



Etude et réalisation de lasers à fibre auto-impulsionnels à base d'absorbants saturables

Jean-Bernard Lecourt

► To cite this version:

Jean-Bernard Lecourt. Etude et réalisation de lasers à fibre auto-impulsionnels à base d'absorbants saturables. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université de Rouen, 2006. Français. NNT : . tel-00130694

HAL Id: tel-00130694

<https://theses.hal.science/tel-00130694>

Submitted on 13 Feb 2007

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

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

THÈSE

présentée devant

LA FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITÉ DE ROUEN

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Rouen

Mention : PHYSIQUE-OPTRONIQUE

par

JEAN-BERNARD LECOURT

***Etude et réalisation de lasers à fibre auto-impulsionnels à
base d'absorbants saturables***

Soutenue le 22 juin 2006 devant la Commission d'Examen :

K. AÏT-AMEUR	Professeur à l'Université de Caen	Rapporteur
F. SANCHEZ	Professeur à l'Université d'Angers	Rapporteur
P. GRELU	Professeur à l'Université de Dijon	Examineur
S. LOUALICHE	Professeur à l'Université de Rennes	Examineur
P. ROUSSIGNOL	Directeur de recherche CNRS-LPA (Paris VI)	Examineur
G. MARTEL	Maître de conférences à l'Université de Rouen	Directeur de thèse
M. BRUNEL	Maître de conférences à l'Université de Rouen	Directeur de thèse

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au sein du Groupe d'Optique et d'Optronique (G2O) de l'UMR 6614 - CORIA à l'Université de Rouen. Je tiens à remercier Monsieur Michel LEDOUX, directeur de cette entité, de m'y avoir accueilli.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Messieurs Marc BRUNEL et Gilles MARTEL qui ont assuré la direction scientifique de ce travail. Je les remercie très sincèrement de m'avoir permis de mener à bien ce travail de thèse. Ce fut un réel plaisir de les avoir pour directeurs de thèse.

Je tiens à remercier Messieurs Kamel AÏT-AMEUR, professeur à l'Université de Caen et François SANCHEZ, professeur à l'Université d'Angers qui ont accepté d'être rapporteurs de ce travail de thèse. Je suis très reconnaissant du temps qu'ils m'ont accordé. Je remercie également Monsieur Slimane LOUALICHE, professeur à L'INSA Rennes qui m'a fait l'honneur de présider le jury. Je suis également très reconnaissant envers Messieurs Philippe GRELU, professeur à l'université de Dijon et Philippe ROUSSIGNOL, directeur de recherche à l'Ecole Normale Supérieure de Paris d'avoir accepté le rôle d'examineur.

Ce travail de thèse a largement bénéficié des compétences et du soutien d'Ammar HIDEUR, je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance et ma sincère admiration.

Le travail présenté ici n'aurait pu être réalisé sans la précieuse collaboration du laboratoire LENS de L'INSA Rennes et du laboratoire Pierre Aigrain de l'Ecole Normale Supérieure de Paris. Je tiens à tous les remercier à travers Christophe LABBE, Maud GICQUELGUEZO, Sébastien BERGER et Philippe ROUSSIGNOL.

Cette thèse ne serait pas sans mes Parents et ma Soeur qui m'ont toujours accompagné et encouragé dans mes efforts pour accéder à toujours plus de connaissance. Je les en remercie ici.

Ce travail a également bénéficié du soutien des mes collègues de travail et amis pour lesquels je ne me livrerai pas à une fastidieuse énumération. Gageons qu'ils sauront se reconnaître à la lecture de ces lignes. Je m'excuse par avance de leurs avoir ôté l'énorme prestige d'avoir leurs noms inscrits dans ce manuscrit de thèse.

Le mot de la fin sera pour le site internet thèses en ligne (<http://tel.archives-ouvertes.fr/>). Merci de proposer un nombre conséquent de manuscrits de thèses ; ce qui m'a permis de copier, en toute discrétion, des formules adaptées à la rédaction de remerciements de thèse.

Table des matières

Introduction	1
1 Généralités sur les lasers à fibre et les absorbants saturables	5
1.1 Généralités	5
1.1.1 Les lasers à fibre	5
1.1.2 Les absorbants saturables	6
1.2 Régime impulsionnel dans les lasers	7
1.2.1 Le régime déclenché	7
1.2.1.1 Etat de l'art	7
1.2.1.2 Principe de fonctionnement dans le cas d'un régime déclenché par absorbant saturable	8
1.2.2 Le régime de verrouillage de modes	9
1.2.2.1 Principe de fonctionnement	9
1.2.2.2 Etat de l'art du verrouillage de modes dans les lasers à fibre	11
1.3 Notre matériel	15
1.3.1 Nos fibres dopées	15
1.3.1.1 Fibres dopées fonctionnant à 1,55 μm	15
1.3.1.2 Fibres dopées fonctionnant à 1 μm	16
1.3.2 Nos absorbants saturables	16
1.3.2.1 Structures fonctionnant à 1,55 μm	16
1.3.2.2 Structures fonctionnant à 1 μm	17
2 Etude et réalisation d'un laser basse puissance à fibre dopée erbium passivement déclenché	19
2.1 Introduction	19
2.2 L'absorption saturable dans les structures à multipuits quantiques	20
2.2.1 Absorption de la structure InGaAs/InP	20
2.2.2 Réduction du temps de relaxation des structures	22
2.2.3 Caractérisations optiques	24
2.2.3.1 Spectroscopie infrarouge par transformée de Fourier	25
2.2.3.2 Mesures pompe-sonde avec impulsions femtosecondes	26
2.3 Réalisation d'un laser à fibre déclenché	26
2.3.1 Le dispositif expérimental	26
2.3.2 Résultats	28
2.4 Modélisation du régime déclenché	33
2.4.1 Le modèle des équations cinétiques	33
2.4.1.1 Equation de l'inversion de population du milieu à gain	34
2.4.1.2 Equation de l'inversion de population de l'absorbant saturable	36

2.4.1.3	Détermination du nombre de photons à l'intérieur de la cavité	36
2.4.1.4	Conclusion	37
2.4.2	Normalisation	37
2.4.3	L'analyse de stabilité	37
2.4.4	Résultats	39
2.5	Optimisation de laser passivement déclenché	41
2.5.1	Les prévisions de Luo et Chu	42
2.5.2	Optimisation de notre configuration	46
2.5.3	Un modèle multipuits pour l'absorbant saturable	47
2.6	Conclusion	49
3	Laser à fibre dopée erbium à verrouillage de modes avec absorbant saturable semiconducteur utilisé en transmission : SESAT	51
3.1	Laser à fibre erbium avec SESAT	53
3.1.1	Le dispositif expérimental	53
3.1.2	Cartographie des différents régimes	53
3.1.3	Caractéristiques de sortie	55
3.2	Laser à fibre erbium fonctionnant grâce à la technique de la Rotation Non-Linéaire de la Polarisation	58
3.2.1	Le dispositif expérimental	59
3.2.2	Caractéristiques de sortie	59
3.2.3	Les bandes latérales	61
3.2.3.1	Application au calcul de la dispersion de la fibre erbium	62
3.3	Méthode hybride de verrouillage de phase	63
3.3.1	Introduction	63
3.3.2	Le dispositif expérimental	64
3.3.3	Cartographie en fonction des angles des lames de phase	65
3.3.4	Caractéristiques de sortie	66
3.3.5	Etude de l'auto-démarrage du régime de verrouillage de modes	69
3.4	Conclusion	71
4	Laser à fibre dopée erbium à verrouillage de modes avec absorbants saturables utilisés en réflexion (SESAMs et SAINTS)	73
4.1	Absorbant saturable à base de multipuits quantiques	74
4.1.1	Propriétés des SESAMs	74
4.1.2	Génération d'impulsions courtes avec des SESAMs à base de MQW	79
4.1.2.1	Le dispositif expérimental	79
4.1.2.2	Etude en fonction de la dispersion	79
4.1.2.3	Configuration hybride	91
4.2	Absorbant saturable à base de nanotubes de carbone (NTC)	93
4.2.1	Propriétés des SAINTs - Saturable Absorber Incorporating carbon NanoTubes	93
4.2.2	Génération d'impulsions courtes avec des absorbants saturables à base de SAINTs	99
4.2.2.1	Le dispositif expérimental	100
4.2.2.2	Etude en fonction de la dispersion	102
4.3	Conclusion	109

5	Réalisation d'un laser moyenne puissance à fibre dopée ytterbium passivement déclenché par un absorbant saturable semiconducteur	111
5.1	Introduction	111
5.2	L'amplificateur à fibre double-gaine à maintien de polarisation	113
5.2.1	Spectroscopie de l'ion Ytterbium	113
5.2.2	La fibre double-gaine	114
5.2.3	Le système de pompage par une encoche	114
5.3	Laser à fibre auto-déclenché de moyenne énergie	115
5.3.1	Le dispositif expérimental	115
5.4	Etude et optimisation du régime déclenché	119
5.4.1	Etude en fonction du pompage	119
5.4.2	Optimisation de l'énergie par impulsion	120
5.5	Domaine d'accord en longueur d'onde	122
5.5.1	Etude énergétique	123
5.5.2	Etude du domaine d'accord en longueur d'onde	124
5.5.2.1	Résultats en régime continu	125
5.5.2.2	Résultat en régime impulsionnel	125
5.6	Conclusion	126
	Conclusion	129
A	Analyse de stabilité	133
A.1	Etats stationnaires	133
A.2	Stabilité de l'état OFF	133
A.3	Stabilité de l'état ON	135
A.4	Analyses de stabilité en fonction des paramètres de notre laser	135
B	Calcul analytique du seuil du régime impulsionnel d'un laser	139
B.1	Introduction	139
B.2	Etats stationnaires et approximations	140
B.3	Détermination des paramètres m et m_0	141
B.4	Analyse de stabilité	142
B.5	Détermination du carré des parties imaginaires	143
B.6	Résolution du système de 2 équations	144
B.7	Vérification	145
B.8	Conclusion	145
B.9	Annexe 1 : Les coefficients x_i	145
B.10	Annexe 2 : Autres vérifications	146
C	Cartographie	149
C.1	Cartographie des régimes obtenus	149
D	Mesure du bruit d'un laser impulsionnel	151
	Bibliographie	155

Liste des figures

1.1	Transmission d'un absorbant saturable en fonction de l'intensité incidente. T_0 est la transmission linéaire, $T_{résiduel}$ est la transmission résiduelle de l'absorbant saturé (dans notre exemple on considère un AS parfait donc $T_{résiduelle} = 1$), ΔT est la transmission différentielle et I_{sat} est l'intensité de commutation c'est à dire l'énergie nécessaire pour blanchir l'AS.	6
1.2	Régimes impulsionnels dans les lasers à fibre. Encadrées en rouge : les techniques plus particulièrement développées dans le cadre de cette thèse	7
1.3	Principe de fonctionnement d'un laser passivement déclenché. En rouge : l'intensité, en vert : l'inversion de population du milieu amplificateur et en bleu : l'inversion de population de l'absorbant saturable. A gauche : train d'impulsions. A droite : zoom sur une impulsion. Ces courbes sont obtenues avec le modèle des équations cinétiques.	9
1.4	Schéma de principe de la technique du verrouillage de modes par la RNLP.	12
1.5	Représentation schématique du gain et des pertes dans le cas d'un absorbant saturable rapide et d'un milieu à gain avec un temps de relaxation lent	13
1.6	Représentation schématique du gain et des pertes dans le cas d'un absorbant saturable lent et d'un milieu à gain avec un temps de relaxation faible. La fenêtre du gain net est compris entre les deux traits pleins verticaux.	13
1.7	Schéma énergétique de l'ion erbium.	15
1.8	Sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion erbium.	15
2.1	Représentation schématique d'un puit quantique InGaAs.	21
2.2	Représentation schématique d'un exciton.	22
2.3	Scénario de la capture des porteurs par le fer.	24
2.4	Densité optique expérimentale d'échantillon en fonction du dopage fer (Mesures effectuées à l'INSA Rennes).	25
2.5	Etude de l'effet du dopage fer par expériences pompe-sonde. Mesures effectuées à l'INSA Rennes.	27
2.6	Configuration expérimentale du laser à fibre dopée erbium fonctionnant en régime passivement déclenché.	28
2.7	Seuils du régime continu et du régime pulsé en fonction de la translation Z.	30
2.8	Puissance de sortie en fonction du pompage avec et sans absorbant saturable.	30
2.9	Evolution de la durée des impulsions en fonction du pompage.	31
2.10	Evolution du carré de la fréquence de répétition des impulsions en fonction du pompage.	31
2.11	Evolution de la forme des impulsions en fonction du pompage. (a) $P_P=40$ mW, (b) $P_P=55$ mW et (c) $P_P=110$ mW	32

2.12	Seuils de démarrage et de pulsation en fonction de la translation Z en présence du réseau de Bragg.	33
2.13	Spectre optique du régime pulsé avec miroir or et avec réseau de Bragg. . .	33
2.14	Allure temporelle d'une impulsion Q-switch au second seuil avec miroir or / réseau de Bragg.	33
2.15	Allure temporelle d'impulsion à trois fois le second seuil avec miroir or / réseau de Bragg.	33
2.16	Représentation schématique de la structure énergétique de l'ion erbium. . .	34
2.17	Représentation schématique de la structure énergétique de l'absorbant saturable.	36
2.18	Diagramme de stabilité de notre laser en fonction de la concentration totale d'absorbant saturable N_{TAS} . Les paramètres utilisés sont ceux qui sont explicités dans le texte.	38
2.19	Seuil de la cavité laser en fonction du logarithme de la transmission.	40
2.20	Evolution théorique de la forme des impulsions en fonction de N_{TAS} avec $\varepsilon=10^{-6}$	40
2.21	Evolution théorique et expérimentale de la durée et de l'énergie par impulsion en fonction du pompage.	41
2.22	Evolution théorique et expérimentale du carré de la fréquence de répétition en fonction du pompage.	41
2.23	Evolution théorique (a) et expérimentale (b) de la forme des impulsions en fonction du pompage avec $\varepsilon=10^{-6}$	42
2.24	Intensité calculée avec le système d'équation de Luo et Chu avec les paramètres $\tau_2 = 10$ ms, $K = 10^6$, $G_L = 3.10^7$, $G_A = 9.10^6$, $\gamma_A = 4.10^6$, $C_{AL} = 0,9$ et $I_P = 5I_{Pth}$	44
2.25	Inversion de population calculée avec le système d'équation de Luo et Chu avec les paramètres $\tau_2 = 10$ ms, $K = 10^6$, $G_L = 3.10^7$, $G_A = 9.10^6$, $\gamma_A = 4.10^6$, $C_{AL} = 0,9$ et $I_P = 5I_{Pth}$	44
2.26	Intensité calculée avec le système d'équation de Luo et Chu avec les paramètres $\tau_2 = 10$ ms, $K = 10^6$, $G_L = 3.10^7$, $G_A = 9.10^6$, $\gamma_A = 4.10^6$ et $I_P = 5I_{Pth}$ en prenant en compte l'émission spontanée pour $C_{AL} = 0,9$ et $C_{AL} = 30$	45
2.27	Diagramme de stabilité de notre laser en fonction de la longueur totale d'absorbant saturable L_{AS}	47
2.28	Evolution de la durée et de de l'énergie par impulsion en fonction de la longueur d'absorbant saturable.	47
2.29	Evolution du carré de la fréquence de répétition en fonction de la longueur d'absorbant saturable.	47
2.30	Inversion de population du milieu amplificateur (en rouge) et de l'absorbant saturable (en bleu).	48
2.31	Absorption de nos multipuits quantiques en fonction de la densité de porteurs approximée par un polynôme d'ordre 6.	49
3.1	Configuration expérimentale du laser. MUX : Multiplexeur 980/1550 nm, OM : objectifs de microscope 2,3 (x20,0.35) traités anti-reflets et 1,4 (x20,0.40). .	54
3.2	Cartographie des régimes de fonctionnement en fonction de la position (Z) du SESAT. Le temps de relaxation de l'absorbant saturable est (a) 4 ns, (b) 110 ps, (c) 8,3 ps et (d) 2,7 ps.	55

3.3	Spectre optique du régime mode lock de mauvaise qualité (ML-).	56
3.4	Trace temporelle pour $P_p = 100$ mW.	56
3.5	Zoom de la trace temporelle pour $P_p = 100$ mW.	56
3.6	Trace d'autocorrélation pour $\tau_R = 8,3$ ps et $P_p = 220$ mA.	57
3.7	Spectre optique pour $\tau_R = 8,3$ ps et $P_p = 220$ mA.	57
3.8	Trace d'autocorrélation pour $\tau_R = 2,7$ ps et $P_p = 220$ mA.	57
3.9	Spectre optique pour $\tau_R = 2,7$ ps et $P_p = 220$ mA.	57
3.10	Evolution de la puissance de sortie et de la largeur à mi-hauteur du spectre optique en fonction du pompage.	58
3.11	Evolution de la dispersion moyenne de la cavité en fonction de la longueur de fibre dopée.	59
3.12	Configuration expérimentale du laser fonctionnant en régime de rotation non-linéaire de la polarisation. MUX : Multiplexeur 980/1550 nm, OM_1, OM_2 : objectifs de microscope 2,3 (x20,0.40).	60
3.13	Spectre optique pour $P_p = 45$ mW.	61
3.14	Trace d'autocorrélation pour $P_p = 45$ mW.	61
3.15	Zoom obtenu avec un oscilloscope rapide (5 GHz) couplé à un détecteur rapide (8 GHz) pour $P_p = 100$ mW.	61
3.16	Spectre optique du laser fonctionnant par la méthode de la RNLP.	62
3.17	Evolution du carré du décalage en longueur d'onde par rapport à la longueur d'onde centrale de la bande latérale en fonction de l'ordre N de la bande latérale.	63
3.18	Configuration expérimentale du laser fonctionnant en régime de verrouillage de modes par méthode hybride.	65
3.19	Cartographie des régimes de fonctionnement du laser en fonction de l'orientation des lames de phase pour $P_p = 116$ mW.	66
3.20	(a) Trace d'autocorrélation pour $P_p = 115$ mW et (b) Spectre optique pour $P_p = 115$ mW.	67
3.21	Evolution de la puissance de sortie et de la largeur à mi-hauteur du spectre optique en fonction du pompage.	68
3.22	Spectre basse fréquence pour $P_p = 117$ mW. RBW = 30 kHz	69
3.23	Trace temporelle du laser pour $P_p = 100$ mW.	69
3.24	Démarrage du laser pour une puissance de pompe de 75 mW.	70
4.1	Schéma de principe d'une microcavité Fabry-Perot asymétrique.	75
4.2	Réflexivité R_{FPA} en fonction du déphasage ϕ (a) pour différentes associations (R_F, R_B) avec $\alpha L = 0,34$ (b) pour différents αL et $R_F = 0,1$ et $R_B = 0,9$	76
4.3	Schéma de notre microcavité à base de puits quantiques InGaAs/InP dopés fer.	77
4.4	Evolution de la RDN en fonction de la fluence incidente pour 3 SESAMs aux temps de relaxation $\tau_R = 290$ fs, 1,1 ps et 8,1 ps. (INSA Rennes)	78
4.5	Fluences seuils de saturation d'une microcavité à puits quantiques dopés fer à une concentration de $3,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($\tau_R = 8,1$ ps) en fonction de la longueur d'onde. La courbe en trait plein est un guide pour l'oeil. (INSA Rennes)	78
4.6	Configuration expérimentale du laser.	80
4.7	(a) Trace temporelle du laser en régime de dispersion anormale pour $P_p = 70$ mW. (b) Zoom sur une impulsion : Les oscillations observées après l'impulsion principale sont dues au détecteur.	81

4.8	(a-d) Trace d'autocorrélation pour $P_p = 120$ mW respectivement pour les configurations (A-D).	81
4.9	(a-d) Spectre optique pour $P_p = 120$ mW respectivement pour les configurations (A-D).	82
4.10	Durées des impulsions et durées minimales en limite de Fourier des impulsions calculées avec le spectre optique pour l'ensemble des configuration en dispersion normale.	83
4.11	(a) Puissance moyenne et (b) Energie par impulsion en fonction du pompage.	83
4.12	Spectre basse-fréquence dans la configuration B pour $P_p = 120$ mW. $RBW = 3$ kHz	84
4.13	Trace temporelle du laser pour $P_p = 70$ mW dans la configuration C avec le détecteur 8 GHz et l'oscilloscope rapide 5 GHz.	85
4.14	Trace temporelle du laser pour $P_p = 70$ mW dans la configuration E.	86
4.15	Trace d'autocorrélation obtenue pour $P_p = 120$ mW avec (a) la configuration E, (b) la configuration F, (c) la configuration G et (d) la configuration H. Les traces présentées sont une moyenne de 16 traces.	87
4.16	Comparaison entre le spectre de l'impulsion obtenue, avec un absorbant saturable lent (a) et un absorbant saturable rapide (b) dans des conditions expérimentales identiques.	87
4.17	Spectres optiques pour $P_p = 120$ mW pour les configurations (a) E, (b) F, (c) G et (d) H.	88
4.18	Puissance moyenne de sortie du laser en fonction du pompage dans les configurations E, F, G et H.	89
4.19	Spectre basse-fréquence dans la configuration G pour $P_p = 120$ mW. $RBW = 30$ kHz	90
4.20	Bilan des durées d'impulsions et de la largeur à mi-hauteur du spectre optique pour les différents régimes de dispersion. Les barres d'erreurs symbolisent en réalité les extrema de ces largeurs avec la puissance de pompe.	90
4.21	Configuration expérimentale du laser fonctionnant avec des effets de polarisation.	91
4.22	(a) Trace temporelle du laser pour $P_p = 80$ mW et (b) Spectre BF pour $P_p = 120$ mW ($RBW = 1$ kHz).	92
4.23	(a) Trace d'autocorrélation mesurée pour $P_p = 120$ mW (moyenne sur 8 échantillons) et (b) spectre optique associé.	92
4.24	Puissance moyenne de sortie du laser en fonction du pompage pour la configuration hybride avec polariseur.	93
4.25	Observation expérimentale de nanotubes (a) monoparois (b) multiparois.	94
4.26	Production de nanotubes par ablation laser d'une cible de graphite.	94
4.27	Production de nanotubes par la méthode HiPCO.	94
4.28	Energie de gap en fonction du diamètre des nanotubes.	95
4.29	Image TEM prise au CEA-Saclay des nanotubes V90 : (a) Avant purification. Les nanotubes sont agrégés en corde. Présence de particules de catalyseurs, (b) Après les deux étapes de purification, (c) Après les deux étapes de purification. Agrandissement sur la surface d'une corde de nanotubes. (d) Image AFM de nanotubes V90 déposés sur un substrat en silicium après mise en suspension dans le NMP.	97
4.30	Spectre d'absorption des nanotubes de carbone obtenus par ablation laser et par la méthode HiPCO.	98

