notre cas d'étude en introduisant les paramètres présents sur le tableau (3.2), ce sont presque les mêmes valeurs que sur le tableau (3.1) [36]. On a pris un pas spatial $dx = L/1000$ pour la fibre dopée Er et $dz = Ls/250$ pour le SA, et le pas temporel $dt = dx/cn_{gl}$.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
N_0	$1.41 \cdot 10^{25} m^{-3}$	R_1	0.3
N_{0s}	$3 \cdot 10^{25} m^{-3}$	R_2	1
τ_l	$10 \cdot 10^{-3} s$	R_3	1
τ_s	$334.7 \cdot 10^{-6} s$	R_4	0.2
σ_{ap}	$3.1 \cdot 10^{-25} m^2$	A_{co}	$63.6 \cdot 10^{-12} m^2$
σ_{ep}	$0 m^2$	A_{cos}	$63.6 \cdot 10^{-12} m^2$
σ_{al}	$4.6 \cdot 10^{-26} m^2$	L	9 m
σ_{el}	$2.3 \cdot 10^{-25} m^2$	Ls	0.4 m
σ_{als}	$1.44 \cdot 10^{-24} m^2$	α_p	0
σ_{els}	$1.44 \cdot 10^{-25} m^2$	$\alpha_{l/s/s}$	0.01
σ_{as}	$0.56 \cdot 10^{-25} m^2$	h	$6.626 \cdot 10^{-34} J.s$
σ_{es}	$5.96 \cdot 10^{-25} m^2$	c	$3 \cdot 10^8 m/s$

Tableau 3.2 – Paramètres utilisés dans la simulation

3.5 Résultats numériques

Dans cette partie, on expose tous les résultats de simulation de notre système laser à fibre Er-Tm (figure 3.2) qui ont été établi en utilisant le modèle d'onde progressive. Tout d'abord, notre première étape aura été de reprendre les mêmes valeurs des paramètres présentés sur le tableau (3.1), en les adaptant bien-sur à notre système (voir le tableau (3.2)); les résultats obtenus sont donnés par les figures 3.11 et 3.12.

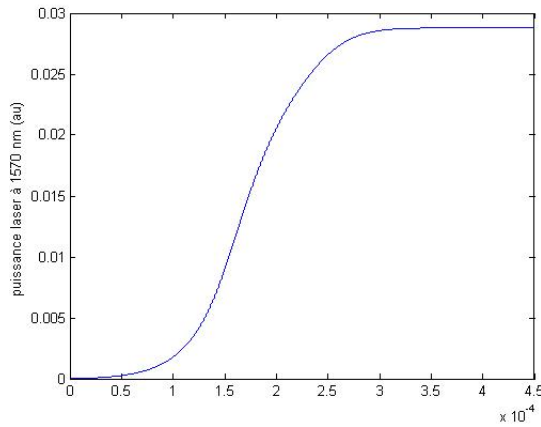


FIGURE 3.11 – Puissance du signal à 1570nm en fonction du temps.

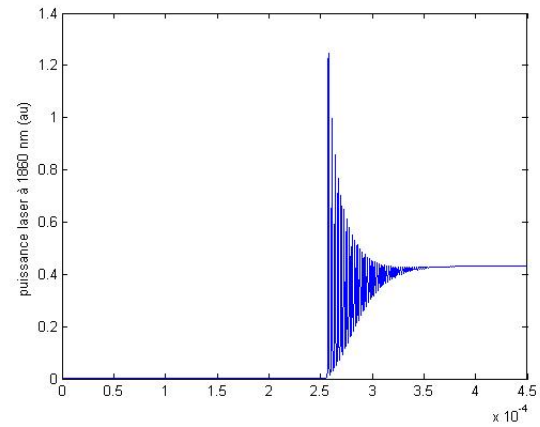


FIGURE 3.12 – Puissance du signal à 1860nm en fonction du temps.

Ces deux graphes sont obtenus en utilisant une concentration d'ions Tm (absorbant saturable) d'une valeur de $3 \times 10^{25} m^{-3}$ comme c'est bien indiqué sur le tableau (3.2) et pour une puissance pompe de 0.5 W (qui est presque la même que celle utilisée dans l'article de Tao 0.4 W); on voit bien qu'il n'y a pas d'impulsion, ainsi on peut dire que, pour les mêmes paramètres pris par Tao et al, on n'arrive pas à des résultats similaires. Il est dans ce cas nécessaire de changer quelques valeurs à savoir baisser la concentration en ions Tm dans l'absorbant saturable (sachant qu'on aurait pu changer un autre paramètre).