4.31	Relaxation des nanotubes de carbone obtenus par ablation laser et par la méthode HiPCO mesurée par des expériences pompe-sonde dégénérées (a,b) et non-dégénérées (c,d). On a dans l'expérience (a) : $E_{pompe} = E_{sonde} = 1,80 \mu\text{m}$; (b) : $E_{pompe} = E_{sonde} = 1,30 \mu\text{m}$; (c) : $E_{pompe} = 1,68 \mu\text{m}$ et $E_{sonde} = 1,80 \mu\text{m}$ et (d) : $E_{pompe} = 1,21 \mu\text{m}$ et $E_{sonde} = 1,30 \mu\text{m}$	98
4.32	(a) Spectre FTIR et (b) temps de relaxation pour les absorbants saturables à base de nanotubes de carbone. Mesures réalisées à l'Ecole Normale Supérieure de Paris.	99
4.33	Spectre FTIR des nanotubes de carbone déposés sur un miroir or. Mesures réalisées à l'INSA Rennes	100
4.34	Dispositif expérimental du laser fonctionnant en régime de verrouillage de modes avec l'absorbant saturable à base de nanotubes de carbone.	100
4.35	Spectre optique en régime de dispersion normale avec le coupleur 90/10 pour une puissance de pompe de 26 mW (a) et de 90 mW (b).	102
4.36	Trace d'autocorrélation en régime de dispersion normale avec le coupleur 90/10 pour $P_p = 26 \text{ mW}$ (moyennée avec 8 traces).	102
4.37	Trace d'autocorrélation en régime de dispersion normale avec le coupleur 90/10 pour $P_p = 120 \text{ mW}$ (moyennée avec 8 traces).	102
4.38	Evolution de la largeur à mi-hauteur du spectre optique en fonction du pompage en régime de dispersion normale avec le coupleur 90/10.	102
4.39	Puissance moyenne de sortie en fonction du pompage en régime de dispersion normale avec le coupleur 90/10.	103
4.40	Dispositif expérimental du laser fonctionnant en régime de verrouillage de modes avec l'absorbant saturable à base de nanotubes de carbone avec le coupleur 50/50.	103
4.41	Evolution de la largeur à mi-hauteur du spectre optique en fonction du pompage en régime de dispersion nulle (a) et spectre optique pour $P_p = 60 \text{ mW}$ (b).	104
4.42	Trace d'autocorrélation pour $P_p = 60 \text{ mW}$ (a) $P_p = 70 \text{ mW}$ (b) et $P_p = 80 \text{ mW}$ (c). Ces traces sont des moyennes de 8 traces.	104
4.43	Puissance moyenne de sortie en fonction du pompage en régime de dispersion nulle. L'énergie par impulsion ($E_{impulsion}$) est uniquement valable en régime mono-impulsionnel	105
4.44	Evolution de la largeur à mi-hauteur du spectre optique en fonction du pompage en régime de dispersion faiblement normale (a) et spectre optique pour $P_p = 140 \text{ mW}$ (b).	106
4.45	Trace d'autocorrélation en régime de dispersion faiblement normale pour $P_p = 90 \text{ mW}$	106
4.46	Puissance moyenne de sortie en fonction du pompage en régime de dispersion faiblement normale avec le coupleur 50/50.	106
4.47	Spectre optique en régime de dispersion normale avec le coupleur 50/50 pour une puissance de pompe de 90 mW (a) et de 120 mW (b).	107
4.48	Evolution de la largeur à mi-hauteur du spectre optique en fonction du pompage en régime de dispersion normale avec le coupleur 50/50.	107
4.49	Trace d'autocorrélation en régime de dispersion normale avec le coupleur 50/50 pour $P_p = 120 \text{ mW}$ (moyennée avec 8 traces).	108
4.50	Puissance moyenne de sortie en fonction du pompage en régime de dispersion normale avec le coupleur 50/50.	108

4.51	Spectre basse fréquence du laser fonctionnant en régime de dispersion normale avec coupleur 50/50. $RBW = 1$ kHz.	109
5.1	Niveaux d'énergie de l'ion Ytterbium.	113
5.2	Sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion ytterbium dans une matrice silice codopée germanium.	113
5.3	Structure typique d'une FDG circulaire à saut d'indice (a) et profil de l'indice de réfraction (b). n_c est l'indice du coeur, n_{g1} est l'indice de la première gaine et n_{g2} est l'indice de la gaine externe.	114
5.4	Technique d'injection transversale à travers une encoche.	115
5.5	Configuration expérimentale du laser.	116
5.6	Couplage de sortie en fonction de l'orientation de la lame $\frac{\lambda}{2}$ (L_1).	117
5.7	Cartographie des régimes obtenus en translatant l'absorbant saturable. La structure est inclinée avec un angle de 30 degrés. ML : Mode-Lock, QS : Q-switch, CW : continu	118
5.8	Impulsion émise par le laser fonctionnant en régime de verrouillage de modes pour $P_P = 1,47$ Watts.	119
5.9	Spectre optique du laser fonctionnant en régime de verrouillage de modes pour $P_P = 1,47$ Watts.	119
5.10	Trace temporelle pour $P_P = 1,6$ Watts.	120
5.11	Evolution de la puissance moyenne en fonction du pompage.	121
5.12	Evolution de la fréquence de répétition en fonction du pompage.	121
5.13	Evolution de la durée en fonction du pompage.	121
5.14	Evolution de l'énergie par impulsion en fonction du pompage.	121
5.15	Energie par impulsion en fonction du pompage.	122
5.16	Train d'impulsions pour $P_P = 6$ Watts.	123
5.17	Configuration expérimentale du laser	124
5.18	Couplage de sortie avec un miroir	124
5.19	Puissance moyenne et fréquence de répétition en fonction du pompage. . .	125
5.20	Energie par impulsion en fonction du pompage.	125
5.21	Puissance moyenne et énergie par impulsion en fonction de la longueur d'onde de fonctionnement.	126
5.22	Spectres optiques du laser en régime impulsif pour différentes longueurs d'onde de fonctionnement.	127
5.23	Profil spectral de la raie laser pour un fonctionnement @ $\lambda = 1064,8$ nm. . .	127
5.24	Courbes de photoluminescence de nanotubes de carbone dispersés dans une solution de NMP (N-méthyl pyrrolidone).	128
A.1	Seuils du laser en fonction de la concentration d'absorbant saturable : (a)Le rapport de l'aire effective du gain sur celle de l'absorbant saturable (ρ) varie. (b)La section efficace (σ_{AS}) de l'absorbant saturable varie. (c)La longueur d'air (L_{air}) varie. (d)La longueur d'absorbant saturable (L_{AS}) varie.	136
A.2	Seuils du laser en fonction de la concentration d'absorbant saturable : (a)La concentration d'erbium (N_{TL}) varie. (b)La section efficace (σ_L) du milieu amplificateur varie. (c)La longueur de la fibre erbium (L_{rod}) varie. (d)Les pertes (Los) varient.	137
B.1	Evolution du nombre de photon stationnaire en fonction du pompage. . . .	146

B.2	Evolution du carré des parties imaginaires en fonction de la puissance de pompe pour différentes longueurs d'absorbant saturable.	147
B.3	Comparaison entre la solution exacte et la solution analytique approchée du seuil du régime pulsé en fonction de la longueur d'absorbant saturable. . .	147
B.4	Comparaison entre la solution exacte et la solution analytique approchée du seuil du régime pulsé en fonction de la longueur d'absorbant saturable. . .	148
B.5	Comparaison entre la solution exacte et la solution analytique approchée du seuil du régime pulsé en fonction de la longueur du milieu à gain.	148
C.1	Cartographie des régimes obtenus en translatant les absorbants saturables selon l'axe z. L'angle d'inclinaison est 30 degrés.	149
D.1	La représentation montre les fluctuations d'amplitude $A(t)$ et le bruit de gigue temporelle $J(t)$ sur le train d'impulsions du laser à fibre à verrouillage de modes et correspond aux bandes latérales générées dans le spectre basse fréquence.	152
D.2	Le spectre basse fréquence de la $n^{ième}$ harmonique du laser à fibre à verrouillage de modes. P_b et P_c indiquent les fluctuations d'amplitude et la gigue temporelle.	153

Liste des tableaux

2.1	Absorption linéaire en fonction du temps de relaxation.	26
2.2	Puissance moyenne en fonction de la longueur d'onde de fonctionnement. . .	43
4.1	Propriétés optiques des SESAMs 2408-1 et 2129-3.	77
4.2	Notations et dispersions des différentes configurations.	80
4.3	Résumé des durées d'impulsions (ΔT_{exp}), des durées minimales d'impulsions calculées à partir du spectre optique (ΔT_{theo}), des énergies d'impulsion ($E_{impulsion}$) et des modulations d'amplitude en fonction de la dispersion ($\sum_i L_i D_i$) . . .	110
5.1	Puissance moyenne, fréquence moyenne et énergie par impulsion en fonction du pompage.	122

Introduction

Les impulsions lumineuses sont aujourd'hui un des principaux outils de mesures des phénomènes ultra-rapides mais elles trouvent aussi des applications dans des domaines aussi variés que le micro-usinage ou la chirurgie.

Deux méthodes sont généralement distinguées pour faire fonctionner un laser en régime impulsif : le déclenchement (Q-switch) et le verrouillage de modes (Mode-lock). Le premier laser déclenché émettant des impulsions a été rapporté en 1963 [1], soit 3 ans après la première démonstration expérimentale d'un laser (laser rubis de Maiman [2]). Les impulsions émises avec cette technique sont de longues durées (de l'ordre de la nanoseconde à la microseconde) et énergétiques. Au contraire les impulsions émises par la technique du verrouillage de modes sont courtes (quelques femtosecondes à quelques picosecondes). Le premier laser fonctionnant selon cette méthode a été rapporté en 1966 [3].

Parallèlement les fibres optiques dopées aux ions de terre-rare se sont révélées être de bons milieux amplificateurs en vue de la réalisation de laser. Le premier laser à fibre a été rapporté en 1964 [4]. Ce laser multi-mode était pompé par lampe flash et délivrait quelques milliwatts de puissance de sortie à une longueur d'onde de $1\text{ }\mu\text{m}$. Plusieurs difficultés étaient alors rencontrées à cette époque lors de la conception de laser à fibre, notamment liées à la conception de fibre optique à faibles pertes et à l'efficacité du pompage de ces fibres. Ce n'est que dans les années 80 [5] que le premier laser à fibre monomode à faible perte a été réalisé, grâce à une fibre dopée en ions néodyme, délivrant quelques milliwatts de puissance de sortie. L'amélioration des techniques de pompage et de la conception des fibres optiques font que les lasers à fibre sont aujourd'hui capables de générer en continu des puissances de sortie de l'ordre de quelques kilowatts (IPG). Ces résultats sont indissociables de l'explosion technologique des diodes laser qui peuvent émettre des puissances optiques importantes pour diverses longueurs d'onde et avec une grande fiabilité. L'expansion des lasers à fibre est aussi liée à l'amélioration de la conception des fibres optiques et notamment celle des fibres dopées. Des coeurs de fibre fortement dopés ont été réalisés avec divers ions de terre rare comme le néodyme, l'erbium, l'ytterbium, le thulium... [6–9].

Les lasers à fibre présentent de nombreux avantages par rapport à d'autres types de lasers comme les lasers solides ou semiconducteurs. Le rapport surface/volume important des fibres optiques assure une excellente dissipation thermique, ce qui est très avantageux dans les lasers fonctionnant avec des énergies importantes (les lasers non-fibrés sont souvent

associés à un important système de refroidissement) même si les lasers à fibre les plus puissants (puissance de sortie supérieure à 10 Watts) ont tout de même besoin d'un système de refroidissement. Un autre avantage concerne les propriétés de la fibre optique qui guide naturellement la lumière dans la cavité. Les effets de diffraction en espace libre sont donc éliminés. Les lasers à fibre ont un faible coût et un faible encombrement, les applications embarquées sont donc envisageables.

L'absorbant saturable est une des solutions les plus courantes pour obtenir un régime impulsionnel déclenché ou verrouillé en phase. Différentes natures d'absorbants saturables ont été envisagées depuis les premières réalisations de lasers impulsionnels comme les cristaux [10], les fibres optiques dopées [11] ou les semiconducteurs [12, 13]. Depuis le début des années 1990 et l'invention de l'absorbant saturable semiconducteur à multipuits quantiques, principalement placé en microcavité et utilisé comme miroir (SESAM), cette nature d'absorbant saturable semble avoir pris le pas sur les autres types d'absorbants saturables en ce qui concerne la génération d'impulsions dans les lasers fonctionnant autour de longueurs d'onde de $1\ \mu\text{m}$ et $1,5\ \mu\text{m}$. L'avantage principal de ces absorbants saturables est qu'il est possible de modifier les propriétés optiques de ces structures comme la longueur d'onde de fonctionnement, l'absorption... contrairement à d'autres types d'absorbants saturables.

Ce travail de thèse est dédié au régime impulsionnel obtenu avec un absorbant saturable semiconducteur dans les lasers à fibre. Le plan du manuscrit est le suivant :

Le premier chapitre est un rappel des notions fondamentales concernant les lasers à fibre et les absorbants saturables. Un inventaire du matériel en notre possession, principalement les fibres dopées et les absorbants saturables, est détaillé.

Dans le deuxième chapitre un laser à fibre dopée erbium, émettant à $1,55\ \mu\text{m}$, passivement déclenché par un absorbant saturable à multipuits quantiques InGaAs/InP dopés fer est présenté. Ce laser émet des impulsions d'une durée environ égale à la microseconde avec une fréquence de répétition de quelques kilohertz variant en fonction du pompage. Les formes temporelles des impulsions émises présentent un profil particulier avec des temps de montée longs et des temps de descente courts. Un modèle basé sur les équations cinétiques a été développé. Qualitativement, les principales caractéristiques de sortie du laser ont été retrouvées. Ce modèle a pu servir de base pour envisager l'amélioration des principales caractéristiques (énergie par impulsion, durée des impulsions...) de sortie d'un tel laser. Des réflexions basées sur ce modèle nous ont amené à réfuter les prévisions du modèle de Luo et Chu [14] et à démontrer la nécessité de prendre en compte l'émission spontanée.

Un laser dopé erbium fonctionnant en régime de verrouillage de modes est présenté dans le troisième chapitre. Le verrouillage de modes est assuré par un absorbant saturable à base de multipuits quantiques InGaAs/InP dopés fer inséré en transmission (SESAT) dans une cavité en anneau. Le dopage en fer permet de contrôler le temps de relaxation de la structure. Malgré des aspects satisfaisants : auto-démarrage, énergie extraite... ce laser fonctionnait en régime multi-impulsionnel. Afin de résoudre ce problème, nous avons opté pour une solution faisant intervenir des effets de polarisation. La structure non-linéaire est inclinée avec un

angle égal à l'angle de Brewster. Des lames de phase sont ensuite insérées dans la cavité. La trace d'autocorrélation obtenue pour certains ajustements des lames de phase montre l'obtention d'impulsions de 793 fs de durée.

Le quatrième chapitre sera consacré à l'étude de lasers à fibre dopée erbium fonctionnant en régime de verrouillage de modes grâce à un absorbant saturable utilisé comme miroir dans une cavité Fabry-Pérot. Dans un premier temps nous avons utilisé un SESAM (SEmiconductor Saturable Absorber Mirror) tant en régime de dispersion anormale que normale. Dans le cas du régime anormal nous avons obtenu des impulsions de 294 fs de durées qui peuvent être comprimées jusqu'à environ 100 fs. En régime de dispersion normale, le laser est très bruité (modulation d'amplitude $\approx 50\%$). Nous avons utilisé avec succès un polariseur intra-cavité afin d'obtenir des effets de rotation non-linéaire de la polarisation stabilisant le laser et permettant un fonctionnement correct en régime de dispersion normale. La dernière partie de ce chapitre est dédiée à l'utilisation de nanotubes de carbone comme absorbant saturable. Un train d'impulsions stable a été obtenu aussi bien en régime de dispersion anormale que normale. Les impulsions les plus courtes ont une durée de 880 fs (des impulsions de 100 fs pourraient éventuellement être obtenues en limite de Fourier) et des énergies supérieures à 150 pJ.

Enfin le dernier chapitre est consacré à la réalisation d'un laser à fibre à double-gaine dopée ytterbium et pompé par le système de l'encoche en "V". Ce laser est passivement déclenché par un absorbant saturable semiconducteur fourni par la société Thalès. L'objectif initial était l'obtention d'un régime de verrouillage de modes de bonne qualité mais il fut impossible à obtenir. Nous avons donc essayé, en régime déclenché, d'obtenir les impulsions les plus énergétiques avec ce laser. Des impulsions lumineuses de $7,7\ \mu\text{J}$ ont été démontré à une fréquence de répétition environ égale à 100 kHz. L'accordabilité de ce laser a aussi été étudiée en passant en configuration dite "sigma". Un domaine d'accord de 30 nm a été mesuré.

Chapitre 1

Généralités sur les lasers à fibre et les absorbants saturables

Le but de ce chapitre est de présenter le contexte de notre étude. Après un bref rappel sur les lasers à fibre, nous décrirons les différentes techniques permettant d'obtenir un régime impulsionnel dans les lasers. Enfin nous présenterons l'ensemble du matériel en notre possession.

1.1 Généralités

1.1.1 Les lasers à fibre

Un laser repose sur 3 éléments : un milieu amplificateur, un système de pompage et une cavité. Dans le cas des lasers à fibre, le milieu amplificateur est une fibre optique dopée aux ions terre rare. Les lasers à fibre de silice dopée ont permis l'émission de rayonnement laser entre les longueurs d'onde $0,6 \mu\text{m}$ et $2,1 \mu\text{m}$ grâce respectivement à l'ion samarium (Sm) et à l'ion Thulium (Tm) en passant par des émissions laser à $1,05 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$ grâce aux ions ytterbium (Yb) et erbium (Er) qui sont les 2 ions utilisés dans cette thèse. Le pompage de ces lasers peut être longitudinal ou transverse. Le pompage longitudinal a une efficacité plus grande mais le taux de pompage n'est pas homogène (dans toute la fibre). Ceci implique que l'inversion de population, et donc le gain, varient en général beaucoup le long de la fibre contrairement au pompage transverse homogène. Le pompage des lasers à fibre se fait de plus en plus par diode laser et de manière longitudinale. Un des avantages très important des lasers à fibre est qu'ils possèdent une excellente dissipation thermique. Un système de refroidissement est donc très souvent inutile, ce qui n'est pas le cas d'autres lasers solides. De plus s'il y a échauffement, celui-ci ne joue pas sur les propriétés de guidage de la fibre ni sur les propriétés de la cavité. Les cavités peuvent être très variées selon le type de laser que l'on souhaite développer (continu, impulsionnel). Une des caractéristiques principales d'un laser à fibre est le confinement du signal laser dans la structure guidante.

Cela permet de supprimer les effets de diffraction rencontrés en espace libre et d'utiliser au maximum la puissance de pompe dans le cas du pompage longitudinal. Ainsi les puissances de seuils observées peuvent être relativement faibles (centaine de μW). Le confinement du signal optique permet par ailleurs d'exalter des effets non-linéaires qui sont plus difficilement observables dans des lasers fonctionnant avec des cavités ouvertes transversalement.

1.1.2 Les absorbants saturables

Les absorbants saturables sont des matériaux dont la transmission varie selon l'excitation lumineuse à laquelle ils sont soumis. Ils ont plusieurs applications comme par exemple la régénération optique. Dans ce travail de thèse, nous nous consacrerons à l'étude d'absorbants saturables en cavités laser dans le but de produire des impulsions lumineuses.

Nous allons décrire phénoménologiquement l'état de transmission d'un absorbant saturable (figure 1.1) en fonction de l'intensité lumineuse incidente. Dans un régime de faible excitation lumineuse, la transmission de l'absorbant saturable est minimale (T_0). Au-delà d'une certaine valeur de l'intensité incidente (I_{sat}), la transmission de l'absorbant saturable augmente jusqu'à ce qu'elle atteigne la valeur de la transmission résiduelle ($T_{résiduelle}$). La différence de transmission entre l'état absorbant et l'état saturé est appelée la transmission différentielle (ΔT).

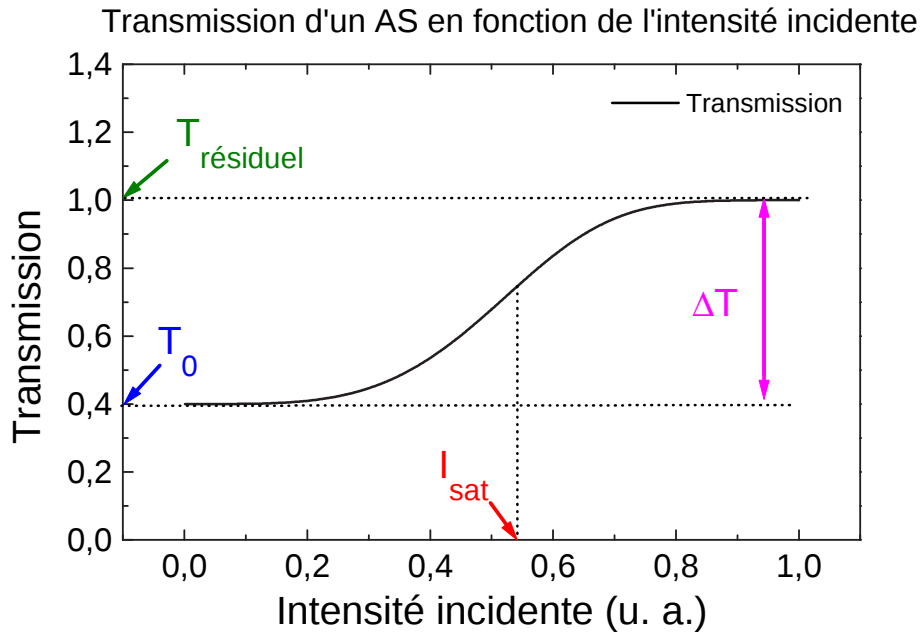


Figure 1.1 – Transmission d'un absorbant saturable en fonction de l'intensité incidente. T_0 est la transmission linéaire, $T_{résiduel}$ est la transmission résiduelle de l'absorbant saturé (dans notre exemple on considère un AS parfait donc $T_{résiduel} = 1$), ΔT est la transmission différentielle et I_{sat} est l'intensité de commutation c'est à dire l'énergie nécessaire pour blanchir l'AS.

1.2 Régime impulsif dans les lasers

Deux grandes familles de méthodes permettent de générer des impulsions dans les lasers : le déclenchement par modulation des pertes (Q-switch) et le verrouillage de modes (Mode-lock). Ce travail de thèse est consacré à l'étude du déclenchement passif et du verrouillage de modes par absorbant saturable dans les lasers à fibre. Les principales techniques d'émission d'impulsions dans les lasers à fibre sont répertoriées sur la figure (1.2).

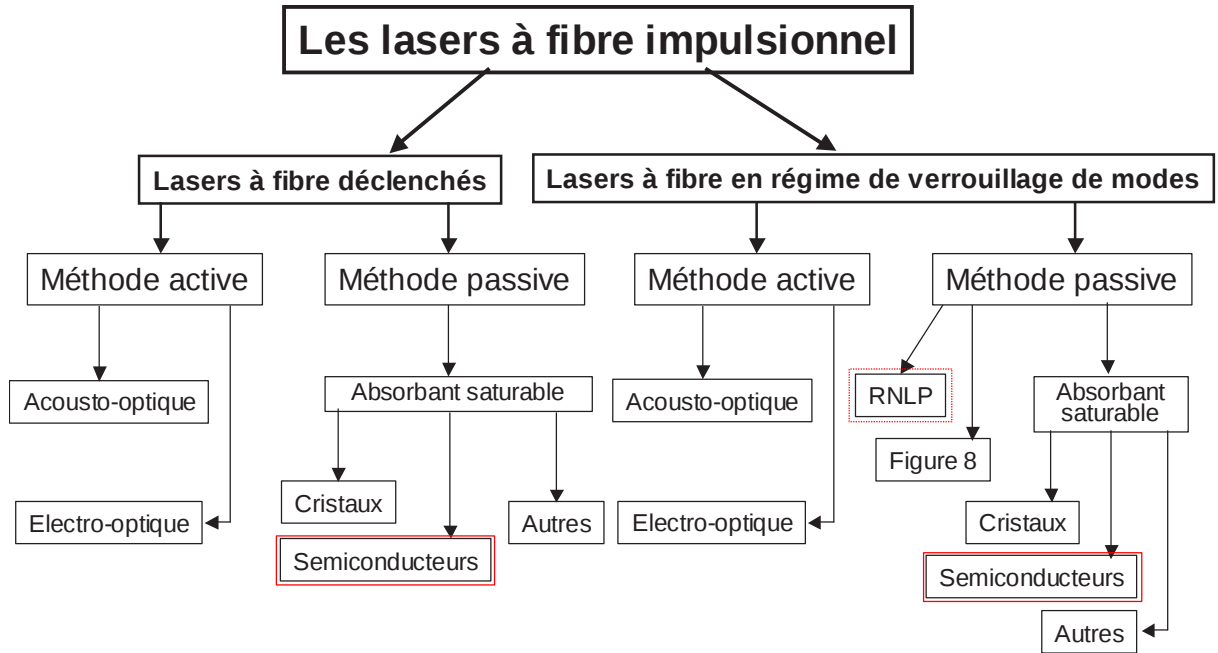


Figure 1.2 – Régimes impulsifs dans les lasers à fibre. Encadrées en rouge : les techniques plus particulièrement développées dans le cadre de cette thèse

1.2.1 Le régime déclenché

1.2.1.1 Etat de l'art

Les impulsions lumineuses émises en régime déclenché ont des durées qui vont de quelques nanosecondes à quelques microsecondes, les fréquences de répétition vont de quelques centaines de Hertz à quelques centaines de kiloHertz. Deux grandes familles de méthodes pour obtenir le régime déclenché peuvent être distinguées :

a) Les méthodes dites actives où des cellules acousto-optique [15] ou électro-optique [16] sont utilisées dans la cavité. Elles permettent généralement un régime plus contrôlable (en terme de durée d'impulsion ou d'énergie extraite) que les méthodes dites passives.

b) Les méthodes dites passives basées sur des effets d'absorbant saturable [17–19] sont en revanche plus séduisantes car elles ne nécessitent pas d'alimentations électriques externes.

Depuis les premières expérimentations sur les lasers impulsifs fonctionnant avec absorbant saturable [1] et leurs premiers travaux théoriques [17], beaucoup d'études sur le

régime déclenché ont été réalisées. La plupart des travaux théoriques visent une meilleure compréhension des phénomènes non-linéaires oeuvrant dans le laser afin d'envisager l'optimisation des caractéristiques du laser comme la durée des impulsions et la puissance moyenne de sortie [10, 20, 21]. En parallèle, des expérimentations concernant différentes natures d'absorbant saturable comme :

- les colorants [22]

- les cristaux dopés comme les cristaux à base de Cr^{4+} [10, 23] qui rencontrent un grand succès grâce à une importante section efficace d'absorption autour de $1,06 \mu\text{m}$ et une très grande stabilité à haute cadence ou les cristaux dopés cobalt comme le $Co^{2+} : ZnSe$ [24] (Pour une revue détaillée de nombreux cristaux d'absorbant saturable fonctionnant aux longueurs d'onde $1 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$, on pourra se référer aux thèses de Frédéric Druon [25] et Michael Fromager [26] respectivement)

- les fibres [11]

- les semiconducteurs qui ont été largement utilisés, qu'ils soient utilisés sous forme massive comme par exemple le GaAs [27] ou bien sous forme de puits quantiques placés en microcavité comme les SESAMs à base de multipuits quantiques InGaAsP/InP [28–30].

Cette quête montre qu'à l'heure actuelle, le choix et la nature de l'absorbant saturable universel n'est pas encore fixé même si le semiconducteur semblait, en dehors de bandes spectrales encore exotiques [31], avoir pris une avance certaine.

Un état de l'art plus précis du régime déclenché dans les lasers à fibre sera fourni dans les chapitres 2 et 5.

1.2.1.2 Principe de fonctionnement dans le cas d'un régime déclenché par absorbant saturable

Le principe du régime laser déclenché est de maintenir un niveau de pertes important lors du pompage afin de stocker de l'énergie dans la cavité puis de diminuer ces pertes pour libérer l'énergie emmagasinée. On peut utiliser un dispositif dont les pertes varient avec l'énergie stockée (c'est à dire la fluence laser intra-cavité), par exemple : un absorbant saturable. Nous allons tout d'abord rappeler simplement les étapes de l'émission d'impulsions lumineuses à partir d'un absorbant saturable (figure 1.3.a).

Dans un premier temps l'absorbant saturable fonctionne en mode "bloquant" maintenant ainsi un haut niveau de pertes dans la cavité. L'inversion de population donc le gain atteint un niveau artificiellement haut bien supérieur au seuil calculé sans ces pertes. Pendant ce temps, le signal de sortie est nul et l'énergie de pompage augmente le gain du milieu amplificateur si l'absorbant saturable (AS) est parfait ($T=0$ pour une $I \ll I_{commutation}$) (étape 1 de la figure 1.3.b). Lorsque le flux intra-cavité a atteint l'énergie de commutation de l'absorbant saturable (noté le plus souvent I_{sat}), l'absorbant saturable sature et sa transmission augmente. Etant donné que les pertes ont diminué, l'inversion de population importante dans le milieu à gain chute brutalement avec émission de photons, il y a

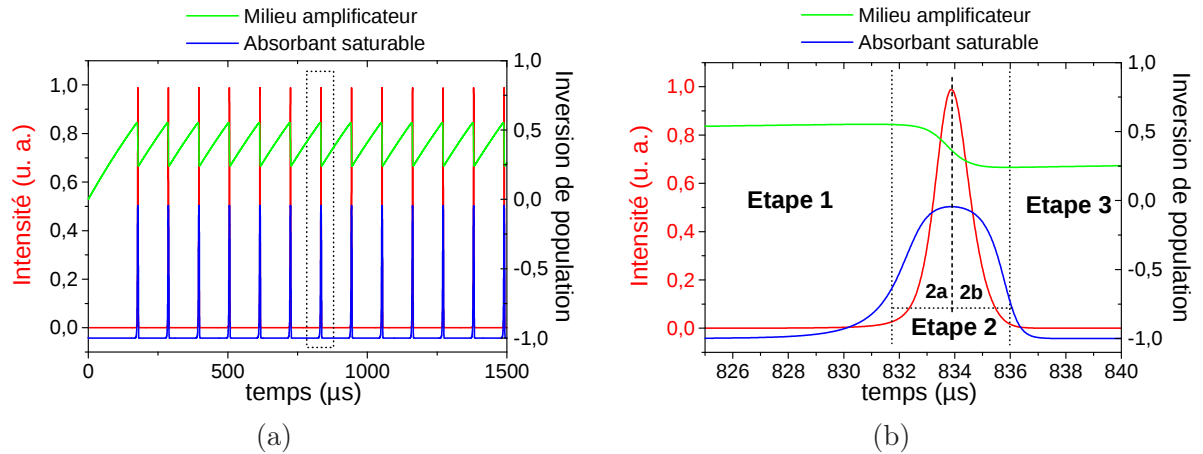


Figure 1.3 – Principe de fonctionnement d'un laser passivement déclenché. En rouge : l'intensité, en vert : l'inversion de population du milieu amplificateur et en bleu : l'inversion de population de l'absorbant saturable. A gauche : train d'impulsions. A droite : zoom sur une impulsion. Ces courbes sont obtenues avec le modèle des équations cinétiques.

création d'une impulsion lumineuse (étape **2**). Cette dernière atteint son maximum (étape **2a**) lorsque l'absorbant saturable atteint sa transmission saturée maximale et que le gain ne compense plus les pertes résiduelles, il est important de noter à ce moment que le gain n'est pas à zéro en régime entretenu (c'est à dire à pompage constant). Puisque le gain ne crée plus de nouveaux photons, ceux déjà créés vont alors être évacués avec leurs temps de vie propre. L'impulsion a ainsi une durée de vie finie (étape **2b**). Il faut noter à nouveau à ce stade que le flux de photons intra-cavité non nul permet de maintenir la saturation de l'absorbant saturable pendant un temps beaucoup plus long que son temps de vie propre (imposé à 4 ns dans le modèle de la figure). Enfin dans une dernière étape (étape **3**), l'absorbant saturable se désexcite et retrouve sa position bloquante. L'inversion de population remonte alors pour atteindre le niveau de pertes imposé par l'absorbant. A la fin de cette étape, nous sommes revenus dans les conditions initiales de l'étape **1**. Le laser peut émettre un train d'impulsions en suivant ce principe.

1.2.2 Le régime de verrouillage de modes

1.2.2.1 Principe de fonctionnement

Le régime de verrouillage de modes permet la génération d'impulsions courtes ($\sim ps$ à $\sim fs$). Nous allons brièvement rappeler le fonctionnement de cette technique.

Dans le spectre optique d'un laser, les différentes fréquences permises sont définies par le milieu amplificateur qui doit proposer plus de gain que de pertes pour ces fréquences et par la cavité qui constitue un interféromètre qui ne laisse la possibilité qu'à certaines fréquences discrètes d'exister. Ces fréquences sont appelées "modes longitudinaux" et peuvent être considérées comme un assemblage d'oscillateurs quasi-indépendants dans le cas d'un milieu à élargissement inhomogène ce qu'est la fibre optique dopée aux ions de terre rare. Si ces

modes oscillent indépendamment les uns des autres, le signal lumineux émis est continu. En revanche s'ils présentent une relation de phase fixe entre eux, on parle de verrouillage de modes et le laser émet des impulsions lumineuses courtes à une fréquence de répétition correspondant à l'Intervalle Spectral Libre (ISL) de la cavité défini dans le cas d'une cavité en anneau par :

$$ISL \text{ (enHz)} = \frac{c}{nL} = \frac{\text{vitesse de la lumière}}{\text{chemin optique}} \quad (1.1)$$

avec c : la vitesse de la lumière, n : l'indice optique du milieu et L : la longueur totale de la cavité.

A priori les modes longitudinaux ne sont pas en phase naturellement dans un laser. Comme dans le cas du régime déclenché, nous allons voir deux grandes familles de méthodes permettant cette fois de verrouiller en phase un laser.

La première famille utilise la méthode du verrouillage de modes actif [32]. Elle est basée sur l'utilisation d'un modulateur intra-cavité qui module l'amplitude ou la phase du champ optique permettant ainsi le verrouillage en phase des modes du laser. Les principaux modulateurs utilisés sont les Modulateurs Acousto-Optique (AOM) et les Modulateurs Electro-Optique (EOM) qui produisent respectivement une modulation d'amplitude (pertes) désignée par AM et de phase appelé FM. Des travaux théoriques [33, 34] et expérimentaux [35, 36] ont mis en évidence ces régimes de fonctionnement. Avec cette méthode la durée des impulsions est imposée par l'efficacité du modulateur et ne peut par principe généralement pas être inférieure à la picoseconde.

Les méthodes passives s'opposent aux méthodes actives. Elles ne nécessitent pas d'alimentation externe et permettent d'atteindre des durées d'impulsions beaucoup plus courtes, de l'ordre de la femtoseconde. Parmi les méthodes passives les plus répandues, nous pouvons citer la Rotation Non-Linéaire de la Polarisation et l'utilisation d'un absorbant saturable. Le record actuel [37] de 3,8 fs est proche de la limite théorique du cycle optique unique à 0,8 μm .

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{c}{\lambda} \quad (1.2)$$

Notons que dans les lasers en verrouillage de modes, un paramètre important concernant le fonctionnement est le régime de dispersion. Deux régimes de fonctionnement sont principalement distingués : le régime "solitonique" et le régime "d'impulsions étirées" correspondant respectivement à des dispersions moyennes de la cavité négative et positive. Dans le régime "solitonique", les impulsions se propagent grâce à l'effet combiné de la dispersion de vitesse de groupe et de l'automodulation de phase qui s'équilibrent. La forme mathématique des impulsions est alors une sécante-hyperbolique. Durant la propagation, l'impulsion ne se déforme que très peu [38, 39]. L'inconvénient majeur de ce régime de dispersion est que l'énergie et la durée des impulsions sont liées à la dispersion et aux non-linéarités d'après le théorème de l'aire du soliton (équation 1.3).

$$\tau_{pulse} = 1,76 \frac{4 |D|}{\delta E_P} \quad (1.3)$$

avec D : la dispersion de la cavité, δ : le coefficient de non-linéarité et E_P : l'énergie de l'impulsion.

Il en résulte qu'au-delà d'une certaine puissance émise par le laser, on peut observer des régimes d'impulsions multiples dans la cavité satisfaisant chacune l'équation (1.3) et se répartissant ainsi l'énergie disponible, c'est la quantification du soliton [40]. Le régime de dispersion opposé dit "d'impulsions étirées" permet en revanche d'accéder à des énergies d'impulsions beaucoup plus importantes. L'impulsion subit des étapes de compression et d'étirement importantes lui permettant, dans les phases d'étirement de tirer profit au mieux de l'amplification. En sortie de laser, ces impulsions sont généralement de durées importantes mais leur dérive en fréquence étant essentiellement linéaire, elles peuvent être comprimées extra-cavité. Le profil mathématique décrivant la forme de ces impulsions est gaussien [41, 42].

1.2.2.2 Etat de l'art du verrouillage de modes dans les lasers à fibre

De nos jours, deux techniques sont principalement utilisées dans les lasers à fibre : la Rotation Non-Linéaire de la Polarisation (RNLP) et l'utilisation d'un absorbant saturable. Les absorbants saturables ont été précédemment utilisés dans d'autres types de lasers (colorants, solides...). Les premiers absorbants saturables utilisés étaient les colorants qui possèdent une large bande d'absorption favorable au régime de verrouillage de modes. Ces absorbants saturables ont été massivement utilisés dans les années 1970 et 1980 avec des lasers à colorants [43–45] et ont permis d'obtenir des durées d'impulsions plus courtes que 10 fs [45]. Ils ont aussi été utilisés pour amorcer le régime impulsionnel, avec des lasers fonctionnant en régime impulsionnel grâce au Kerr-lens mode-locking (verrouillage de modes par effet de lentilles de Kerr). Depuis le début 1990, la plupart des travaux sur les lasers à verrouillage de modes par absorbants saturables concernent les SESAMs à multipuits quantiques [12]. Les avantages de ce type d'absorbant est qu'il est possible de contrôler la longueur d'onde d'absorption en variant les paramètres de fabrication. Il est aussi possible d'ajuster le niveau d'absorption non-saturée en faisant varier le nombre et l'épaisseur de ces puits quantiques. De plus comme les puits quantiques sont déposés directement sur les miroirs à l'extrémité de la cavité, les lasers réalisés sont très compacts et faciles à aligner.

Nous allons à présent nous intéresser aux 2 principales techniques utilisées à l'heure actuelle pour générer des impulsions courtes avec un laser à fibre.

A) La technique de la Rotation Non-Linéaire de la Polarisation (RNLP)

La rotation non-linéaire de la polarisation est aussi appelée *Polarisation-Additive Pulse Mode-Locking (P-APM)* et est basée sur l'effet Kerr-optique. Une impulsion se propageant

dans une fibre optique voit sa polarisation évoluer non-linéairement. A l'aide de contrôleurs de polarisation et d'un polariseur il est possible de faire en sorte que les ailes de l'impulsion subissent plus de pertes que le centre. Le schéma de la figure (1.4) permet de comprendre phénoménologiquement le processus.

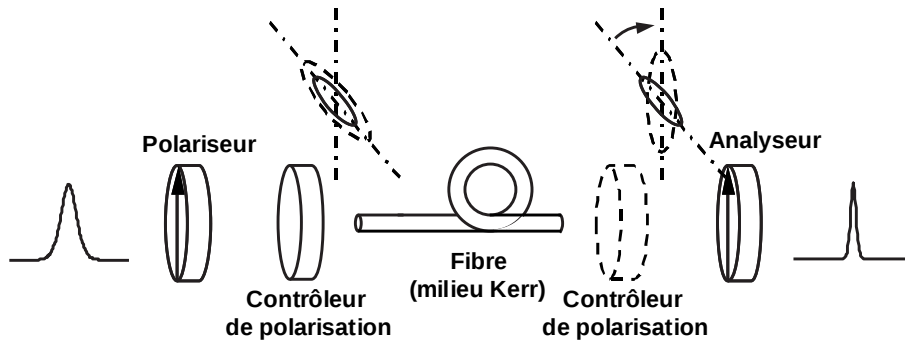


Figure 1.4 – Schéma de principe de la technique du verrouillage de modes par la RNLP.

A la sortie du polariseur toutes les composantes de l'impulsion sont polarisées linéairement et dans le même sens. Après le contrôleur de polarisation (lame demi-onde + lame quart d'onde), l'état de polarisation de l'impulsion est elliptique. Pendant la traversée de la fibre, l'état de polarisation du centre de l'impulsion représenté en pointillés a tourné à cause de l'effet Kerr tandis que l'état de polarisation des ailes de l'impulsion représenté en ligne continue n'a pas changé. Il en résulte que le centre de l'impulsion subit moins de pertes que les ailes à la traversée de l'analyseur, le deuxième contrôleur de polarisation est éventuellement utilisé pour compenser la biréfringence linéaire naturelle de la fibre. On a donc un système qui favorise l'apparition d'impulsions lumineuses. Avec cette méthode, des impulsions de 38 fs de durée ont été générées dans un laser à fibre dopée néodyme. L'adjonction d'un modulateur externe est alors nécessaire pour initier le régime impulsionnel [46, 47]. Il est à noter que les configurations de cavité linéaire (type Fabry-Pérot) proscrivent l'utilisation de la RNLP pour initier le régime de verrouillage de modes. En configuration de cavité en anneau cette technique a été utilisée avec succès dans le cas de laser à fibre dopée erbium et ytterbium dans différents régimes de dispersion [48–55].

B) L'absorbant saturable

Le verrouillage de modes obtenu par absorbant saturable dans les lasers à fibre est connu depuis l'année 1966 [3]. L'absorbant saturable absorbe les ailes de l'impulsion de puissances instantanées insuffisantes pour le saturer tandis que le centre de l'impulsion est assez intense pour blanchir l'absorbant et ainsi le rendre transparent. Depuis les années 1990, les absorbants saturables semiconducteurs sont devenus un des matériaux les plus populaires pour la réalisation de source laser en verrouillage de modes, notamment utilisés en réflexion dans une cavité de type Fabry-Pérot [12, 28, 41, 56–58]. L'intérêt porté sur les absorbants

saturables semiconducteurs s'explique par les propriétés optiques intéressantes que possèdent ces matériaux comme par exemple une forte non-linéarité ou la possibilité de contrôler (non-indépendamment) la longueur d'onde de fonctionnement, l'absorption résiduelle, le temps de relaxation, la fluence de commutation...

Très longtemps un absorbant saturable rapide (dont le temps de relaxation a une durée plus courte ou égale à celle de l'impulsion) semblait absolument nécessaire à l'obtention du régime de verrouillage de modes. Cependant pour la plupart des expériences, les impulsions ont des durées plus courtes que celles de l'absorbant saturable [57, 59]. Des travaux théoriques ont été menés pour expliquer ces régimes [60–64]. Lorsque l'absorbant saturable est rapide (cf figure 1.5), il ne laisse passer que le centre de l'impulsion qui est intense tandis que les ailes et les instabilités hors de l'impulsion sont absorbées car l'absorbant saturable est assez rapide pour relaxer dans son état initial fortement absorbant. Dans ce cas, le fonctionnement est similaire à celui de la RNLP décrit précédemment. Signalons au passage que puisque les instabilités initiales du laser ont rarement des puissances crêtes importantes, les absorbants saturables rapides peuvent de ce fait présenter une résistance à l'auto-démarrage. Une solution possible consiste alors à leur adjoindre dans la cavité un absorbant saturable plus lent qui initiera quant à lui la formation de l'impulsion [57]. L'obtention d'impulsions courtes avec un absorbant saturable lent peut être observée quand elle est combinée à une saturation de l'amplification dans le milieu amplificateur. Cette situation est possible car le gain sature moins vite que les pertes : la fenêtre de gain net (période pendant laquelle le gain est supérieur aux pertes) est donc relativement courte comme l'illustre la figure (1.6).

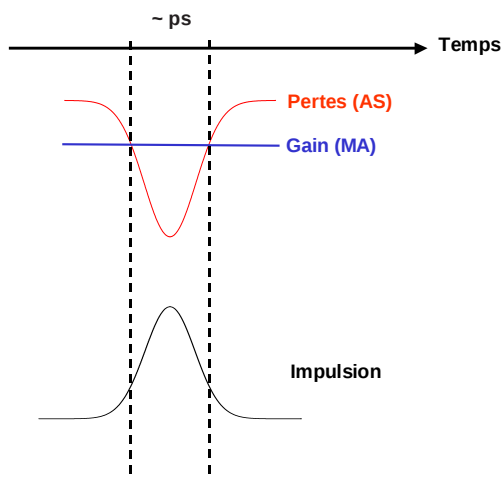


Figure 1.5 – Représentation schématique du gain et des pertes dans le cas d'un absorbant saturable rapide et d'un milieu à gain avec un temps de relaxation lent

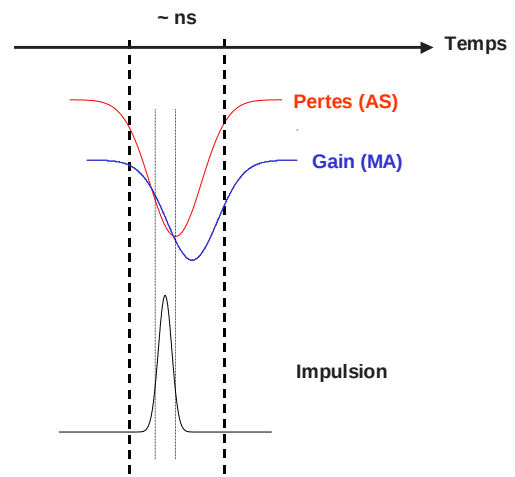


Figure 1.6 – Représentation schématique du gain et des pertes dans le cas d'un absorbant saturable lent et d'un milieu à gain avec un temps de relaxation faible. La fenêtre du gain net est comprise entre les deux traits pleins verticaux.

Toutefois ceci n'est vrai que dans le cas de milieux lasers dont le temps de relaxation

est assez rapide comme les lasers à colorant. Ceci n'est pas le cas des lasers à fibre dopée aux terres rares ($\tau_{relax,erbium} = 11 \text{ ms}$). Dans ce dernier cas, la présence de "soliton pulse shaping" (SPS), est nécessaire pour expliquer et obtenir des impulsions de courtes durées : les effets de la dispersion anormale compensent les effets non-linéaires. Le régime de verrouillage de modes dépend plus des valeurs de la dispersion et des effets non-linéaires que de l'absorbant saturable lui-même. Des durées d'impulsions remarquablement courtes (17 fs) ont été obtenues en mettant en oeuvre ce processus dans les lasers cristallins. Un des avantages de cette technique repose sur l'effet de filtrage du continuum -c'est à dire de la partie d'énergie émise temporellement sous forme continue et rendant le laser instable- le continuum profite du blanchiment de l'absorbant et de la longue relaxation de ce dernier pour pouvoir le traverser et être amplifié. Cependant pour ce continuum en régime de SPS, les effets d'automodulation de phase (inexistants) et de dispersion ne se compensent pas. Il en résulte que celui-ci est éliminé sous l'effet de la dispersion qui étale ce continuum dans les zones temporelles où l'absorbant saturable reprend une position absorbante. On démontre que la durée minimale des impulsions (τ_{pulse}) est alors [62] :

$$\tau_{pulse} = 1,76 \frac{4 |D|}{\delta E_P} \quad (1.4)$$

avec D : la dispersion de la cavité, δ : le coefficient de non-linéarité et E_P : l'énergie de l'impulsion.

Toutefois plusieurs problèmes majeurs peuvent émerger si l'on transfère cette technique aux lasers à fibre. Premièrement les effets de dispersion sont considérables dans un laser à fibre et leur gestion requiert une connaissance exacte de leur valeur ¹ dans chaque tronçon de fibre, ce qui est rarement le cas. Par exemple la dispersion d'une fibre standard varie entre 1530 et 1560 nm. Or le laser peut fonctionner en régime de verrouillage de modes à l'une ou l'autre de ces longueurs d'onde de fonctionnement. D'autre part la dispersion des fibres dopées est assez variable d'une fibre à une autre. Des éléments compensateurs de dispersion (souvent en espace libre) doivent alors être intégrés, nuisant par la même à l'intégrabilité de la cavité en lui faisant perdre son caractère de laser entièrement fibré. Enfin cette technique impose de travailler en régime solitonique. Or la quantification de l'énergie du soliton engendre des régimes multi-impulsionnels à fort pompage.