On a diminué la concentration d'ions Tm dans l'absorbant saturable jusqu'à avoir presque 3 fois moins que celle d'ions Er. Ainsi pour une concentration d'ions Tm qui vaut $5 \times 10^{24} m^{-3}$ et une puissance pompe de 2 W les résultats sont les suivants :

Les deux figures (3.13) et (3.14) montrent le train d'impulsions laser des deux signaux de sortie à 1570 nm et 1860 nm. Comme on peut le remarquer; ça présente une grande stabilité, à la fois en amplitude et en profil

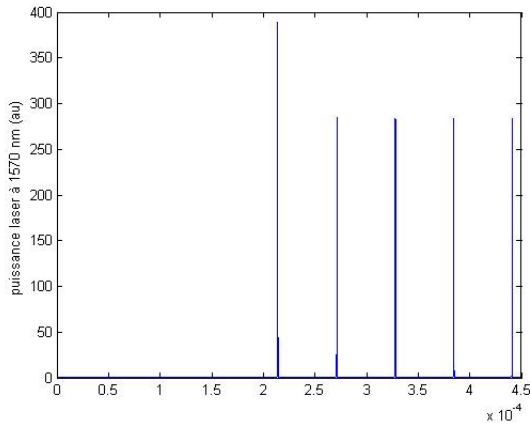


FIGURE 3.13 – Puissance des impulsions du signal à 1570nm en fonction du temps.

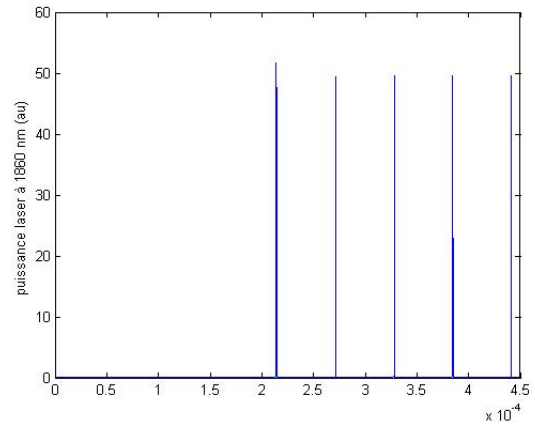


FIGURE 3.14 – Puissance des impulsions signal à 1860nm en fonction du temps.

temporel, exception faite pour la première impulsion, ceci peut s'expliquer par le fait que, durant le premier pompage, l'inversion de population est estimée à zéro, et qu'avant le prochain pompage les ions excités ne peuvent pas tous reprendre leurs états d'origine justifiant ainsi que la première impulsion diffère de celles qui suivent.

Il est important pour nous de trouver maintenant la valeur de la puissance pompe seuil pour laquelle on a des impulsions. Pour ce faire, on varie la puissance de la pompe à partir de 0.5 W et en gardant la même concentration d'ions Tm que celle utilisée juste avant à savoir $5 \times 10^{24}\text{ m}^{-3}$, on remarque de ce fait que le régime impulsif débute à partir d'une puissance pompe $P = 1\text{ W}$.

Afin d'étudier et de comprendre la dynamique d'un laser et son optimisation, ce qui se fait le plus, c'est de mettre en évidence la performance et le comportement des principales caractéristiques de sortie de ce dernier ; et ce, par rapport à plusieurs paramètres ajustables, tels que la puissance pompe, la longueur de la fibre, la concentration de dopants, la réflectivité des miroirs (FBG),...etc. Dans notre simulation, on ne s'intéressera qu'à l'impact qu'aura la puissance pompe sur certaines caractéristiques de sortie, à savoir la puissance crête des signaux, leurs largeurs à mi-hauteur, ainsi qu'à la fréquence de répétition de chacun des deux signaux à 1570 nm et 1860 nm ; après, nous pouvons comparé avec celles obtenues dans la référence [36].

Pour tous les résultats qui suivront, on aura utilisé pour la simulation les paramètres présentés au tableau (3.2), à l'exception de la concentration d'ions Tm qu'on mettra égal à $5 \times 10^{24}\text{ m}^{-3}$.