Tout comme pour le régime déclenché, un état de l'art plus détaillé des lasers à fibre fonctionnant en régime de verrouillage de modes sera fourni dans les chapitres 3 et 4.

¹On utilisera indifféremment β_2 (en ps^2/km) = $-\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} D$ = -1,245 D (en ps/nm/km) @ 1,55 μm .

1.3 Notre matériel

1.3.1 Nos fibres dopées

1.3.1.1 Fibres dopées fonctionnant à 1,55 μm

Deux fibres dopées aux ions erbium nous ont permis de réaliser nos lasers émettant autour de 1,5 μm . La première fibre est dopée autour de 350 ppm (soit environ $N_T = 2,8 \cdot 10^{24} \text{ ions/m}^3$) et a une longueur d'environ 25 m. La fibre est monomode à 1,55 μm (diamètre : 2,85 μm ; longueur d'onde de coupure : 1,05 μm ; codopage faible en aluminium - de l'ordre de 1%). C'est la première fibre dopée erbium que nous avons possédée et nous l'avons utilisée pour développer notre laser passivement déclenché. Le passage au régime de verrouillage de modes s'est accompagné de l'utilisation d'une deuxième fibre dopée erbium plus courte (3,80 m maximum) et plus fortement dopée (1500 ppm).

La configuration énergétique de l'ion erbium, ainsi que les sections efficaces d'absorption et d'émission sont représentées sur les figures (1.7) et (1.8). Nous avons choisi de pomper l'erbium avec un signal de pompe centré autour de 980 nm pour obtenir de la fluorescence autour de 1,55 μm .

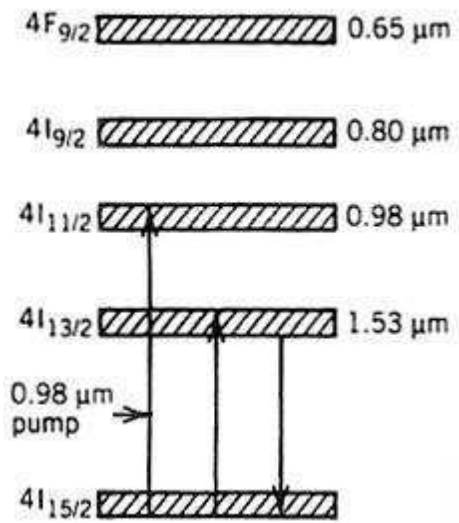


Figure 1.7 – Schéma énergétique de l'ion erbium.

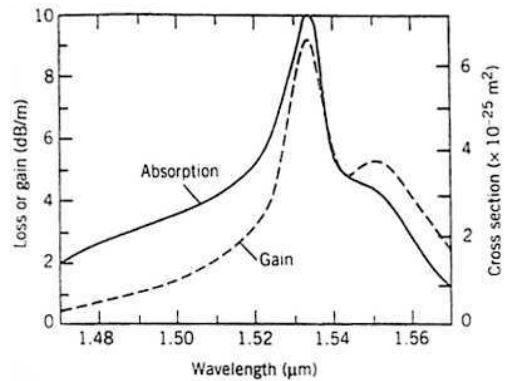


Figure 1.8 – Sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion erbium.

Ces deux fibres ont été associées à une diode de pompe de chez DSL délivrant un signal de pompe autour de 980 nm (SDL0-2500-125) stabilisée en température et en courant à l'aide de contrôleurs de chez Wavelength Electronics (modèles LFI3551 et LFI4505). Elle peut délivrer une puissance optique maximale de 120 mW pour un courant de 240 mA. Son seuil laser est de 12 mA. Sa courbe de rendement est linéaire.

1.3.1.2 Fibres dopées fonctionnant à 1 μm

Pour la réalisation de lasers émettant des impulsions autour de la longueur d'onde centrale 1 μm , nous utilisons un amplificateur à fibre double-gaine dopée ytterbium à maintien de polarisation et pompée selon le principe de l'encoche en "V" à une longueur d'onde de pompage d'environ 975 nm. Un amplificateur de ce type (mais n'utilisant pas une fibre à maintien de polarisation) a précédemment servi à la conception d'une source laser femtoseconde de puissance [42, 65] fonctionnant selon la technique de la rotation non-linéaire de la polarisation. Une description plus précise de cet amplificateur est proposée dans le chapitre 5.

1.3.2 Nos absorbants saturables

Nous allons à présent dresser un inventaire de l'ensemble des absorbants saturables en notre possession.

1.3.2.1 Structures fonctionnant à 1,55 μm

Trois types d'absorbants saturables ont été utilisés : Les SESATs (SEmiconductor Saturable Absorber in Transmission), les SESAMs à base de multipuits quantiques (SEmiconductor Saturable Absorber Mirrors) et les SAINTs (Saturable Absorber Incorporating carbon NanoTubes).

A) Les SESATs à base de multipuits quantiques

Les absorbants saturables fonctionnant en transmission dont nous disposons sont constitués d'un empilement de 40 puits quantiques en InGaAs de 8,5 nm d'épaisseur encadrés par des barrières de potentielles en InP de 10 nm d'épaisseur épitaxiés par la technologie MBE (Molecular Beam Epitaxy) et sont déposés sur un substrat InP d'une épaisseur de l'ordre de 300 μm à 500 μm . Le temps de relaxation de ces structures est contrôlé par un dopage fer IN SITU (réalisé lors de la croissance de l'échantillon). Le détail du fonctionnement de ces structures ainsi que les caractérisations de leurs propriétés optiques sont détaillés dans le chapitre 2. Ces structures étaient originellement prévues pour la régénération tout-optique et ont été conçues par le laboratoire LENS de l'INSA Rennes.

Historiquement les 2 premières structures possédées ont des temps de relaxation de 4 ns et 110 ps. Elles nous ont permis de réaliser un laser à fibre dopée erbium passivement déclenché. Ensuite nous avons obtenu 2 autres structures aux temps de relaxation plus courts (8,3 ps et 2,7 ps). Ces structures ont servi de base pour la génération d'impulsions courtes autour de la longueur d'onde centrale 1,55 μm .

B) Les SESAMs à base de multipuits quantiques

Les SESAMs ont été conçus aussi dans le contexte de la régénération tout-optique. Ces structures ont des compositions atomiques similaires à celles des SESATs (puits In-GaAs/InP) et sont placées en microcavité afin d'augmenter leurs contrastes. La technique du dopage fer afin de diminuer le temps de relaxation des absorbants saturables reste valide. Deux échantillons nous ont été fournis dont les temps de relaxation sont 7,9 ps et 500 fs.

Ces absorbants saturables ont permis la génération d'impulsions courtes. Nous les avons eus et testés après avoir eu nos premiers résultats en régime de verrouillage de modes avec les SESATs.

C) Les SAINTs

Les absorbants saturables à base de nanotubes de carbone ont une absorption importante autour de $1,5 \mu\text{m}$ et présentent un temps de relaxation de l'ordre de la picoseconde. Ce dernier type d'absorbant saturable a été testé avec succès pour obtenir des impulsions courtes en régime de dispersion normale. Ces échantillons nous ont été fournis par le laboratoire Pierre Aigrain de l'Ecole Normale Supérieure (ENS) de Paris. Les nanotubes ont été conçus à l'université de Dresde et ont été purifiés au CEA à Saclay.

1.3.2.2 Structures fonctionnant à $1 \mu\text{m}$

Ces structures ont été conçues à la société Thalès. L'absorbant saturable est constitué d'une mono-couche fine d'absorbant (InGaAs) déposée sur un substrat d'arséniure de gallium (GaAs) de $450 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Nous ne possédons pas d'informations concernant certains paramètres-clés spectroscopiques comme les spectres d'absorptions FTIR ou le temps de relaxation des structures issus de mesure pompe-sonde. Toutefois nous disposons de 3 structures référencées 2230 600/1', 2230 700/1' et 2232 600/1'. Le premier numéro (2230 ou 2232) indique le type de recuit et le deuxième numéro (600 ou 700) représente la température de croissance influant directement sur le temps de relaxation de la structure. Nous disposons aussi d'un substrat seul. Ces structures seront utilisées avec l'amplificateur à fibre double-gaine dopée ytterbium pour concevoir des lasers impulsions de puissance. Ces absorbants sont fabriqués pour fonctionner en transmission, nous emploierons donc le nom de SESAT pour SEmiconductor Saturable Absorber in Transmission. Notons tout de même que le GaAs seul peut servir d'absorbant saturable dans le but de concevoir des lasers passivement déclenchés [27, 66, 67].

Chapitre 2

Etude et réalisation d'un laser basse puissance à fibre dopée erbium passivement déclenché

2.1 Introduction

Le but de ce chapitre est de présenter l'étude d'un laser à fibre dopée erbium passivement déclenché par un absorbant saturable semiconducteur à multipuits quantiques InGaAs/InP dopés fer. Notons qu'il ne s'agit que d'une première partie de notre travail, notre objectif principal étant la réalisation de lasers verrouillés en phase émettant des impulsions ultra-courtes, résultats qui feront l'objet des chapitres suivants. Notre travail est ici de cerner les paramètres du laser jouant un rôle pertinent dans la mise en forme des impulsions déclenchées par l'absorbant saturable.

Beaucoup d'études expérimentales et théoriques ont été entreprises depuis le premier laser à absorbant saturable délivrant des impulsions lumineuses [1]. Un des axes principaux de recherche concernant le développement expérimental est l'utilisation de nouveaux matériaux absorbants saturables. Les principaux matériaux utilisés à l'heure actuelle sont les cristaux [10] et les semiconducteurs [28, 30]. Cependant il existe d'autres méthodes pour obtenir le régime déclenché comme par exemple les fibres dopées utilisées comme absorbant saturable [11] ou encore l'utilisation de fibres fortement dopées en ions erbium qui présentent un comportement impulsionnel sans ajout d'absorbant saturable [68]. Les travaux théoriques sur le régime déclenché sont basés sur la résolution des équations cinétiques que ce soit numériquement [14, 69] ou analytiquement [10, 21]. Notons que des expressions analytiques ont été obtenues principalement dans les microlasers et que celles-ci ne s'adaptent pas au cas des lasers à fibre que nous allons développer. Les grandeurs les plus étudiées dans la plupart des travaux sur le régime déclenché sont l'énergie des impulsions [29], la forme des impulsions [70, 71] ou encore leurs puissances crêtes et leurs durées [20]. Récemment un travail concernant un laser articulé autour d'une fibre dopée erbium et d'un absorbant

saturable à base de samarium [14] a particulièrement monopolisé notre attention puisqu'il stipulait qu'on pouvait obtenir des impulsions de durées très courtes et de puissances crêtes très importantes en choisissant astucieusement les propriétés spectroscopiques de l'absorbant saturable.

Les absorbants saturables semiconducteurs que nous utilisons ici sont des structures à multipuits quantiques InGaAs/InP conçues par épitaxies par jets moléculaires. Leurs importantes non-linéarités (différence de transmission optique importante entre régime non-saturé et régime non-saturé) en font des matériaux de choix pour une utilisation en tant qu'absorbant saturable. Il est possible de modifier certains paramètres de ces structures tels que la longueur d'onde de résonance ou l'absorption (saturable et résiduelle) puisque l'on contrôle la conception des multipuits quantiques (choix du matériau, du nombre de puits...) [12, 72–74]. De plus une méthode innovante basée sur le dopage fer [75] permet d'abaisser le temps de relaxation de la structure. Dans un premier temps, je détaillerai la structure des absorbants saturables que nous avons utilisé. Ensuite je présenterai les régimes déclenchés que nous avons pu obtenir avec ces matériaux. Des durées d'impulsions de l'ordre de la microseconde et des puissances de sortie de quelques centaines de microWatts ont été mesurées. Par ailleurs, des formes temporelles inhabituelles d'impulsions (front montant long et front descendant court) et une caractéristique de sortie non-linéaire de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe ont été observées. La suite du chapitre sera consacrée à la présentation du modèle simple qui a été développé pour décrire notre laser (en particulier l'allure des impulsions émises). Dans ce chapitre nous ne détaillerons que les caractéristiques du régime déclenché, la présentation de régimes où le verrouillage de modes est obtenu faisant l'objet des chapitres suivants.

2.2 L'absorption saturable dans les structures à multipuits quantiques

Nous allons tout d'abord décrire les caractéristiques d'absorption des structures semiconductrices à base de multipuits quantiques InGaAs/InP qui serviront d'absorbant saturable dans notre laser à fibre dopée erbium.

2.2.1 Absorption de la structure InGaAs/InP

Les hétérostructures dont nous disposons comme absorbant saturable (voir paragraphe 1.3.2.1.A) ont un confinement important et la différence de bande interdite de 0,7 eV entre les puits InGaAs et les barrières InP localise les porteurs dans les couches très minces d'InGaAs. Ceci exacerbe les effets quantiques et l'énergie de l'électron est alors quantifiée. Une représentation schématique de nos multipuits quantiques est donnée sur la figure (2.1).

Les absorbants saturables à semiconducteur présentent des structures énergétiques particulières dont un des points les plus remarquables est la présence de bandes d'énergie

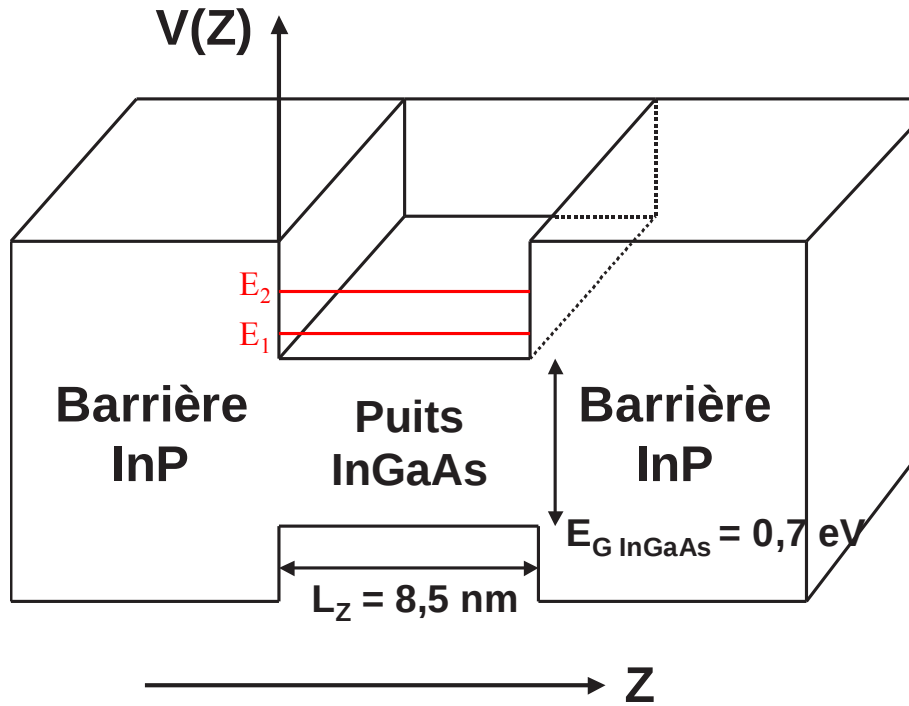


Figure 2.1 – Représentation schématique d'un puit quantique InGaAs.

interdites aux électrons dues à l'interaction entre les ondes électroniques et le potentiel périodique du cristal [76]. Traditionnellement on distingue la dernière bande de plus basse énergie contenant encore des électrons (appelée bande de valence) de la première bande de plus haute énergie et de ce fait pauvre en électrons (vide à 0K) appelée bande de conduction. La séparation entre ces bandes est appelée le gap.

L'absorption dans les multipuits quantiques est principalement due aux états excitoniques liés et au continuum d'états non-liés. Le continuum d'états non-liés représente toutes les transitions optiques possibles d'un état initial de la bande de valence vers un état final de la bande de conduction. La probabilité de transition est fournie par la règle d'or de Fermi. Lorsqu'un électron de la bande de valence est remplacé par un trou dans cette bande et un électron dans la bande de conduction, il se crée alors une interaction coulombienne appelée exciton. Cette attraction étant assez faible, elle se trouve exaltée en cas de forte localisation des porteurs comme dans les multipuits quantiques¹. Seuls les états du haut de la bande de valence et du bas de la bande conduction sont donc concernés. Les états excitoniques, schématisés sur le figure (2.2), gouvernent les effets d'absorption résonnante dans nos structures à multipuits quantiques près du gap.

En régime d'intense excitation lumineuse, la saturation de l'absorption excitonique est observée. Elle a été mesurée pour la première fois par Fox et al [77] en 1987. Cette saturation est d'autant plus importante que les porteurs sont confinés d'où l'importance de travailler avec des structures à degrés de libertés réduits comme les multipuits quantiques.

¹et donc d'avantage dans les fils ou îlots quantiques

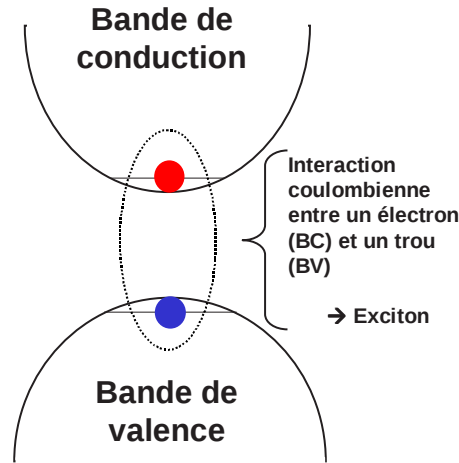


Figure 2.2 – Représentation schématique d'un exciton.

Théoriquement la description correcte des effets non-linéaires dans les semi-conducteurs nécessite l'utilisation de la théorie à N corps. Chemla et al [78] expliquent la saturation de l'absorption de la façon suivante : Lorsque l'on envoie une intensité incidente croissante, résonnante avec l'absorption excitonique, sur un échantillon à puits quantiques, on génère un nombre croissant de paires électrons-trous liés. La saturation de l'absorption correspond à une diminution du nombre d'états disponibles du fait du principe d'exclusion de Pauli. Si de plus, on prend en compte l'équilibre des densités d'excitons, d'électrons et de trous, on aboutit à la loi de saturation suivante :

$$\alpha(I) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_S}} \quad (2.1)$$

avec α l'absorption, I l'intensité lumineuse, α_0 l'absorption petits-signaux et I_S l'intensité de saturation. Cette équation est caractéristique des absorbants saturables.

D'autres effets non-linéaires peuvent se produire dans les absorbants saturables ainsi que dans le substrat comme l'absorption à 2 photons et l'absorption par porteurs libres. Cependant les puissances nécessaires à l'apparition de ces phénomènes sont bien plus importantes que les puissances crêtes fournies par nos impulsions et estimées à environ 600 kW/cm² [79,80] (soit une fluence intra-cavité de 600 mJ/cm² si l'on considère des impulsions de 1 μs de durée).

2.2.2 Réduction du temps de relaxation des structures

Le temps de relaxation de nos structures est un paramètre essentiel qui conditionne grandement le régime dans lequel va opérer le laser. Le temps de relaxation inter-bandes dans les semiconducteurs est typiquement de l'ordre de la nanoseconde. Cependant plusieurs méthodes peuvent être envisagées pour réduire le temps de réponse des multipuits quantiques. Ces méthodes ont toutes pour objectif d'introduire des centres de recombinaison "facilitant" la thermalisation des porteurs situés dans la bande de conduction vers la bande valence.

La première méthode possible est la croissance basse température par épitaxie par jets moléculaires. La croissance à basse température (360°C) de GaAs effectuée de manière non-stoechiométrique conduit à un excès d'As de 1% qui se retrouve sous forme de défauts ponctuels d'As en antisite III, c'est à dire qu'un atome d'arsenic prend la place d'un atome de gallium dans le réseau cristallin du matériau. La croissance à température standard révèle un temps de relaxation de 340 ps alors qu'un temps de relaxation de 0,9 ps est obtenu à une température de 310°C [81]. Cette méthode est donc parfaitement valable dans le cas du GaAs. Cependant le GaAs n'a aucune résonance excitonique à notre longueur d'onde de travail ($= 1,55 \mu\text{m}$) et donc ne peut être utilisé en tant qu'absorbant saturable dans notre laser. Des travaux similaires ont été réalisés avec des puits quantiques InGaAs/InAlAs [82] fonctionnant à $1,55 \mu\text{m}$. Cependant même une croissance à basse température de 200°C n'a pas permis d'obtenir un temps de relaxation plus court que 160 ps. La méthode de croissance à basse température est donc très efficace pour le GaAs mais se révèle inopérante pour des matériaux fonctionnant à $1,5 \mu\text{m}$. Notons que le dopage en ions Be accompagné de la croissance à basse température a permis d'atteindre des temps de réponse très courts de 230 fs pour les mêmes puits quantiques InGaAs/InAlAs [83].

La croissance par épitaxie assistée par un plasma He est une deuxième méthode possible. Contrairement au cas précédent la croissance s'effectue dans des conditions normales de température mais l'échantillon est soumis à un flux continu de plasma d'hélium qui induit des défauts de surface durant la croissance. Cette méthode accompagnée d'un dopage en Be (accepteur) crée des pièges libres à électrons (He^+) qui diminuent la durée de vie des électrons. Des temps de relaxation de 0,8 ps ont déjà été obtenus mais la concentration importante de Be ($= 6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$) entraîne que la transmission différentielle reste à un niveau positif non négligeable. Il en résulte une absorption linéaire plus importante et une profondeur de modulation moins élevée pénalisante dans le cadre d'utilisation de ces échantillons en tant qu'absorbant saturable dans une cavité laser à fibre.

Une autre technique est l'implantation et l'irradiation ioniques qui consistent à bombarder le matériau avec des ions légers ou lourds. Le dépôt d'ions dans le matériau va induire des ruptures localisées de la périodicité de la structure cristalline créant ainsi des défauts ponctuels dans le cas des ions légers et des défauts étendus dans le cas des ions lourds. On parle d'implantation lorsque l'ion bombardé n'a pas suffisamment d'énergie pour traverser la matière et d'irradiation dans le cas contraire. Cette méthode conduit à des résultats satisfaisants au niveau de la réduction du temps de relaxation puisqu'un temps de l'ordre de la picoseconde a été obtenu dans le cadre de multipuits quantiques InGaAs/InP [84]. Cependant à doses importantes de bombardement les propriétés optiques non-linéaires du matériau sont fortement affectées ce qui condamne cette méthode.