Puissance crête en fonction de la puissance pompe

En variant la puissance de la pompe de 1 W à 20 W et en relevant les valeurs de la puissance crête pour chaque signal, nous obtenons le graphe suivant :

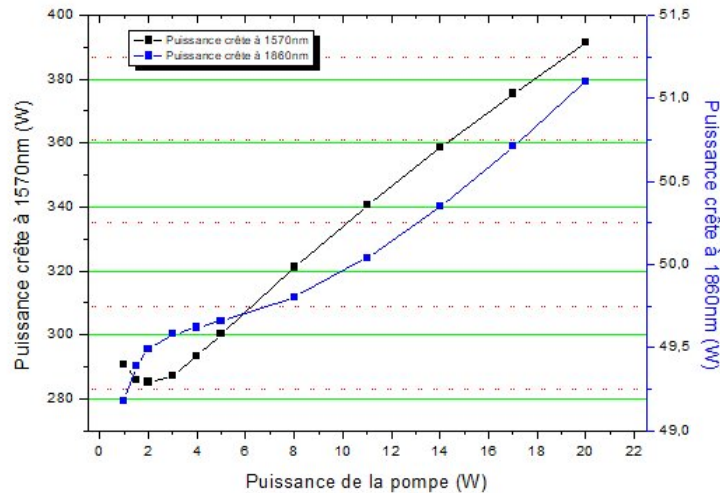


FIGURE 3.15 – Puissance crête pour le signal à 1570nm et 1860nm en fonction de la puissance pompe

La figure (3.15) illustre l'évolution de la puissance crête des deux signaux de sortie en fonction de la puissance pompe ; on voit bien que cette puissance crête augmente avec la puissance de pompage, ceci s'expliquant par une plus grande inversion de population dans les deux fibres dopées, Er et Tm. On remarque qu'il y a un bon accord entre nos résultats et ceux obtenus dans la référence [36] ; ceci en ce qui concerne l'allure des graphes ; puisque la variation de la puissance crête en fonction de la puissance pompe est pratiquement linéaire pour les deux, mais il nous est impossible de comparer les valeurs de ces puissances crête puisqu'on a pris une concentration différente d'ions Tm.

Remarque. Pour ce qui est de la courbe qui présente la puissance crête du signal à 1570 nm dans la figure (3.15), on distingue une légère baisse de la puissance crête, mais on peut dire que c'est une diminution qui est négligeable devant les puissances relevées.

Fréquence de répétition des impulsion en fonction de la puissance pompe

En variant toujours la puissance pompe de 1 W à 20 W et en relevant cette fois le temps entre deux impulsions afin de calculer la fréquence de répétition, on obtient le graphe ci-dessous.

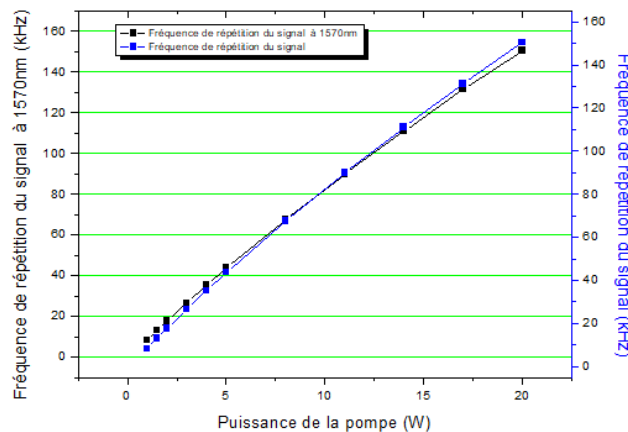


FIGURE 3.16 – Taux de répétition des impulsions à 1570 nm et 1860 nm en fonction de la puissance pompe

Le graphe (3.16) montre la fréquence de répétition des deux impulsions à 1570 nm et 1860 nm, on remarque que les deux courbes augmentent et sont presque parfaitement confondues et présentent une allure quasi-linéaire avec une pente de $\simeq 7.49\text{kHz/W}$ pour les deux, et cette allure linéaire des deux signaux est aussi observé dans l'article de Tao et al dans la référence [36]. Par contre, comme précédemment dit, la comparaison entre les valeurs relevées n'est pas faisable.

Les deux signaux possèdent la même fréquence de répétition est facilement justifiable : en effet, l'émission spontanée à 1570 nm issue des états excités des ions d'Er excite les ions de Tm, ce qui induit une inversion de population dans la fibre dopée Tm, cette inversion grandie jusqu'au blanchiment de l'absorbant saturable, ceci provoque une baisse des pertes et un effet laser dans la première cavité peut avoir lieu ; un signal de 1570 nm est généré, suivi directement par un signal de 1860 nm issu de la désexcitation par émission stimulée des ions Tm dans la deuxième cavité.

Quant à l'augmentation de la fréquence en fonction de la puissance pompe, on peut l'expliquer par le fait que l'augmentation de l'amplitude de la pompe provoque une plus grande et surtout plus rapide émission spontanée amplifiée (ASE de l'anglais amplified spontaneous emission) à 1570 nm dans la fibre, ce qui résulte à un blanchiment plus rapide de l'absorbant saturable, et ainsi de suite d'autres impulsions suivront plus rapidement.

Largueur des impulsions en fonction de la puissance pompe

Nous suivons la même démarche que celle ci-dessus, en variant la puissance pompe, nous regarderons ce que cela aura comme répercussion sur la largeur des impulsions.

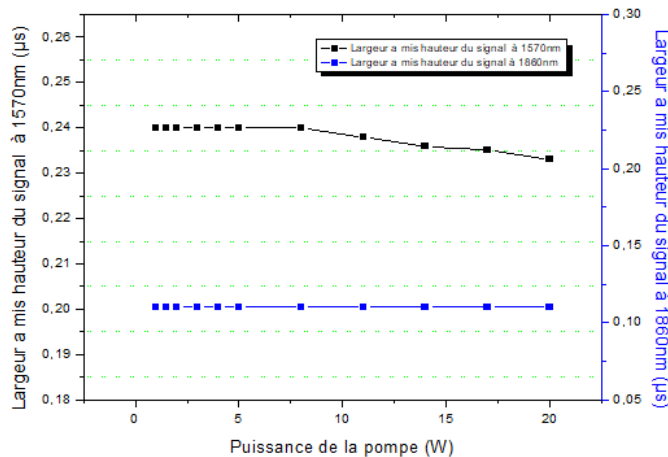


FIGURE 3.17 – Largeur des impulsions à 1570 nm et 1860 nm en fonction de la puissance pompe

La figure (3.17) montre la variation de la largeur des impulsions en fonction de la puissance pompe ; on voit que la largeur des impulsions à 1570 nm est stable avec une valeur de $0.24 \mu\text{s}$ (240 ns) jusqu'à une valeur de puissance pompe de 11 W où cette largeur diminue ; pour 20 W, elle atteint la valeur de 233 ns. La largeur des impulsions à 1860 nm, a une valeur constante de 110 ns. Dans la référence [36] la largeur de l'impulsion à 1570 nm est plus grande que celle à 1860 nm, ce qui constitue un bon accord en comparaison avec nos résultats.

La largeur d'une impulsion dépend de la durée de vie des photons dans la cavité, d'où une cavité plus petite induit une largeur plus petite, ce qui explique les valeurs obtenues plus haut, la diminution de cette largeur pour le signal 1570 nm en fonction de la puissance pompe, s'explique par le fait que, plus l'intensité lumineuse de la pompe augmente et une fois l'absorbant saturable blanchi, le grand gain accumulé durant ce temps se désexcite d'une façon plus rapide, ce qui provoque une impulsion plus brève.

Conclusion générale

Nous nous sommes intéressés dans ce travail au laser à fibre passivement Q-déclenché Er-Tm à double cavité, qui représente une architecture laser assez spéciale. Notre but est de modéliser et de simuler cette structure laser en utilisant le modèle d'onde progressive, et de comparer nos résultats avec d'autres obtenus avec le modèle ponctuel.

Nous avons présenté les principaux constituants de ce laser, en commençant par exposer la nature des dopants les plus utilisés et leurs propriétés les plus importantes ; ensuite, on a abordé le sujet de la fibre optique et tous les effets majeurs qui peuvent se produire à l'intérieur, avant de terminer avec une présentation brève sur les mécanismes et les types du Q-déclenchement.

Nous avons finalement présenté notre architecture laser tout en expliquant ses principaux composants et l'intérêt de cette structure, et avant d'entamer la simulation, un petit descriptif des deux modèles. Le modèle ponctuel très utilisé pour sa simplicité et les petits coûts de calculs, il exprime de façon très raisonnable la dynamique d'un laser en tenant compte d'une valeur moyenne de la densité de population et de photons tout le long du laser. Quant au modèle d'onde progressive, il est beaucoup plus détaillé et rigoureux. Comme bien illustré dans ses équations, il calcule pour chaque point et temps la variation de la densité de population et de photons dans le laser.