Enfin une méthode utilisée pour réduire le temps de relaxation de structures absorbantes saturables semiconductrices est le dopage fer. Ce sont des structures de ce type, réalisées à l'INSA Rennes, que nous avons utilisées pour réaliser des lasers à fibre impulsionnels. Cette technique de dopage fer est IN SITU, c'est à dire que le dopage a lieu pendant la

croissance de l'échantillon donc aucun post-traitement n'est nécessaire comme dans le cas du bombardement ionique. Le dopage fer n'engendre aucun défaut majeur dans le matériau contrairement aux méthodes précédemment décrites. Le fer est présent dans le matériau III-V en substitution de l'indium donc sous la forme d'ions Fe^{3+} à l'état neutre. Il introduit alors des niveaux d'énergie localisés de type accepteur proches du milieu de la bande interdite [85]. Lorsque des porteurs sont générés par excitation optique dans la bande de conduction ou sous l'état excitonique, le fer capture sous sa forme neutre (Fe^{3+}) un électron et se retrouve dans l'état Fe^{2+} . Ce dernier capture à son tour un trou et retourne à son état fondamental Fe^{3+} comme illustré sur la figure (2.3) [86]. Nous possédons 4 structures d'absorbant saturable dont les temps de relaxation sont de 4 ns, 110 ps, 8,3 ps et 2,7 ps correspondant respectivement à des dopages fer de 0, $3.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

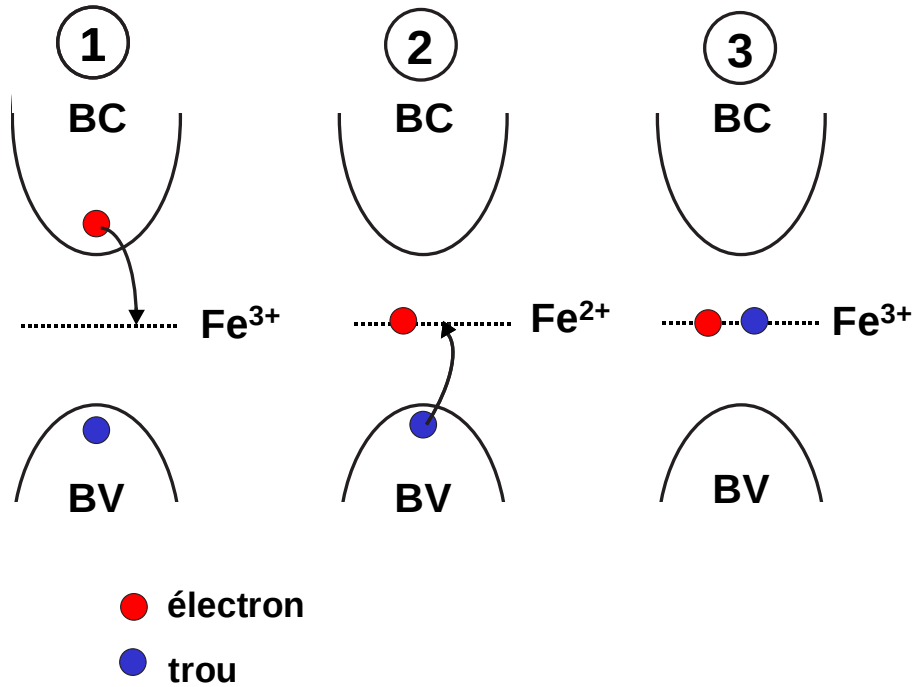


Figure 2.3 – Scénario de la capture des porteurs par le fer.

2.2.3 Caractérisations optiques

Dans le cadre d'utilisation de ces structures en tant qu'absorbant saturable, certaines propriétés optiques comme l'absorption linéaire et la dynamique de l'absorption non-linéaire sont d'une très grande importance. La spectroscopie infrarouge par transformée de Fourier (FTIR) permet d'accéder à la première propriété tandis que des mesures pompe-sonde dégénérées nous permettent d'accéder à la seconde.

2.2.3.1 Spectroscopie infrarouge par transformée de Fourier

La spectroscopie infrarouge par transformée de Fourier est une technique qui fournit l'absorption linéaire d'un échantillon avec une précision remarquable de 5 fm [75]. Le principe de fonctionnement est analogue à celui d'un interféromètre de Michelson. Une figure d'interférence est produite par deux faisceaux cohérents issus d'une même source de large bande (une lampe à filament de tungstène dans notre cas). L'interférogramme ainsi obtenu est la transformée de Fourier du spectre de la source convolué avec la réponse du détecteur. Il suffit de réaliser un second interférogramme en présence de l'échantillon pour déduire son spectre d'absorption. Un spectre d'absorption de nos échantillons est ainsi obtenu par FTIR et est représenté sur la figure (2.4). La densité optique (DO) est directement liée à la transmission (T) ainsi qu'à l'absorbance (A) telle que :

$$DO = \log_{10}\left(\frac{1}{T}\right) \quad \text{et} \quad A = \ln\left(\frac{1}{T}\right) \quad (2.2)$$

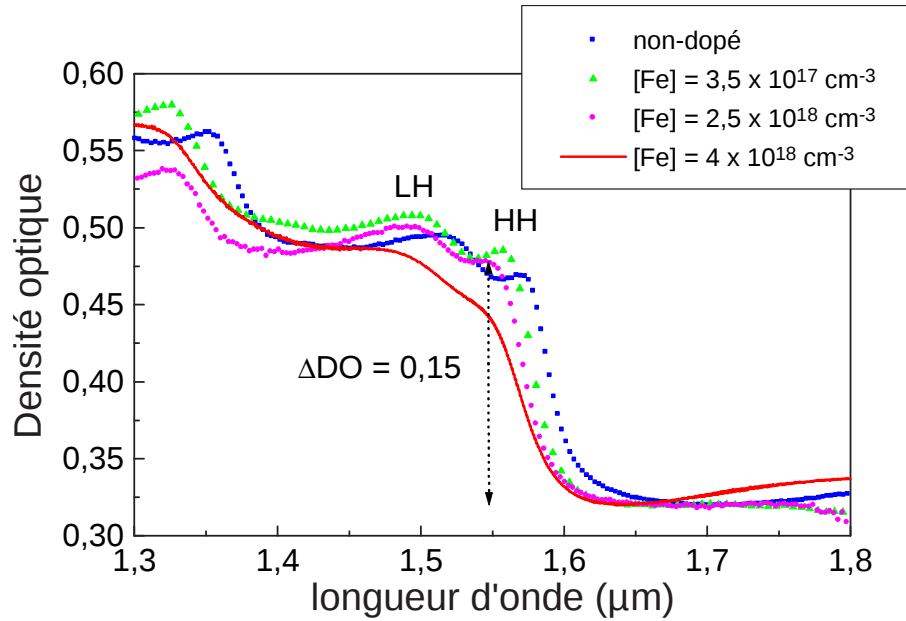


Figure 2.4 – Densité optique expérimentale d'échantillon en fonction du dopage fer (Mesures effectuées à l'INSA Rennes).

Ce spectre est une superposition des transitions interbandes ainsi que des résonances excitoniques. Au niveau de la transition excitonique *HH* (@1,55 μm), la variation de la densité optique $\Delta DO = 0,15$ (figure 2.4) correspondante à une variation d'absorbance $\Delta A = 0,35$ nous permet d'évaluer un coefficient d'absorption linéaire de $\alpha = 10300 \text{ cm}^{-1}$ pour l'échantillon ayant une concentration en fer égale à $2,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (équivalent à un temps de relaxation de 8,3 ps). Le tableau suivant (2.1) résume les différents coefficients d'absorption linéaires en fonction du dopage fer. Nous voyons qu'un dopage fer trop important détruit les effets excitoniques dans l'absorbant saturable.

Concentration (cm^{-3})	non-dopé	$3,5.10^{17}$	$2,5.10^{18}$	4.10^{18}
Temps de relaxation (ps)	4000	110	8,3	2,7
α (cm^{-1})	9700	10900	10300	8500

Tableau 2.1 – Absorption linéaire en fonction du temps de relaxation.

2.2.3.2 Mesures pompe-sonde avec impulsions femtosecondes

Un paramètre essentiel concernant les absorbants saturables est le temps de relaxation. Les mesures pompe-sonde [87] permettent de mesurer ce paramètre déterminant. Elles sont basées sur l'utilisation de deux faisceaux : un de forte intensité appelé pompe et un autre de faible intensité appelé sonde et retardé temporellement par rapport à la pompe. Le faisceau pompe est d'abord envoyé sur l'absorbant saturable et crée des excitons qui se dissocient en environ 200 fs générant ainsi des porteurs hors-équilibre dans les bandes. Le gaz d'électrons (les électrons et les trous) ainsi créé se thermalise et les porteurs se recombinent. Le faisceau de faible intensité (faisceau "sonde") vient sonder les phénomènes physiques engendrés par le faisceau "pompe". Bien évidemment il faut que le faisceau sonde soit court (de l'ordre de la centaine de femtosecondes) étant donné la rapidité des processus physiques mis en jeu. L'évolution temporelle de l'absorption permet de remonter au paramètre clef qu'est le temps de relaxation. La maîtrise nécessaire du temps de retard entre le faisceau pompe et sonde est obtenu avec une ligne à retard. La transmission différentielle normalisée de la sonde s'exprime de la manière suivante [88] :

$$\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{T(N) - T_0}{T_0} = e^{\Delta\alpha L} - 1 = \exp\left(\left(\frac{\alpha_{xd}}{1 + \frac{F_{xd,sat}}{F}} + \frac{\alpha_{xc}}{1 + \frac{F_{xc,sat}}{F}}\right).L\right) - 1 \quad (2.3)$$

avec $T(N)$ la transmission de la sonde en présence de la pompe et N la densité de porteurs injectés par les photons de la pompe. T_0 est la transmission de la sonde en absence de pompe et $\Delta\alpha = \alpha_0 - \alpha(N)$ est la différence entre l'absorption linéaire et non-linéaire. L correspond à la longueur de la zone absorbante. α_{xd} et α_{xc} sont respectivement les coefficients d'absorption non saturés des états discrets et du continuum. $F_{xd,sat}$ et $F_{xc,sat}$ sont respectivement les fluences de saturation des états discrets et des états continus.

La transmission différentielle normalisée de 4 échantillons correspondant à des dopages fer différents est représentée sur la figure (2.5).

Les temps de relaxation s'échelonnent de 7 ns pour la structure non dopée à 2,7 ps pour le dopage fer le plus important.

2.3 Réalisation d'un laser à fibre déclenché

2.3.1 Le dispositif expérimental

Le schéma du laser que nous avons réalisé est présenté sur la figure (2.6). Le milieu amplificateur du laser est une fibre faiblement dopée en ions erbium (350 ppm soit N_{Tlas}

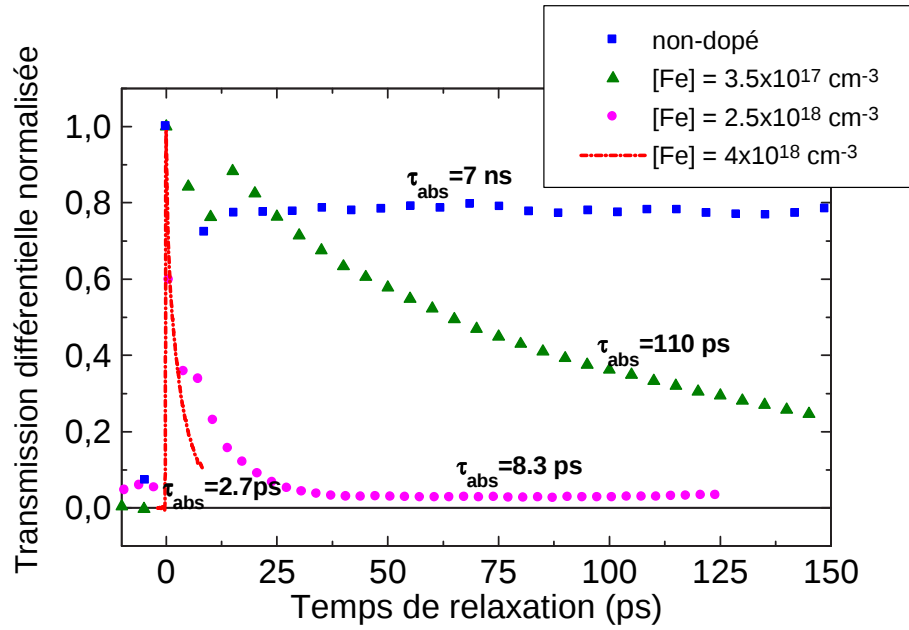


Figure 2.5 – Etude de l'effet du dopage fer par expériences pompe-sonde. Mesures effectuées à l'INSA Rennes.

$= 2,8 \cdot 10^{24}$ ions/ m^3) d'une longueur de 25,3 mètres. Le diamètre du coeur est de $2,9 \pm 0,2$ μm et le diamètre du mode transversal du champ évoluant dans la fibre est $4,0 \pm 0,5$ μm . La longueur d'onde de coupure est de $1,05 \pm 0,05$ μm donc le signal laser est spatialement monomode ce qui lui confère une grande qualité spatiale. Enfin la fibre a une ouverture numérique de $0,29 \pm 0,03$ et son coefficient d'absorption est 5 ± 1 dB/m à 1532 nm. La fibre erbium est pompée par une diode laser fonctionnant à 980 nm qui peut émettre une puissance maximale de 120 mW et qui est stabilisée en courant et en température par des drivers LFI 4505 et LI 3551 de chez Wavelength Electronics. Le signal de pompe est injecté dans la fibre dopée erbium via un multiplexeur 1550/980 nm. La longueur de la fibre dopée erbium est telle que le signal de pompe est totalement absorbé, aucun signal à 980 nm ne peut ainsi perturber le fonctionnement de l'absorbant saturable. La cavité est une cavité de type " Fabry-Pérot " composée d'un miroir or (M_1) fibré et d'un autre miroir or massif (M_2). Le couplage de sortie est assuré par un coupleur fibré 90/10 qui prélève 10% du signal de la cavité. Un réseau de Bragg ($\lambda_0 = 1550 \pm 5$ nm ; $R = 0,8$) a parfois été utilisé à la place du miroir or. 9,7 mètres de fibre standard ont permis d'achever la réalisation de l'ensemble de la cavité. La cavité est entièrement fibrée hormis une partie en espace libre pour pouvoir insérer l'absorbant saturable. Un objectif de microscope OM_1 (x20 ; ON : 0,40) collimate le faisceau. Deux objectifs de microscope OM_2 et OM_3 (x20 ; 0,35) traités anti-reflet ont été utilisés pour focaliser le signal laser sur l'absorbant saturable, les densités de puissance atteintes sont ainsi suffisantes pour le saturer. L'absorbant saturable est monté sur une platine de translation permettant de faire varier la position z (voir figure 2.6) et donc la densité d'énergie incidente sur le SESAT. De plus un système mécanique autorise à faire varier l'angle θ entre l'axe du

faisceau laser et celui de l'absorbant saturable. Par la suite, un angle minimal de 18 degrés a été imposé afin de filtrer les réflexions parasites. L'absorbant saturable étant constitué de matériaux semiconducteurs, et de par son utilisation à l'intérieur de la cavité, nous le désignerons souvent par l'abréviation SESAT (pour SEMiconductor Saturable Absorber in Transmission). Nous disposons de 4 structures différentes correspondant à des temps de relaxation de 4 ns, 110 ps, 8.3 ps et 2.7 ps.

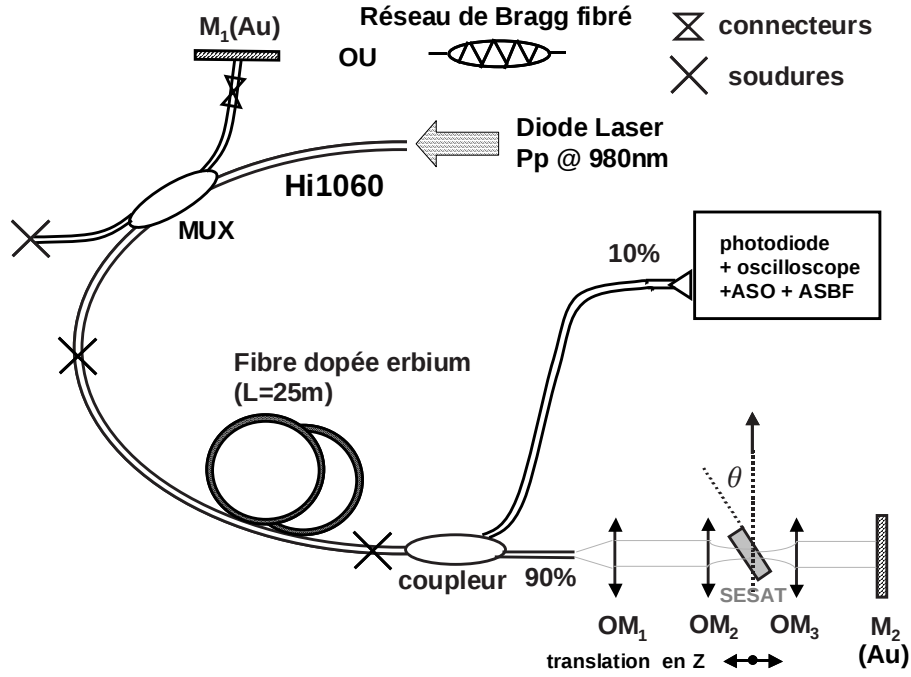


Figure 2.6 – Configuration expérimentale du laser à fibre dopée erbium fonctionnant en régime passivement déclenché.

2.3.2 Résultats

Parmi les différents absorbants saturables en notre possession, seules les deux structures au temps de réponse les plus longs (4 ns et 110 ps) ont pu engendrer un régime déclenché. Ceci est attribué en partie à une augmentation des pertes (par absorption linéaire) des échantillons les plus rapides qui sont aussi les plus dopés en fer. On peut aussi mettre en avant le fait que les temps de relaxation les plus courts correspondent aux absorbants les plus durs à saturer comme l'illustre la formule suivante (2.4) :

$$I_{sat} = \frac{h\nu}{\sigma_{AS}\tau_{AS}} \quad (2.4)$$

avec σ_{AS} : la section efficace d'absorption et τ_{AS} : le temps de relaxation.

Un laser fonctionnant avec un absorbant saturable peut se trouver dans 3 états différents. Il est éteint (état OFF) pour des valeurs nulles ou insuffisantes ($< W_{P,th1}$) du taux de pompage. En augmentant le pompage le laser passe par un état allumé et délivre un signal

continu (état ON continu). Une nouvelle augmentation du pompage se traduit généralement par le passage ($W_{P,th2}$) dans un état où le laser émet des impulsions lumineuses (état ON impulsionnel), c'est le régime qui a été principalement étudié dans ce chapitre. Enfin une augmentation du pompage au delà d'une certaine valeur ($W_{P,th3}$) mène à l'obtention d'un régime continu saturé (état ON continu).

Nous avons étudié les principales caractéristiques de sortie de notre laser en fonction de la puissance de pompe. Le seuil de démarrage de notre laser ($P_{P,th1}$) est environ 25 mW. Le fonctionnement en régime impulsionnel n'est atteint que pour des puissances de pompe supérieures à 42 mW ($P_{P,th2}$). Etant donné la modeste puissance de pompe maximale dont nous disposons, il n'a jamais été possible d'observer le régime continu correspondant à la saturation continue de l'absorbant saturable (paragraphe 2.4).

Une mesure expérimentale de l'évolution des seuils a été réalisée en fonction de la position de l'absorbant saturable autour du plan focal des objectifs de microscope (M_2 et M_3) et est présentée sur la figure (2.7). Le premier seuil (de démarrage) présente un minimum lorsque l'absorbant saturable est au plan focal des objectifs de microscope, il est alors d'environ 23 mW. En translatant l'absorbant saturable ($\pm z$), le seuil augmente jusqu'à une valeur d'environ 80 mW (obtenue pour un déplacement d'un millimètre). On remarque que la courbe est symétrique par rapport au plan focal. Le comportement du second seuil (apparition des impulsions) est similaire à celui du premier sauf que les puissances de pompe sont plus importantes. On peut néanmoins remarquer qu'il a été impossible d'obtenir un régime impulsionnel pour les valeurs importantes de Z pour lesquelles un fonctionnement continu était tout de même possible (figure 2.7). Le comportement parabolique pour la variation de ces seuils est lié à la variation du rayon du profil spatial du faisceau gaussien ($w(z)$) qui se formule de la façon suivante (équation 2.5) :

$$w^2(z) = w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_R^2} \right) \quad (2.5)$$

avec w_0 : le waist, z : la position de l'absorbant saturable et z_R : la distance de Rayleigh.

Le faisceau laser dans la cavité est le plus petit (spatialement) au niveau du plan focal des objectifs de microscope, il en résulte que la densité d'énergie est plus importante à cet endroit de la cavité. Il est donc normal qu'à cette position le seuil de démarrage soit plus faible puisque les pertes y sont plus faibles (le diamètre du faisceau est le plus petit à cette position donc le nombre de molécules d'absorbant saturable est le plus petit aussi). En translatant le SESAT, on augmente le nombre d'atomes d'absorbant vus par le faisceau, ce qui conduit à des pertes plus importantes et donc à un seuil plus élevé. En ce qui concerne l'impossibilité d'obtenir des impulsions à une position du SESAT trop écartée du plan focal, celle-ci est due à une densité d'énergie trop faible pour obtenir un blanchiment de l'absorbant mais néanmoins suffisante pour atteindre le seuil de démarrage.

La puissance optique de sortie est représentée sur la figure (2.8). Deux cas ont été traités. L'un sans absorbant saturable et l'autre avec.

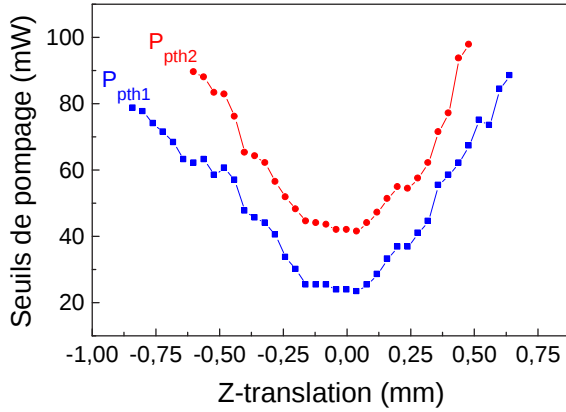


Figure 2.7 – Seuils du régime continu et du régime pulsé en fonction de la translation Z.

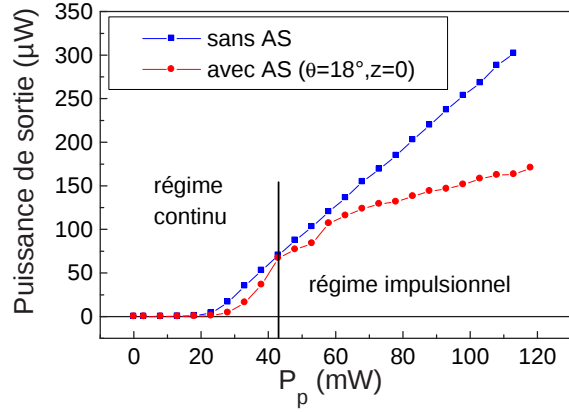


Figure 2.8 – Puissance de sortie en fonction du pompage avec et sans absorbant saturable.

Des puissances d'environ $300 \mu\text{W}$ ont été obtenues en régime continu à puissance de pompe maximale tandis qu'une puissance de $150 \mu\text{W}$ a été mesurée en régime impulsionnel pour une puissance de pompe équivalente. La puissance de sortie sans absorbant saturable est linéaire en fonction du pompage à partir du seuil de démarrage avec une pente de 0,3 % correspondant au rendement du laser. Ce rendement est assez faible car le couplage de sortie est peu élevé (10 % d'énergie extraite) de manière à garder beaucoup d'énergie dans la cavité lorsque l'absorbant saturable y sera inséré. Notons qu'une mauvaise soudure entre la fibre erbium et un tronçon de fibre monomode à 980 nm (injection du signal de pompe dans la fibre) engendre beaucoup de pertes. Les diamètres des coeurs de ces fibres étant assez différents, beaucoup d'énergie est perdue au niveau de cette soudure. Expérimentalement il a été constaté que la manipulation de cette soudure avait de fortes incidences sur le rendement du laser. Il a été vu dans la thèse de T. Chartier [89] que l'intensité de sortie pouvait se formuler de la façon suivante :

$$I^{out}(l) = \frac{1 - R_2}{1 + R_2} \left(\frac{\Lambda}{\Lambda^{th}} - 1 \right) \quad \text{et} \quad \Lambda^{th} = \frac{\alpha l}{1 - \exp(-\alpha l)} \left(1 - \frac{1}{2l} \ln R_2 \right) \quad (2.6)$$

avec I^{out} : l'intensité de sortie, l : la longueur de fibre erbium, R_2 : la réflectivité du miroir, Λ : le pompage, Λ^{th} : le seuil de démarrage, α : le coefficient d'absorption de la pompe.

Lorsqu'on trace l'intensité de sortie I_{out} (donnée par la formule 2.6) en fonction de R_2 , une lecture graphique permet de trouver le coefficient optimal R_2 maximisant la puissance de sortie. Dans notre cas le couplage optimal est évalué aux alentours de 3 %.

La puissance extraite dans le cas où le SESAT est inséré dans la cavité est moins importante du fait qu'une partie des photons est absorbée par l'absorbant. Un point important est la "cassure" de la pente obtenue dans le cas du régime continu avec absorbant saturable et celle obtenue en régime impulsionnel. Cette rupture de pente n'est pas expliquée à l'heure actuelle mais étant donné qu'elle intervient lorsque le laser passe en régime impulsionnel, on peut supposer qu'elle est due à un effet non-linéaire nécessitant la présence de puissances

crêtes élevées et donc survenant en présence d'impulsions lumineuses. On peut par exemple imaginer un effet d'autofocalisation ou de défocalisation se produisant dans l'absorbant saturable lorsque le laser fonctionne en régime impulsionnel et qui mènerait à une mauvaise réinjection du signal dans la fibre créant ainsi des pertes et une diminution de rendement.

La durée des impulsions est de l'ordre de la microseconde et est importante comparée aux durées habituellement rencontrées avec d'autres types de laser comme les lasers microchips [73]. La durée des impulsions en régime déclenché étant essentiellement déterminée par la durée de vie du champ dans la cavité, la longueur de cette dernière est donc un facteur augmentant directement la durée des impulsions. La présence d'impulsions de plusieurs microsecondes (cf figure 2.9)) n'est donc pas surprenante étant donné que notre cavité à une longueur optique ($n_{cav}L_{cav}$) d'environ 50 mètres. La figure (2.10) représente l'évolution du carré de la fréquence de répétition des impulsions en fonction de la puissance de pompe. L'évolution de cette dernière est linéaire comme cela a été démontré [68]. Un train d'impulsions de durées égales à $7 \mu s$ à une fréquence de répétition de 5 kHz est émis juste au dessus du seuil. A la puissance maximale de pompe disponible, la cadence est passée à 15 kHz et leurs durées à $1,2 \mu s$.

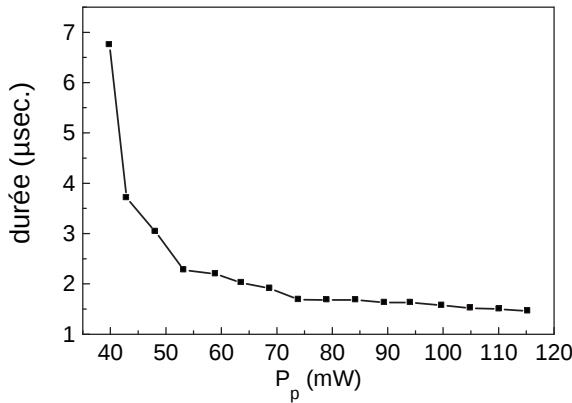


Figure 2.9 – Evolution de la durée des impulsions en fonction du pompage.

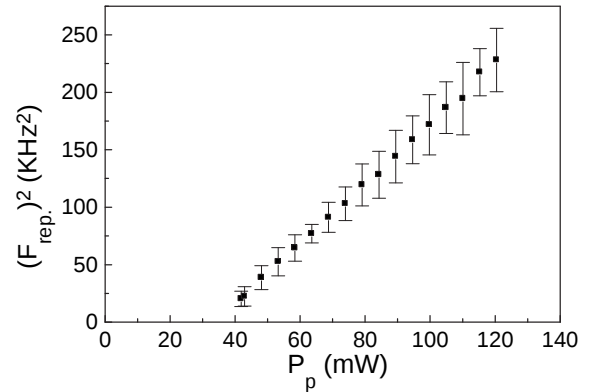


Figure 2.10 – Evolution du carré de la fréquence de répétition des impulsions en fonction du pompage.

Un des points notables de notre laser concerne la forme des impulsions émises qui sont représentées sur la figure (2.11).

Pour des puissances de pompe juste au dessus du seuil, le temps de montée des impulsions est beaucoup plus long que le temps de descente. Il en résulte une forme peu commune d'impulsion que nous appellerons "asymétrique-inversée" (AI). La forme asymétrique normale, correspondant à des temps de montée beaucoup plus courts que les temps de descente, a été plus fréquemment observée [14, 20, 70, 71, 73, 90]. Les impulsions AI ont déjà été observées dans la littérature [27, 91] mais les auteurs n'ont pas donné d'explications sur leur présence. Nos impulsions se symétrisent à fort pompage. Comme nous le montrerons dans la partie théorique de ce chapitre la présence de cette forme AI ne semble pas due à un

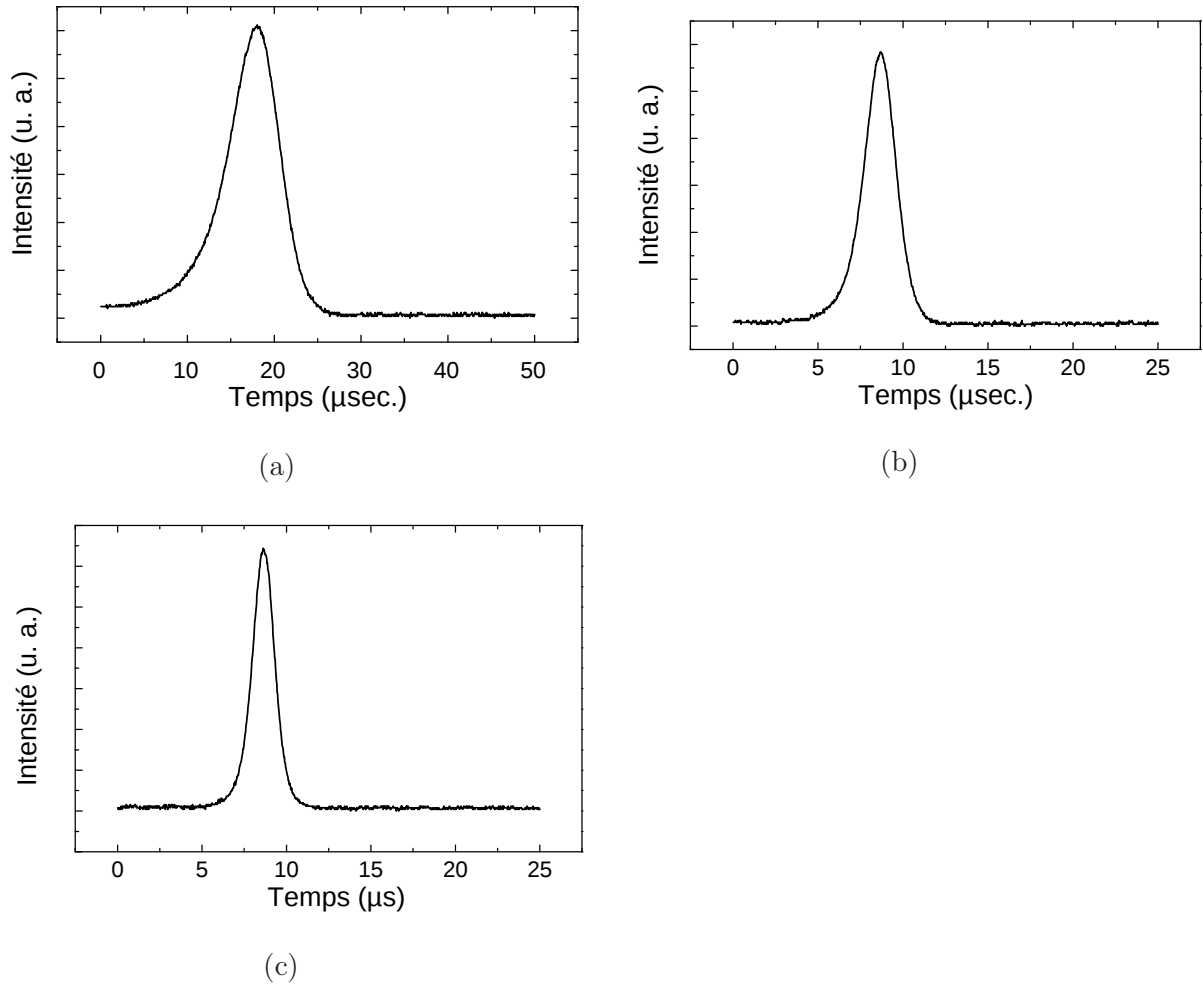


Figure 2.11 – Evolution de la forme des impulsions en fonction du pompage. (a) $P_P=40$ mW, (b) $P_P=55$ mW et (c) $P_P=110$ mW

élément particulier du laser (absorbant saturable, miroir...) mais plutôt à une conjonction de paramètres des différents éléments le constituant.

L'insertion d'un réseau de Bragg ($R = 80\%$) à la place du miroir doré M_1 permet d'imposer une longueur d'onde de fonctionnement au laser. Elle est de 1550 nm lorsque le laser fonctionne avec le miroir or fibré alors qu'elle est calée à environ 1558,5 nm avec le réseau de Bragg. Son insertion conduit à une diminution du seuil d'apparition du régime impulsionnel P_{pth2} jusqu'au seuil de démarrage (figure 2.12) et il vaut alors environ 27 mW. La nouvelle longueur d'onde de fonctionnement en présence du miroir à réseau de Bragg correspond plus aux longueurs d'onde d'absorption du pic excitonique (HH). L'absorbant saturable étant dans ce cas plus efficacement pompé, on peut estimer normal que le seuil du régime pulsé soit globalement plus bas. Comme indique la figure (2.12), la légère augmentation des valeurs de seuil du régime continu (4,5 %) entre le cas avec miroir or et avec réseau de Bragg est attribué aux pertes plus importantes du miroir à réseau de Bragg. On note aussi une diminution de la durée des impulsions, sans changement d'allure temporelle, en

présence du réseau de Bragg. Une longueur d'onde de fonctionnement plus adaptée assure une profondeur de modulation plus grande conduisant à des impulsions plus courtes [29].

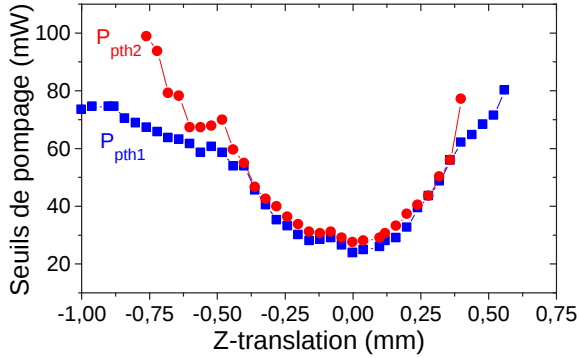


Figure 2.12 – Seuils de démarrage et de pulsation en fonction de la translation Z en présence du réseau de Bragg.

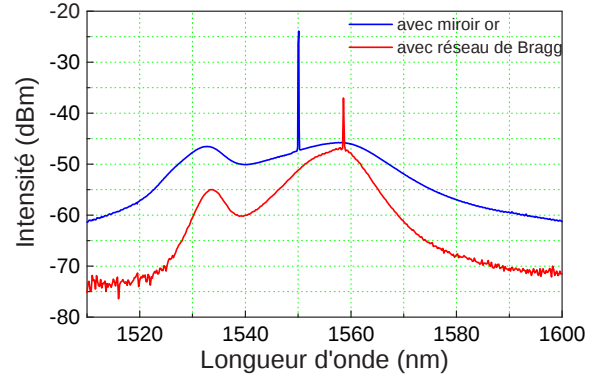


Figure 2.13 – Spectre optique du régime pulsé avec miroir or et avec réseau de Bragg.

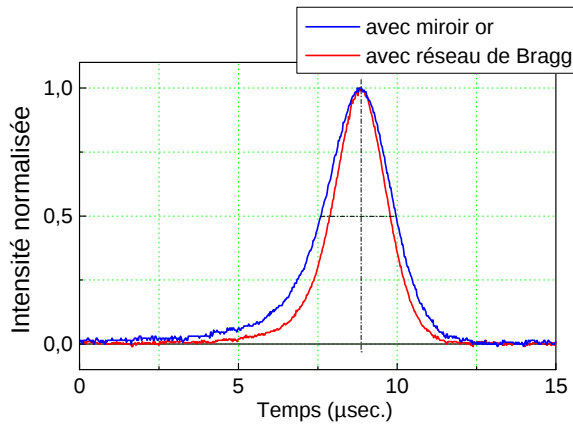


Figure 2.14 – Allure temporelle d'une impulsion Q-switch au second seuil avec miroir or / réseau de Bragg.

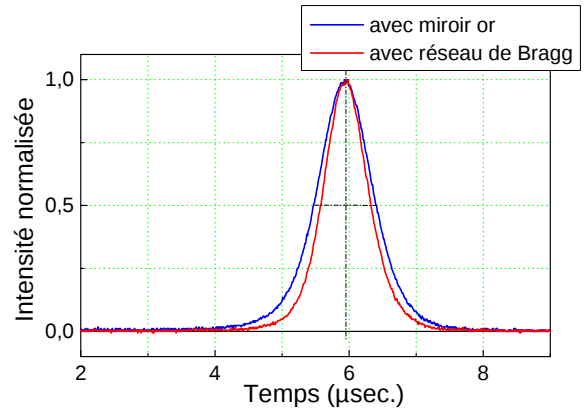


Figure 2.15 – Allure temporelle d'impulsion à trois fois le second seuil avec miroir or / réseau de Bragg.

2.4 Modélisation du régime déclenché

Nous avons entrepris un travail de modélisation. Cette étude est basée sur le modèle des équations cinétiques. Elle a permis une meilleure compréhension des caractéristiques de sortie du laser erbium passivement déclenché et d'envisager des améliorations concernant les régimes de fonctionnement.

2.4.1 Le modèle des équations cinétiques

Le modèle des équations cinétiques consiste à établir des équations décrivant l'évolution temporelle des grandeurs pertinentes de notre laser. Dans le cas de laser passivement dé-

clenché, trois grandeurs sont principalement étudiées : le nombre de photons à l'intérieur de la cavité laser donnant l'intensité, l'inversion de population du milieu amplificateur et l'inversion de population de l'absorbant saturable donnant la dynamique temporelle auto-pulsée [17, 92–96]. Pour établir ces équations nous faisons l'approximation de l'onde plane, c'est à dire que le profil du faisceau laser est uniforme transversalement. La deuxième hypothèse est la non-prise en compte des effets en longueur, nous ne tenons pas compte de l'inhomogénéité du pompage le long de la fibre erbium.

2.4.1.1 Equation de l'inversion de population du milieu à gain

Le milieu à gain de notre laser est une fibre dopée en ions erbium. La représentation couramment employée, s'appuyant sur des données spectroscopiques, pour ce milieu est un schéma énergétique à 3 niveaux illustré sur la figure (2.16).

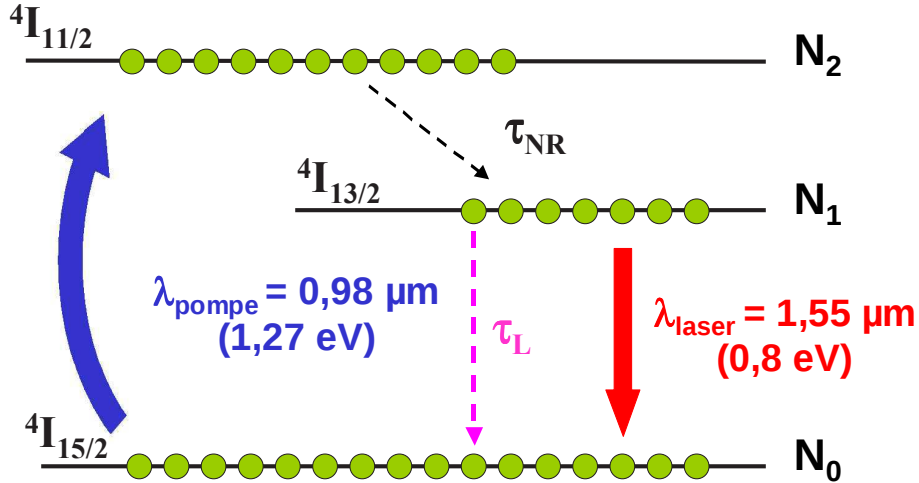


Figure 2.16 – Représentation schématique de la structure énergétique de l'ion erbium.

Le signal de pompe transfère les électrons présents sur le niveau le plus stable (N_0) au niveau excité N_2 . Les atomes relaxent ensuite très rapidement et non-radiativement sur le niveau N_1 . La transition entre le niveau N_1 et le niveau N_0 assure l'émission de photons à la longueur d'onde laser. Il s'agit à présent d'établir sur chaque niveau un bilan des électrons arrivant et sortant. Nous obtenons :

Pour le niveau N_0 , les atomes présents sur le niveau fondamental sont excités par le signal de pompe et dépeuplent le niveau N_0 pour le niveau N_2 . La transition de sens contraire peut se produire et les atomes présents sur le niveau N_2 peuvent se désexciter vers le fondamental par émission stimulée. Les photons laser désexcitent par émission stimulée les atomes du niveau N_1 ou peuplent ce dernier à partir du niveau N_0 par absorption. De plus les atomes présents sur le niveau N_1 se désexcitent librement sur le niveau fondamental par émission spontanée. En prenant des facteurs de dégénérescence égaux à l'unité, nous obtenons les

équations suivantes :

$$\frac{dN_0}{dt} = -W_p N_0 + W_p N_2 + W_L N_1 - W_L N_0 + \frac{N_1}{\tau_L} \quad (2.7)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_2}{\tau_{NR}} - W_L N_1 + W_L N_0 - \frac{N_1}{\tau_L} \quad (2.8)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{N_2}{\tau_{NR}} - W_p N_2 + W_p N_0 \quad (2.9)$$

avec :

N_i : le nombre d'atomes sur le niveau i .

τ_L : le temps de vie du niveau N_1 .

τ_{NR} : le temps de vie de la transition non-radiative du niveau N_2 vers le niveau N_1

$W_p = \sigma_P P_P \frac{(1 - \exp(-\sigma_P N_T L_{rod}))}{A h \nu_P}$: la cadence de pompage exprimé en s^{-1} avec σ_P la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompage (980 nm), P_P la puissance de pompe incidente, N_T la concentration totale d'erbium, L_{rod} la longueur du milieu amplificateur, A l'aire effective du mode laser, $h \nu_P$ l'énergie d'un photon pompe.

$W_L = c \sigma_L n_L$: la cadence des photons à la longueur d'onde laser exprimé en s^{-1} avec σ_L la section efficace d'émission à la longueur d'onde laser (1550 nm), n_L la densité de photon intra-cavité.

Opérons à présent à quelques simplifications pour isoler l'inversion de population ΔN ($= N_1 - N_0$).

Etant donné que le niveau N_2 a une très faible durée de vie, on peut dire que la variation du nombre d'atomes présents sur ce niveau est nulle pour une échelle de temps assez grande². On obtient donc une valeur stationnaire pour le nombre d'atomes présents sur le niveau N_2 :

$$\overline{N_2} = \frac{W_P}{W_P + \frac{1}{\tau_{NR}}} N_0 \quad (2.10)$$

Cette supposition engendre que l'on ne pourra pas étudier les variations des paramètres physiques aussi rapide que le temps de désexcitation du niveau N_2 qui est de l'ordre de la nanoseconde. En injectant l'équation 2.10 dans les équations (2.7) et (2.8), on obtient :

$$\frac{dN_0}{dt} = W_P \frac{W_P}{W_P + \frac{1}{\tau_{NR}}} N_0 + W_L N_1 - W_L N_0 + \frac{N_1}{\tau_L} - W_P N_0 \quad (2.11)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{1}{\tau_{NR}} \frac{W_P}{W_P + \frac{1}{\tau_{NR}}} N_0 - W_L N_1 + W_L N_0 - \frac{N_1}{\tau_L} \quad (2.12)$$

L'inversion de population ΔN ($= N_1 - N_0$) s'exprime donc :

$$\frac{d(N_1 - N_0)}{dt} = -2W_L(N_1 - N_0) - 2\frac{N_1}{\tau_L} + 2\frac{W_P N_0}{1 + W_P \tau_{NR}} \quad (2.13)$$

τ_{NR} étant très faible, on a $W_P \tau_{NR} \ll 1$. Tous les atomes sont sur les niveaux N_0 et N_1 pour les pompes raisonnables qui nous intéressent tel que :

$$N_0 + N_1 = N_T \quad (2.14)$$

²Cette approximation adiabatique se traduit mathématiquement par poser l'équation (2.9) égale à 0.

L'évolution de l'inversion de population dans un système à 3 niveaux peut donc s'exprimer de la façon suivante :

$$\frac{d\Delta N}{dt} = -(2W_L + \frac{1}{\tau_L} + W_P)\Delta N + N_T(W_P - \frac{1}{\tau_L}) \quad (2.15)$$

2.4.1.2 Equation de l'inversion de population de l'absorbant saturable

L'absorbant saturable semiconducteur a une structure énergétique de bandes [76]. Cependant nous allons décrire son comportement par un système à 2 niveaux (figure 2.17). Cette simplification a couramment été utilisée dans la littérature [29,93,97]. Un modèle plus adapté à l'étude des absorbants saturables semiconducteur sera présenté dans la suite du manuscrit.

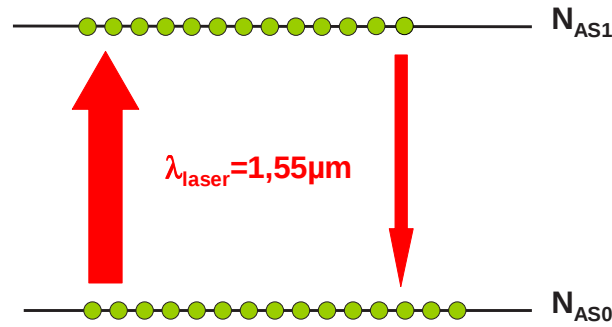


Figure 2.17 – Représentation schématique de la structure énergétique de l'absorbant saturable.

L'absorbant saturable est résonnant à la longueur d'onde laser, c'est à dire que l'écart énergétique entre les 2 niveaux N_{AS0} et N_{AS1} correspond à l'énergie d'un photon de longueur d'onde égale à $1,55 \mu m$. De ce fait, les photons lasers émis par la fibre erbium peuvent être absorbés et faire passer un électron du niveau N_{AS0} au niveau N_{AS1} mais ils peuvent aussi émettre un photon par émission stimulée accompagné par la désexcitation d'un électron du niveau N_{AS1} vers le niveau N_{AS0} . Les électrons présents sur le niveau N_{AS1} peuvent aussi se désexciter en émettant un photon avec un temps de relaxation τ_{AS} . On peut ainsi, de la même manière que l'on a défini l'inversion de population du milieu amplificateur, déterminer l'équation de l'inversion de population de l'absorbant saturable $\Delta N_{AS} = N_{AS1} - N_{AS0} =$
 $N_{AS0} - N_{AS1}$.

$$\frac{d\Delta N_{AS}}{dt} = -(2\frac{\sigma_{AS}}{\sigma_L}W_L + \frac{1}{\tau_{AS}})\Delta N_{AS} - \frac{N_{TAS}}{\tau_{AS}} \quad \text{avec} \quad N_{AS0} + N_{AS1} = N_{TAS} \quad (2.16)$$

avec σ_{AS} : la section efficace d'absorption de l'absorbant saturable et N_{TAS} : la concentration totale de l'absorbant saturable.