Basé sur la méthode numérique FDTD (Finite Difference Time Domain) appliquée sur MATLAB, la modélisation et la simulation de notre système laser avec le modèle d'onde progressive est faite, notre but étant de voir si on obtient les mêmes résultats que ceux obtenus par Tao et al [36] qui ont utilisé le modèle ponctuel, en insérant les mêmes paramètres donnés dans leurs articles. On arrive à des résultats différents, nous avons été obligés de changer la valeur de la concentration d'ions de Tm (absorbant saturable), afin de pouvoir observer des impulsions, et même si l'allure des graphes est similaire, la comparaison des valeurs reste impossible.

Faire ces quelques simulations ne nous permet pas d'arriver pour autant à un résultat concluant, c'est pour ça, que d'autres simulations doivent être mises en œuvre afin d'y voir plus clair, et connaître le domaine de validité. Aussi, il faudra confronter ces résultats théoriques pour ce système Er-Tm double cavités à des constats expérimentaux.

Bibliographie

- [1] Richard MONCORGÉ. Matériaux luminescents : techniques de caractérisation optique et spectroscopique. 2015.
- [2] Caelen Anderson, Patrick Taylor, and Corby Anderson. Rare earth flotation fundamentals : A review. *American Journal of Engineering Research*, 12 2017.
- [3] Thierry LE MERCIER Valérie BUISSETTE. Techniques de l'ingénieur : Terres rares. 2019.
- [4] Wilfried Blanc. Propriétés de luminescence des ions de terres rares dopés dans des nanoparticules diélectriques incorporées dans une matrice vitreuse. *Matériaux et Techniques*, 103(4) :407, 2015.
- [5] Guokui Liu and Bernard Jacquier. *Spectroscopic properties of rare earths in optical materials*, volume 83. Springer Science & Business Media, 2006.
- [6] Jenny Le Person. *Verres de sulfures : spectroscopie des ions de terres-rares, fibres microstructurées et nouvelles compositions*. PhD thesis, Université Rennes 1, 2004.
- [7] Lila Djebala. *Etudes et caractérisation des dopants dans les lasers fibrés en vue d'améliorer leurs caractéristiques de sortie*. PhD thesis, Université Mouloud Mammeri, 2016.
- [8] SOUHILA SAIDI. *Nouveaux verres oxybromés à base d'oxyde d'antimoine*. PhD thesis, Université Mohamed Khider-Biskra, 2007.
- [9] DEREGNAUCOURT Lucas-DEVALLAND Blandine, LOSSOUARN Mathias-PECOT Jeanne, and VERGAT-LEMERCIER Camille-VILLAIS Castille. Institut national des sciences appliquees rouen normandie, projet de physique p6. 2019.
- [10] Bernard Jacquier. Rare earth-doped fiber lasers and amplifiers. In *Wide-Gap Luminescent Materials : Theory and Applications*, pages 303–365. Springer, 1997.
- [11] Vincent Lanticq. *Mesure répartie de température et de déformations par diffusion Brillouin : de la fibre optique au capteur pour le génie civil*. PhD thesis, 2009.
- [12] Nawel BOUMAZA. *Solitons en Optique Non Linéaire : Etude des Propriétés Physiques et Application dans le Domaine des Télécommunications*. PhD thesis, 2012.
- [13] Sebastien Forget Christophe Daussy and Paul-Ereic Pottie. La physique des fontaines laser. 2010.
- [14] B. AMANA et J.-L. LEMAIRE pages 3-9. Fibres optiques. 2015.
- [15] Marc Hanna. Sources laser à fibre et applications éditions ti techniques de l'ingénieur. 2012.
- [16] Bertrand Kibler. *Propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes dans les fibres optiques de nouvelle génération*. PhD thesis, 2007.
- [17] Valerii Ter-Mikirtychev. Fundamentals of fiber lasers and fiber amplifiers. 2014.
- [18] Jenny Le Person. *Verres de sulfures : spectroscopie des ions de terres-rares, fibres microstructurées et nouvelles compositions*, page 162. PhD thesis, Université Rennes 1, 2004.