2.4.1.3 Détermination du nombre de photons à l'intérieur de la cavité

L'évolution du nombre de photons n_L dans la cavité est déterminé par l'équation (2.17) [92]. Les 4 termes composant cette équation représente respectivement l'émission stimulée

(ES), l'absorption de l'absorbant saturable (AS), les pertes linéaires de la cavité et les pertes par le miroir (M + PL) et enfin le terme $\varepsilon\Delta N$ qui permet de tenir compte des effets de l'émission spontanée. Nous reviendrons plus en détails sur ce terme dans le paragraphe (2.5.1).

$$\frac{dn_L}{dt} = \underbrace{[2\sigma_L L_{rod}\Delta N]}_{ES} + \underbrace{2\sigma_{AS} L_{AS}\Delta N_{AS}}_{AS} - \underbrace{(\ln(\frac{1}{R_1 R_2}) + Los)}_{M+PL} \frac{n_L}{t_{AR}} + \varepsilon\Delta N \quad (2.17)$$

avec le temps de vie du champ dans la cavité : $\tau_C = \frac{t_{AR}}{\ln(\frac{1}{R_1 R_2}) + Los}$

2.4.1.4 Conclusion

Notre laser passivement déclenché est décrit grâce à un système de 3 équations différentielles :

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta N}{dt} &= -(2W_L + \frac{1}{\tau_L} + W_P)\Delta N + N_T(W_P - \frac{1}{\tau_L}) \\ \frac{d\Delta N_{AS}}{dt} &= -(2\frac{\sigma_{AS}}{\sigma_L}W_L + \frac{1}{\tau_{AS}})\Delta N_{AS} - \frac{N_{TAS}}{\tau_{AS}} \\ \frac{dn_L}{dt} &= [2\sigma_L L_{rod}\Delta N + 2\sigma_{AS} L_{AS}\Delta N_{AS} - (\ln(\frac{1}{R_1 R_2}) + Los)] \frac{n_L}{t_{AR}} + \varepsilon\Delta N \end{aligned} \quad (2.18)$$

Ce système ne présente aucune solution analytique simple. Il est donc étudié numériquement par un programme FORTRAN. Pour ce faire, nous avons utilisé une technique numérique de type Runge-Kutta à pas adaptatif d'ordre 4 fournie par les bibliothèques IMSL.

2.4.2 Normalisation

La résolution numérique du système nécessite une normalisation des équations afin d'éviter des amplitudes relatives excessives sur les variables, conduisant naturellement à une augmentation des erreurs de troncature numérique du fait de la représentation de taille finie des nombres par un ordinateur. Nous avons utilisé ici la quantité de photons normalisée $Y_1 = c\sigma_L\tau_L n_L$, l'inversion de population normalisée $Y_2 = \frac{\Delta N}{N_T}$ et l'inversion de population de l'absorbant saturable normalisée $Y_3 = \frac{\Delta N_{AS}}{N_{TAS}}$.

2.4.3 L'analyse de stabilité

L'analyse de stabilité linéaire prédit la stabilité des états stationnaires du laser. Dans notre cas ces états stationnaires sont l'état OFF (laser éteint) et l'état ON continu (émission d'un signal continu). Nous allons donc pouvoir déduire dans quel régime opérera le laser en fonction du taux de pompage auquel il est soumis mais aussi en fonction des grandeurs caractéristiques. L'analyse de stabilité consiste à analyser la restabilisation d'une petite perturbation autour d'un état stationnaire. Elle va nous permettre d'obtenir $W_{p,th1}$, $W_{p,th2}$ et $W_{p,th3}$. Les différents calculs concernant ces seuils sont détaillés en annexe A. Notons tout

de même que si le premier seuil admet une expression analytique, les 2 autres sont déterminés numériquement même si une possibilité existe d'exprimer $W_{P,th2}$ analytiquement (annexe B).

La figure (2.18) présente un exemple de résultat prédit par l'analyse de stabilité. Nous avons tracé les seuils précédemment décrits en fonction de la concentration totale d'absorbant saturable. La courbe obtenue nous permet d'appréhender le comportement de notre laser. Le régime impulsionnel ne peut exister que pour des valeurs de concentration d'absorbant saturable comprises entre 2 limites : N_{TASmin} et N_{TASmax} . Il faut suffisamment d'absorbant saturable pour obtenir un régime déclenché, mais pas trop pour éviter trop de pertes. Une analyse approfondie montre que la limite minimale est à peu près donnée par [94,97] :

$$N_{TASmin} = \frac{1}{2\rho L_{AS}} \frac{t_{AR}}{\tau_{AS}} \frac{\sigma_L}{(\sigma_{AS})^2} \quad (2.19)$$

et la limite maximale est :

$$N_{TASmax} = \frac{2\sigma_L L_{rod} N_T - (\ln(\frac{1}{R_1 R_2}) + Los)}{2\sigma_{AS} L_{AS}} \quad (2.20)$$

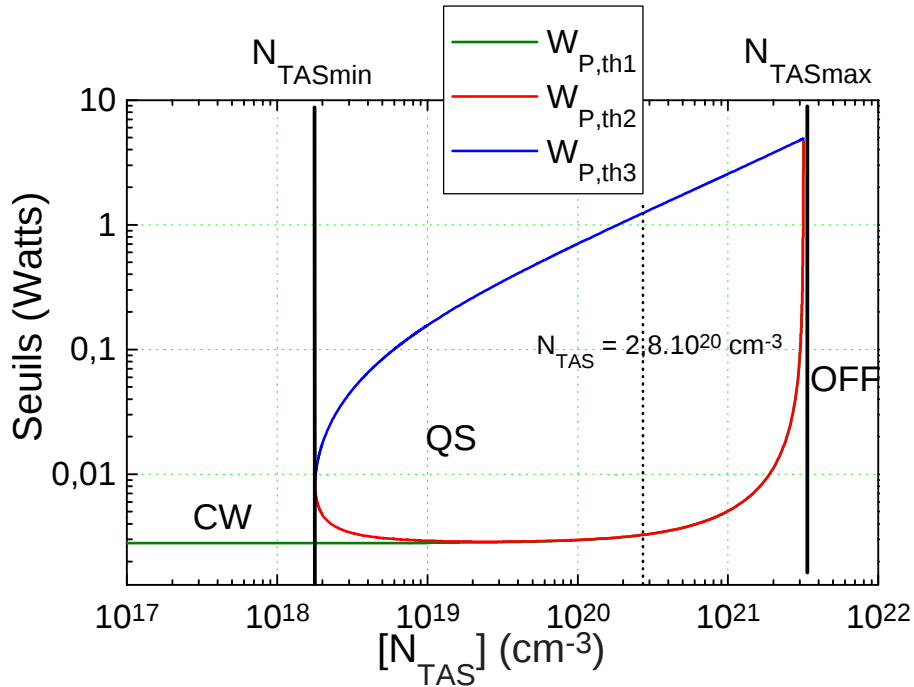


Figure 2.18 – Diagramme de stabilité de notre laser en fonction de la concentration totale d'absorbant saturable N_{TAS} . Les paramètres utilisés sont ceux qui sont explicités dans le texte.

2.4.4 Résultats

Nous allons à présent confronter nos résultats expérimentaux à ceux obtenus par la résolution numérique des équations différentielles modélisant notre laser. La difficulté est de retrouver certaines valeurs spectroscopiques associées à l'absorbant saturable semiconducteur, celles de la fibre erbium étant connues. Après avoir retrouvé les propriétés de notre laser par ajustement entre les courbes théoriques et expérimentales, nous pourrions envisager une optimisation de celui-ci.

La fibre erbium a une longueur de 25 mètres et une concentration d'environ $5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ d'ions erbium. La section efficace de l'erbium est évaluée à $0,5.10^{-20} \text{ cm}^2$ [98], le temps de relaxation est 11 ms [99], le rayon du mode du champ électrique est $2,75 \text{ }\mu\text{m}$ et la section efficace de la transition de pompage (@980 nm) est $2,2.10^{-21} \text{ cm}^2$ [98]. Les 40 puits quantiques d'InGaAs/InP ont une longueur de 380 nm et un temps de relaxation de 4 ns . Les valeurs possibles de la section efficace d'absorption et de la concentration des multipuits sont moins immédiates étant donné que nous avons réduit la structure énergétique en bandes du semiconducteur par un modèle à 2 niveaux. Cependant afin de trouver des paramètres cohérents nous allons nous servir des propriétés expérimentales du SESAT. Le SESAT présente une fluence de saturation $F_{sat} = 1,2 \text{ mJ/cm}^2$ (on a choisi de prendre environ la moitié de la fluence intra-cavité sachant que la densité de puissance crête des impulsions est évaluée à $P_{sat} = 300 \text{ kW/cm}^2$ et que les impulsions ont des durées d'environ $T_{sat} = 1,2 \text{ }\mu\text{s}$. On a $P_{sat} = F_{sat}/T_{sat}$), en considérant la formule de la fluence de saturation $F_{sat} = \frac{h\nu_L}{2\sigma_{AS}}$, on obtient $\sigma_{AS} = 5.10^{-17} \text{ cm}^2$. La mesure du coefficient d'absorption $\alpha = 15000 \text{ cm}^{-1}$ nous donne directement la valeur de la concentration N_{TAS} puisque $\alpha = \sigma_{AS}N_{TAS}$. On obtient $N_{TAS} = 2,8.10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Les deux miroirs situés aux extrémités sont totalement réfléchissant donc $R_1 = R_2 = 1$. La longueur d'air dans la cavité est 15 mètres et les pertes (paramètres Los sans dimension du système 2.17) sont estimées à 1,5 et sont déduites de la méthode de Koechner [100] qui consiste à mesurer le seuil laser en fonction de la transmission d'une densité neutre intra-cavité insérée en face du miroir M_2 . Les pertes sont extrapolées linéairement à partir des points expérimentaux de la courbe (2.19) selon la formule suivante :

$$P_{P,th1} = A(\alpha_S - \frac{\ln(R_1 R_2 T^2 P_l)}{2d}) \quad (2.21)$$

avec A : caractéristique du matériau (W.m), α_S : les pertes linéaires (m^{-1}), R_1 et R_2 : les coefficients de réflexion des miroirs, T : la transmission de la densité neutre, P_l : les pertes linéaires et d : la longueur de la cavité (m).

Les pertes linéaires de la cavité sont donc mesurées à 1,4.

Quelques caractéristiques de sortie de notre laser, calculées dans les conditions expérimentales, sont représentées sur les figures (2.21), (2.22) et (2.23). Notre modèle prédit des durées d'impulsions comprises entre $4 \text{ }\mu\text{s}$ au seuil et environ $1 \text{ }\mu\text{s}$ à 120 mW de pompage. Sur la gamme des puissances de pompe expérimentalement disponibles le taux de répétition varie de 500 Hz à 28 kHz . Ces mesures sont qualitativement cohérentes (à défaut d'être

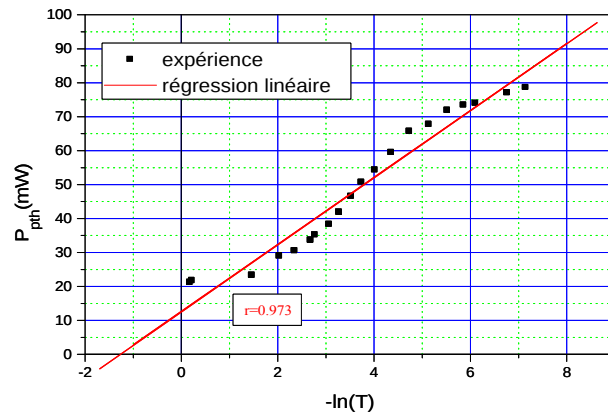
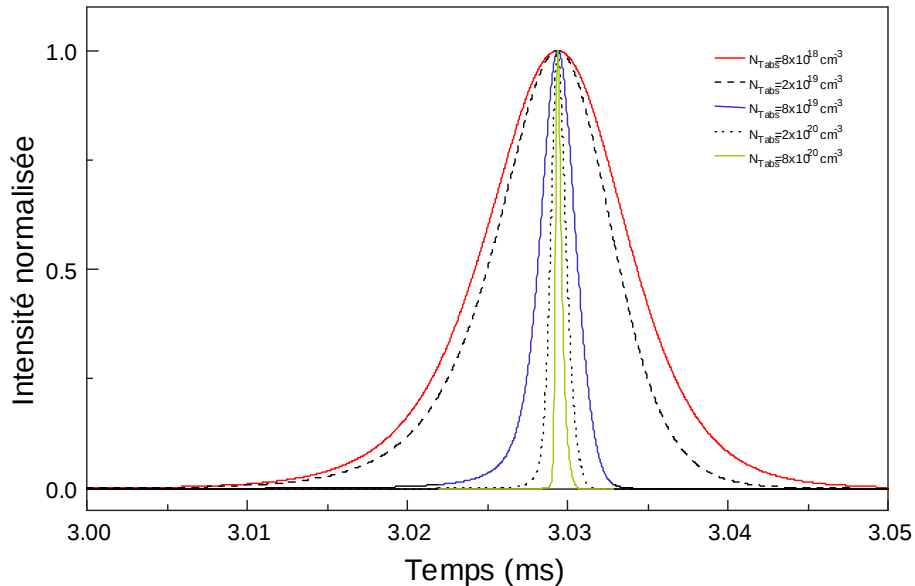


Figure 2.19 – Seuil de la cavité laser en fonction du logarithme de la transmission.

ajustables quantitativement) puisque les durées d'impulsions mesurées diminuent fortement à partir du seuil jusqu'à une valeur de saturation mesurée à $1,2 \mu\text{s}$ pour les grandes valeurs de pompage et que les fréquences de répétition expérimentales s'échelonnent de 3 kHz à 15 kHz (figures 2.10). Cependant les seuils simulés sont différents des observations puisque le seuil de démarrage théorique est calculé à environ 3 mW alors que le seuil mesuré est de 20 mW. Un point important est que notre modèle reproduit clairement des impulsions aux formes asymétriques inversées à bas pompage se symétrisant à pompage plus élevé comme illustré sur la figure (2.23). De la même manière que nous avons fait pour la figure (2.23), nous avons tracé l'évolution de la forme des impulsions en fonction de la concentration d'absorbant saturable (figure 2.20).


 Figure 2.20 – Evolution théorique de la forme des impulsions en fonction de N_{TAS} avec $\varepsilon=10^{-6}$.

On voit qu'il existe une concentration d'absorbant saturable optimale ($N_{TAS} = 8 \times 10^{19}$

cm^{-3}) qui rend la forme des impulsions asymétriques inversées. La puissance moyenne de sortie est la grandeur la moins bien décrite par notre modèle puisqu'aucune saturation de la puissance délivrée n'est observée alors qu'expérimentalement on assiste à une nette diminution du rendement en régime impulsif (figure 2.8).

Les différences entre les prédictions des équations cinétiques et les observations expérimentales peuvent avoir plusieurs sources. Premièrement une modélisation plus précise du milieu à gain pourrait être envisagée en tenant compte de la variation du profil du gain et du pompage dans le sens longitudinal de la fibre puisqu'aucune inhomogénéité de ces derniers paramètres n'est prise en compte dans notre modèle des équations-bilan. Ces inhomogénéités sont d'autant plus importantes que nous nous trouvons dans le cas d'un laser à longue cavité. De plus une prise en compte des effets transverses dans l'absorbant saturable permettrait certainement d'améliorer les prédictions de notre modèle [26]. Une autre étape serait la prise en compte de l'absorption réelle de l'absorbant saturable dont la structure énergétique a simplement été réduite à un modèle à deux niveaux. Le point-clé de notre configuration étant la présence d'impulsions aux formes particulières correctement reproduites par notre modèle, nous avons choisi de conclure notre travail de modélisation sur ces résultats.

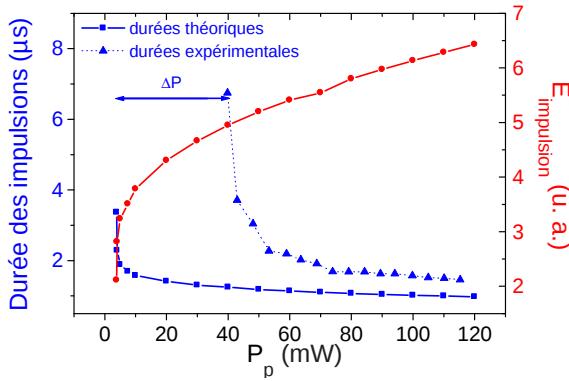


Figure 2.21 – Evolution théorique et expérimentale de la durée et de l'énergie par impulsion en fonction du pompage.

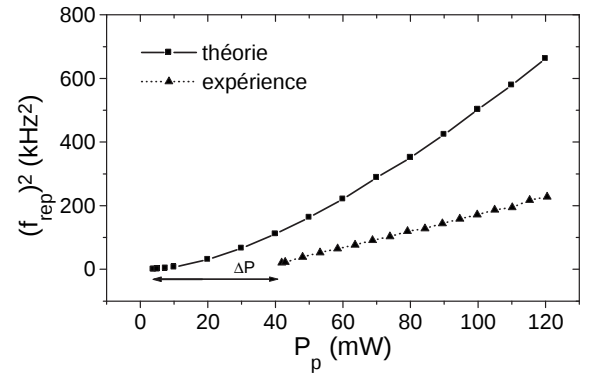


Figure 2.22 – Evolution théorique et expérimentale du carré de la fréquence de répétition en fonction du pompage.

2.5 Optimisation de laser passivement déclenché

Dans les sources lasers pulsées, certaines caractéristiques comme la durée des impulsions ou leur énergie sont des grandeurs particulièrement importantes. Nous allons donc profiter de notre modèle pour donner des voies concernant l'optimisation de notre laser à fibre plus particulièrement en ce qui concerne l'énergie des impulsions. Cette étude a démarré dans le contexte d'une publication proclamant des résultats spectaculaires concernant l'optimisation de laser à fibre fonctionnant avec absorbant saturable [14]. Nous allons donc rappeler les résultats de Luo et chu puis nous proposerons des perspectives concernant l'optimisation de notre laser.

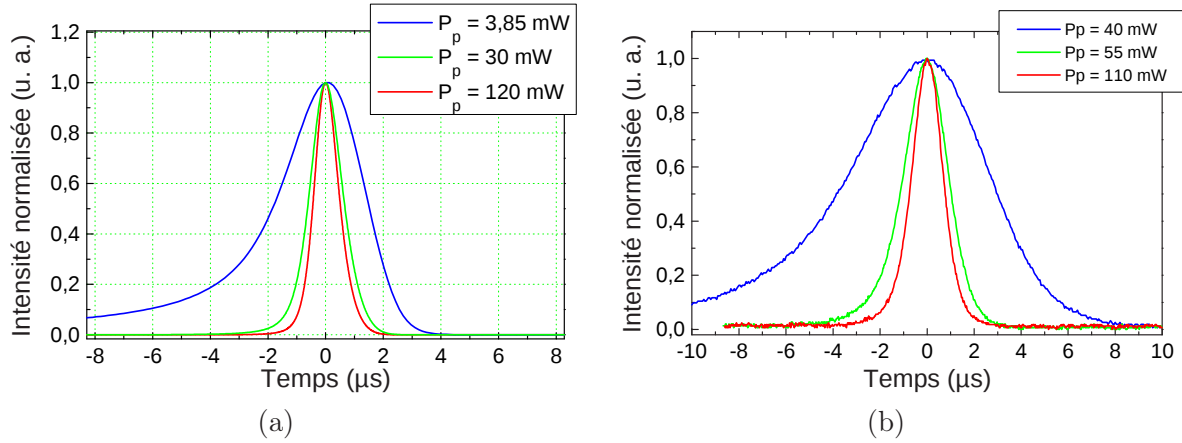


Figure 2.23 – Evolution théorique (a) et expérimentale (b) de la forme des impulsions en fonction du pompage avec $\varepsilon=10^{-6}$.

2.5.1 Les prévisions de Luo et Chu

Des études concernant l'optimisation du régime passivement déclenché d'un laser erbium à fibre ont été réalisées par Luo et Chu [14]. Elles ont montré qu'il existait 2 régimes impulsionnels différents. Un premier régime où les impulsions sont de courtes durées et les puissances crêtes sont très élevées et un second régime où les impulsions ont des durées 2 ordres de grandeurs plus importantes et des puissances crêtes 4 ordres de grandeurs plus faibles. D'après Luo et Chu, le passage d'un régime à l'autre étant simplement assuré par le choix judicieux d'un paramètre (C_{AL}) qui est égal au rapport de la section efficace de l'absorbant saturable sur celle du milieu à gain :

$$C_{AL} = \frac{\sigma_{AS}}{\sigma_L} \quad (2.22)$$

Luo et Chu ont démontré que le choix de matériaux pour lesquels $C_{AL} > 21,9$ permettait l'obtention d'impulsions de durées d'environ 10 ns et des amplitudes de $4 \cdot 10^6$ (unité arbitraire) tandis qu'avec un paramètre $C_{AL} < 21,9$, des impulsions de $0,4 \mu s$ et des puissances crêtes de 500 seraient obtenus. Devant ce résultat spectaculaire, nous avons donc étudié plus en détail le système d'équations utilisé par Luo et Chu.

Le système d'équations servant à décrire le laser erbium de Luo et Chu est issu d'une normalisation des équations différentielles proposées par Siegmann pour modéliser les lasers à 3 niveaux [32]. Trois équations différentielles sont utilisées pour modéliser respectivement l'intensité laser (I_L), l'inversion de population du milieu laser (D_L) et celle de l'absorbant saturable (D_A) :

$$\begin{aligned}
\frac{dI_L}{d\tau} &= -KI_L + G_L I_L D_L + G_A I_L D_A \\
\frac{dD_L}{d\tau} &= -(1 + I_P + I_L)D_L + I_P - 1 \\
\frac{dD_A}{d\tau} &= -\gamma_A(D_A + 1) - C_{AL} I_L D_A
\end{aligned} \tag{2.23}$$

Notons que ce système d'équations est rigoureusement identique au notre. L'équivalence entre les paramètres de Luo et Chu et nos paramètres est donnée dans le tableau suivant (2.2) :

Luo et Chu	Nos notations	Luo et Chu	Nos notations
I_L	$2c\sigma_L\tau_L n_L$	K	$\frac{\tau_L}{t_{AR}} \ln(1/R_1 R_2)$
D_L	$\frac{\Delta N}{N_T}$	τ	$\frac{t}{\tau_L}$
D_A	$\frac{\Delta N_{AS}}{N_{TAS}}$	I_P	$W_P \tau_L$
G_L	$2\sigma_L L_{rod} N_T \frac{\tau_L}{t_{AR}}$	γ_A	$\frac{\tau_L}{\tau_{AS}}$
G_A	$2\sigma_{AS} L_{AS} N_{TAS} \frac{\tau_L}{t_{AR}}$	C_{AL}	$\frac{\sigma_{AS}}{\sigma_L}$

Tableau 2.2 – Puissance moyenne en fonction de la longueur d'onde de fonctionnement.

Afin de valider les résultats prédits, nous avons intégré le système d'équations précédent à l'aide d'un schéma Runge-Kutta. Les paramètres spectroscopiques choisis sont les suivants : $\tau = 10$ ms, $G_L = 3.10^7$, $G_A = 9.10^6$, $K = 10^6$, $\gamma_A = 4.10^6$, $C_{AL} = 0,9$ et $I_P = 5I_{P_{th}}$. Ces paramètres sont ceux de la référence [14] sauf pour le paramètre C_{AL} qui n'est pas clairement explicité. Nous avons donc choisi C_{AL} de telle manière que nos résultats correspondent au mieux aux résultats présentés sur la figure 8 de la référence [14]. Les résultats que nous obtenons sont représentés sur les figures (2.24) et (2.25) et ont été obtenus après un calcul de quelques heures sur un PC dont la fréquence d'horloge est 1,6 GHz. Dans une première partie du calcul ($t < 5$ ms) (le zoom est sur cette partie du signal est présenté sur la figure), on peut supposer qu'un régime d'impulsions peu énergétiques ($I_L < 600$) est stable. Cependant pour des temps d'intégration plus grands, un régime d'impulsions géantes ($I_L \approx 10^6$) apparaît. Le temps séparant deux impulsions géantes n'étant pas constant, nous sommes manifestement confrontés à l'apparition d'un long régime transitoire précédant le cycle limite.