- [19] Antoine Al Choueiry. *nanoparticules de silicium et ions erbium pour l'amplification optique*. PhD thesis, 2007.
- [20] Chapter 4 laser dynamics (single-mode) 4.1 rate equations, ocw.mit.edu.
- [21] Rüdiger Paschotta. *Field guide to laser pulse generation*, volume 14. SPIE press Bellingham, 2008.
- [22] Farid El Bassri. *Sources lasers déclenchées nanosecondes : Applications à la spectroscopie Raman cohérente sous champ électrique*. PhD thesis, 2014.
- [23] Emeline Andrieux. Mise au point d'outils expérimentaux pour l'amélioration et le développement d'une expérience d'atomes froids, université paris-nord institut galilée laboratoire de physique des lasers.
- [24] Optique Pour l'ingénieur. Interférométrie et démodulation de franges, techniques de décalage de phase, <http://www.optique-ingenieur.org>.
- [25] Xuan Hu. *Etude et caractérisation de composants d'optique intégrée exploitant les propriétés électro-optiques d'oxydes fonctionnels épitaxiés*. PhD thesis, Lyon, INSA, 2015.
- [26] Jean Billard. Mise au point-les modulateurs électro-optiques. *Revue de Physique Appliquée*, 1(4) :311–324, 1966.
- [27] Peter E Powers. Field guide to nonlinear optics. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE), 2013.
- [28] Yicheng Wang, Weidong Chen, Mark Mero, Lizhen Zhang, Haifeng Lin, Zhoubin Lin, Ge Zhang, Fabian Rotermund, Young Jun Cho, Pavel Loiko, et al. Sub-100 fs tm : Mgwo 4 laser at 2017 nm mode locked by a graphene saturable absorber. *Optics Letters*, 42(16) :3076–3079, 2017.
- [29] Wayne V Sorin, Robert C Youngquist, Cassius C Cutler, and Herbert J Shaw. Single-mode fiber optic saturable absorber, October 18 1988. US Patent 4,778,237.
- [30] C Hönninger, G Zhang, U Keller, and A Giesen. Femtosecond yb : Yag laser using semiconductor saturable absorbers. *Optics letters*, 20(23) :2402–2404, 1995.
- [31] Sébastien FORGET. Les lasers et leurs application iv. *laboratoire de Physique des Lasers Université Paris 13*, 2012.
- [32] Bertrand Charlet. *Étude et réalisation de sources laser impulsives en optique intégrée sur verre : Application à la génération de supercontinuum*. PhD thesis, 2011.
- [33] Romain Dubrasquet. *Etude et développement de sources laser à fibre dopées Ytterbium émettant à des longueurs d'ondes exotiques pour des applications industrielles et médicales*. PhD thesis, Bordeaux, 2014.
- [34] Daniel BS Soh, Scott E Bisson, Brian D Patterson, and Sean W Moore. High-power all-fiber passively q-switched laser using a doped fiber as a saturable absorber : numerical simulations. *Optics letters*, 36(13) :2536–2538, 2011.
- [35] AS Kurkov. Q-switched all-fiber lasers with saturable absorbers. *Laser Physics Letters*, 8(5) :335–342, 2011.
- [36] Mengmeng Tao, Xisheng Ye, Fei Wang, Haichuan Zhao, Zhenbao Wang, Pengling Yang, and Guobin Feng. Modeling and analysis of a pulsed er-tm fiber laser system. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 21(1) :37–43, 2014.
- [37] Vladislav V Dvoyrin, VM Mashinsky, and EM Dianov. Yb-bi pulsed fiber lasers. *Optics letters*, 32(5) :451–453, 2007.
- [38] Mohamed Hassan Siti Nadhirah. *Multiwall carbon nanotube (MWCNT) as a saturable absorber for generation of high q-factor in erbium doped fiber laser (EDFL)/Siti Nadhirah Mohamed Hassan*. PhD thesis, University of Malaya, 2016.
- [39] Erik Lucas. *Développement d'une source laser à fibre dopée thulium pour la génération d'impulsions cohérentes, linéairement polarisée et de forte puissance à 2050nm*. PhD thesis, 2014.
- [40] Mostafa Sabra. *Développement de lasers à fibres thulium bi-fréquences à impulsions synchrones pour la réalisation de sources TéraHertz*. PhD thesis, Université de Limoges, 2019.
- [41] Mengmeng Tao, Xisheng Ye, Zhenbao Wang, Yong Wu, Ping Wang, Pengling Yang, and Guobin Feng. Theoretical modeling and analysis of a passively q-switched er-doped fiber laser with tm-doped fiber saturable absorber. *Optics Communications*, 319 :128–132, 2014.
- [42] Kerbouche Messaouda. *Etude des solitons Bragg dans les systèmes de transmission optique*. PhD thesis, Université de Batna, 2018.

- [43] Djillali Djellout, Hocine Djellout, Ali Boukellal, Zeina Sidi Ahmed, and Rabah Mokdad. Traveling-wave modeling of a passively q-switched and gain-switched dual-cavity fiber-laser-doped yb–yb. *Optical Engineering*, 59(2), 2020.