Cet exemple illustre les difficultés rencontrées lors de l'intégration des équations-bilan, notamment dans le cadre de laser dont le milieu amplificateur a un temps de relaxation important. Des problèmes similaires ont été rencontrés dans le cadre de travaux concernant la bistabilité et le comportement chaotique d'un laser [101] et sur la génération des oscillations de relaxation dans un laser à fibre dopée néodyme [102]. Par ailleurs, il a été démontré dans la référence [103] que la prise en compte de l'émission spontanée est nécessaire pour modéliser un laser néodyme passivement déclenché. De plus l'ajout de cet effet diminue considérablement le temps de calcul qui passe de quelques heures à quelques minutes.

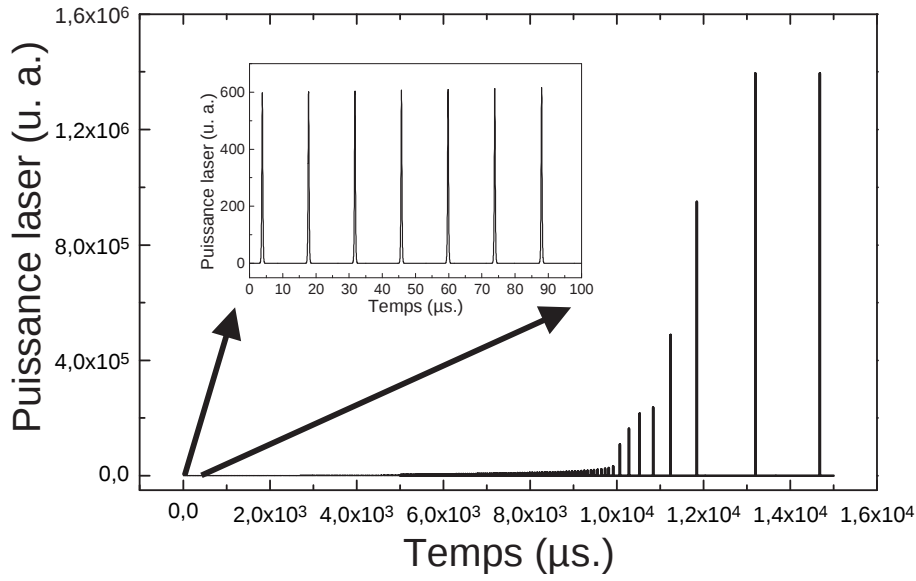


Figure 2.24 – Intensité calculée avec le système d'équation de Luo et Chu avec les paramètres $\tau_2 = 10$:

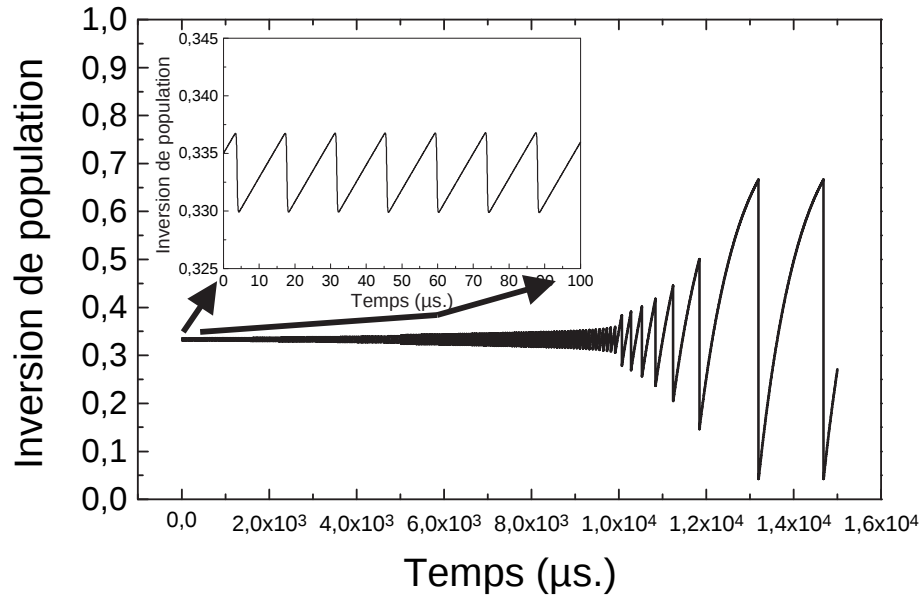


Figure 2.25 – Inversion de population calculée avec le système d'équation de Luo et Chu avec les paramètres $\tau_2 = 10$ ms, $K = 10^6$, $G_L = 3.10^7$, $G_A = 9.10^6$, $\gamma_A = 4.10^6$, $C_{AL} = 0,9$ et $I_P = 5I_{Pth}$.

Afin de résoudre ce problème nous avons ajouté le terme εD_L dans l'équation de l'intensité (équation 1 du système 2.23) afin de prendre en compte l'émission spontanée qui est présente dans tout type de laser mais particulièrement dans les lasers à fibre où la lumière est guidée. Nous avons fixé la constante $\varepsilon = 10^{-6}$ et nous avons effectué une intégration du système avec les mêmes paramètres que précédemment. Nous avons obtenu cette fois-ci un régime impulsionnel très stable représenté sur la figure (2.26.a) dont les puissances crêtes

sont de l'ordre de 500 ua, conformément aux prédictions de Luo et Chu. Notons que la valeur de ε est difficile à évaluer. Elle dépend du temps de relaxation du niveau excité ($\tau_L = 11$ ms) et de l'angle solide pour lequel le photon émis par émission spontanée va être guidé dans la cavité (pour une fibre, on peut estimer que la proportion de photons émis par émission spontanée et qui sont guidés géométriquement est égale au rapport $\frac{i}{90}$ avec $i = \arcsin(ON)$: le demi-angle d'acceptance évalué à 16° dans notre cas. On a donc $\frac{i}{90} \approx 0,17$). Nous avons choisi $\varepsilon = 10^{-6}$ sachant que nous avons testé des valeurs telles que $10^{-12} < \varepsilon < 10^{-1}$ et que le régime obtenu était environ identique quel que soit la valeur de ε . Notons que l'importance de ce paramètre sur l'établissement d'un régime déclenché a déjà pu être soulignée avec un laser $Nd : YVO_4$ [104]. Toutefois la détermination exacte de ce paramètre s'avère très difficile. Dans le cas précédemment cité, il put être évalué de manière empirique par ajustement de simulations et de courbes expérimentales.

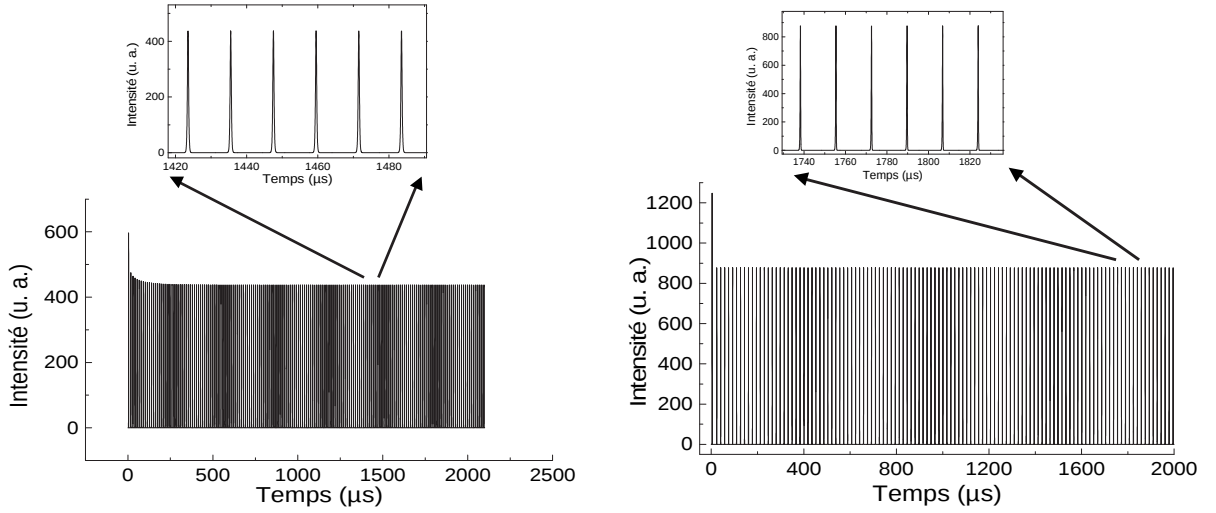


Figure 2.26 – Intensité calculée avec le système d'équation de Luo et Chu avec les paramètres $\tau_2 = 10$ ms, $K = 10^6$, $G_L = 3.10^7$, $G_A = 9.10^6$, $\gamma_A = 4.10^6$ et $I_P = 5I_{Pth}$ en prenant en compte l'émission spontanée pour $C_{AL} = 0,9$ et $C_{AL} = 30$.

Dans un premier temps nous retrouvons donc les résultats obtenus précédemment avec $C_{AL} = 0,9$. La dernière étape pour vérifier l'existence d'un régime d'impulsions de fortes puissances crêtes et de faibles durées est d'utiliser le nouveau système d'équations et de faire un calcul avec $C_{AL} = 30$ (les autres paramètres étant constants). Un régime d'impulsions plus énergétiques est obtenu. Cependant un simple rapport 2 est observé pour les puissances crêtes obtenus avec $C_{AL} = 0,9$ et $C_{AL} = 30$ (figure 2.26.b), alors que les prédictions de Luo et Chu faisaient état d'un rapport 10^4 . Nous avons étudié l'évolution des caractéristiques de sortie du laser (principalement la durée et la puissance crête des impulsions) en fonction du paramètre C_{AL} . Nous avons montré que la puissance crête des impulsions était d'autant plus élevée que le paramètre C_{AL} était grand. Il semble donc que les prévisions de Luo et Chu soient dues à une mauvaise interprétation de résultats numériques plutôt qu'à une réelle modification physique du comportement du laser. Nous ne pouvons donc pas nous baser sur

ces résultats pour obtenir, expérimentalement, des impulsions beaucoup plus énergétiques.

2.5.2 Optimisation de notre configuration

Un des paramètres essentiels des lasers passivement déclenchés est l'énergie par impulsion ($E_{impulsion} = \frac{\text{puissance de sortie}}{\text{fréquence de répétition}}$) et beaucoup d'études y sont consacrées [29, 30, 73, 92, 105]. Nous allons utiliser notre modèle des équations cinétiques, qui a permis la description des principales tendances observées dans notre expérience, afin d'optimiser ce paramètre.

Un des avantages des multipuits quantiques est qu'ils permettent de réaliser des absorbants saturables "ajustables". En effet les propriétés optiques de ces structures dépendent de paramètres contrôlables durant la conception de la structure comme le nombre de puits ou la largeur du puit. Nous allons essayer d'optimiser notre laser en modifiant un paramètre des multipuits quantiques : la longueur L_{AS} . Les valeurs des autres grandeurs physiques sont ($N_T = 5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma_L = 0,5.10^{-20} \text{ cm}^2$, $\tau_L = 11 \text{ ns}$, $L_{rod} = 25 \text{ m}$, $\sigma_P = 0,22.10^{-20} \text{ cm}^2$, $r_{mod} = 2,75 \text{ } \mu\text{m}$, $\sigma_{AS} = 5.10^{-17} \text{ cm}^2$, $\tau_{AS} = 4 \text{ ns}$, $Los = 1,5$, $R_1 = 1$ et $R_2 = 0,81$). La variation de longueur de l'absorbant saturable correspond expérimentalement à l'ajout de puits quantiques InGaAs de même taille que ceux déjà en place. Les longueurs d'absorbant saturable permettant un régime impulsionnel sont déterminés grâce à l'analyse de stabilité. Le panel des longueurs d'absorbant saturable possibles est notamment observable sur la figure (2.27). Les figures (A.1) et (A.2) permettent d'observer les modifications de ce panel lorsque les paramètres du laser changent (annexe A). Pour les paramètres du laser fixé, nous avons choisi de fixer la puissance de pompe à 100 mW, c'est à dire proche du maximum délivré par notre diode laser de pompe au laboratoire.

On remarque, sur les figures (2.28) et (2.29), que les durées d'impulsions les plus courtes et que l'énergie par impulsion la plus élevée sont atteintes pour les longueurs les plus importantes. Une intégration des équations cinétiques dont les résultats concernant l'inversion de population du milieu à gain et celle de l'absorbant saturable sont présentés sur la figure (2.30), montre que dans notre laser, l'absorbant sature avant le gain puisque la différence de population normalisée de l'AS passe de -1 (valeur minimale) à 0 (valeur maximale) tandis que celle du gain évolue entre $0,08$ (valeur minimale possible = 0) et $0,225$ (valeur maximale possible = 1). L'augmentation de L_{AS} autorise donc une inversion de population plus conséquente pour l'AS conduisant à une modulation du milieu à gain plus importante et donc à une augmentation du nombre de photons créés. L'énergie par impulsion est donc plus grande.

En revanche la puissance moyenne de sortie et les fréquences de répétition sont plus avantageuses dans le cas des faibles longueurs d'absorbant saturable. En augmentant la longueur de l'absorbant saturable, on augmente les pertes du laser donc à pompage équivalent, la puissance moyenne de sortie est plus faible. En ce qui concerne la fréquence de répétition, le taux de répétition ($= \frac{1}{\text{fréquence de répétition}}$) correspond au temps entre 2 périodes de saturation de l'absorbant saturable, ce temps est d'autant plus long que l'absorbant est

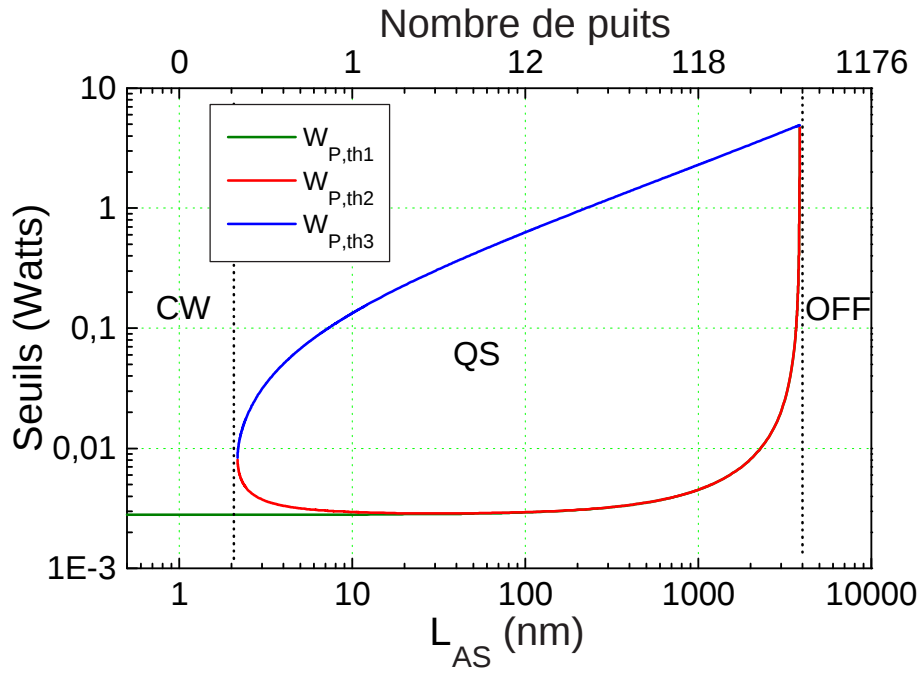


Figure 2.27 – Diagramme de stabilité de notre laser en fonction de la longueur totale d'absorbant saturable L_{AS} .

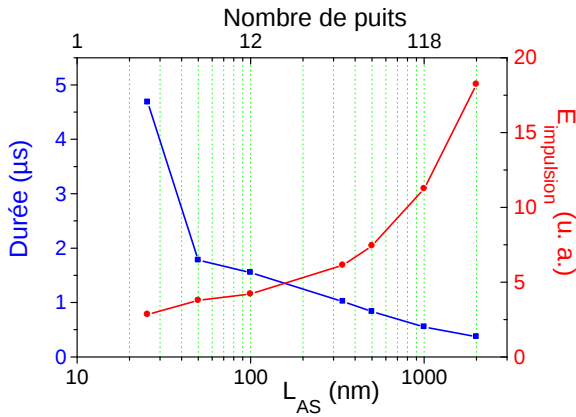


Figure 2.28 – Evolution de la durée et de de l'énergie par impulsion en fonction de la longueur d'absorbant saturable.

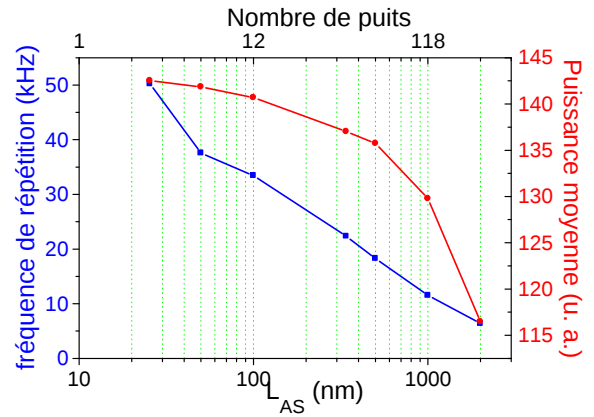


Figure 2.29 – Evolution du carré de la fréquence de répétition en fonction de la longueur d'absorbant saturable.

plus long puisque le nombre d'états excités revenant à un état fondamental est plus grand. On a donc la fréquence de répétition qui décroît en fonction de la longueur de l'absorbant saturable.

2.5.3 Un modèle multipuits pour l'absorbant saturable

La description des effets des multipuits quantiques par un modèle à 2 niveaux nous a permis de retrouver les principales caractéristiques de sortie de notre laser, cependant une

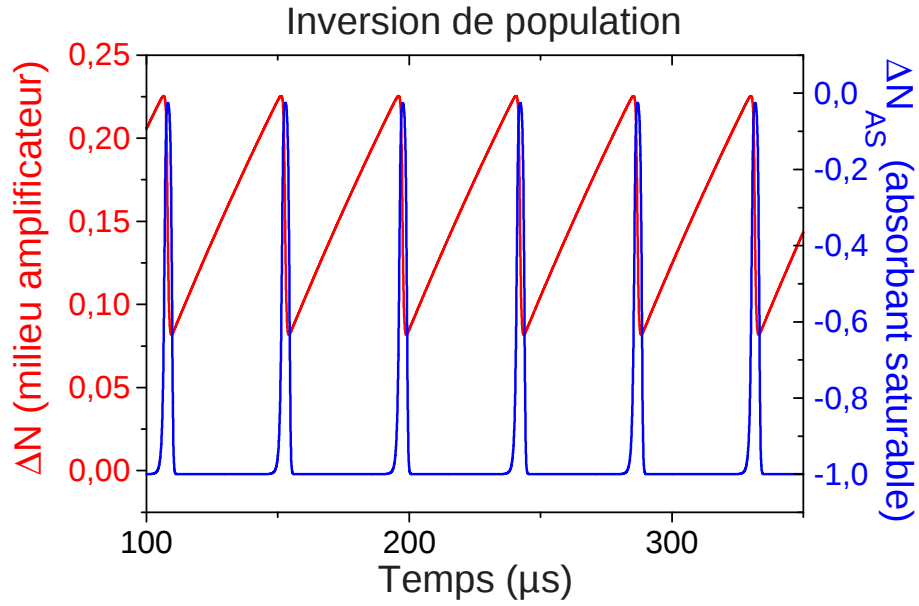


Figure 2.30 – Inversion de population du milieu amplificateur (en rouge) et de l'absorbant saturable (en bleu).

étude théorique plus rigoureuse est nécessaire dans le but d'améliorer notre modèle.

Lavastre a proposé dans sa thèse [106] un modèle plus adapté à l'étude des multipuits utilisé comme absorbant saturable dans des micro lasers en verre Er/Yb. Il s'agit d'approximer l'absorption d'un puit quantique en fonction de la densité de porteurs calculée théoriquement, par un polynôme et d'injecter cette expression dans le modèle des équations-bilan. Nous proposons le polynôme suivant (équation 2.24) pour décrire l'absorption de nos multipuits quantiques.

$$\alpha = a_6 \left(\frac{n}{n_{sat}} \right)^6 + a_5 \left(\frac{n}{n_{sat}} \right)^5 + a_4 \left(\frac{n}{n_{sat}} \right)^4 + a_3 \left(\frac{n}{n_{sat}} \right)^3 + a_2 \left(\frac{n}{n_{sat}} \right)^2 + a_1 \left(\frac{n}{n_{sat}} \right) + a_0 \quad (2.24)$$

avec $a_6 = 0,763.10^3$, $a_5 = -474,39.10^3$, $a_4 = 663,93.10^3$, $a_3 = 476,8.10^3$, $a_2 = 194,5.10^3$, $a_1 = -50,7.10^3$, $a_0 = 1.10^3$ et $n_{sat} = 5,6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$

La courbe d'absorption tracée pour les paramètres précédents est représentée sur la figure (2.31).

Le temps de relaxation de l'absorbant saturable est exprimé en fonction de la densité de porteurs (n) et en fonction des mécanismes physiques intervenant dans la relaxation des porteurs : désexcitations radiatives, non-radiatives et effet Auger selon la formule suivante (2.25) :

$$\tau_{AS} = A_{nonrad} + B_{rad}n + C_{auger}n^2 \quad (2.25)$$

avec $A_{nonrad} = 250.10^6 \text{ s}^{-1}$, $B_{rad} = 7.10^{-10} \text{ cm}^3.\text{s}^{-1}$ et $C_{Auger} = 0,7.10^{-28} \text{ cm}^6.\text{s}^{-1}$

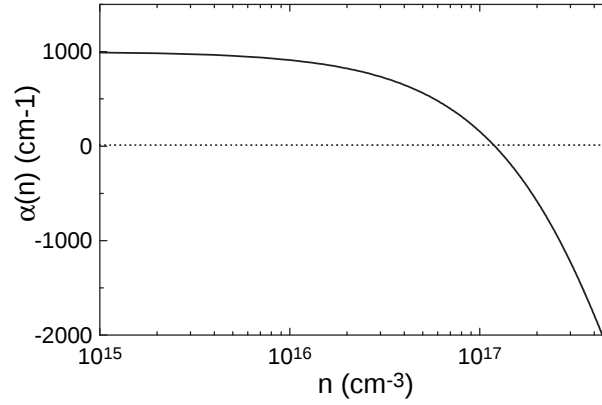


Figure 2.31 – Absorption de nos multipuits quantiques en fonction de la densité de porteurs approximée par un polynôme d'ordre 6.

Le système d'équations décrivant notre laser devient :

$$\frac{d\Delta N}{dt} = W_P(N_T - \Delta N) - \sigma_L \Phi_L \Delta N - \frac{(N_T + \Delta N)}{\tau_L} \quad (2.26)$$

$$\frac{dn}{dt} = \rho \alpha(n) \Phi_L - (A_{nonrad} + B_{rad}n + C_{auger}n^2)n \quad (2.27)$$

$$\frac{d\Phi_L}{dt} = (c\sigma_L \Delta N \frac{L_{ROD}}{L_{cav}} + c\alpha(n) \frac{L_{AS}}{L_{cav}} - \frac{1}{\tau_{cav}}) \Phi_L + \varepsilon \frac{\Delta N}{\tau_L} \quad (2.28)$$

avec $\Phi_L = cn_L$: le flux de photons laser

Nous n'avons pas choisi de reprendre cette description dans notre cas bien qu'une tentative ait donné des résultats satisfaisants. Plusieurs raisons à cela : les résultats obtenus avec un modèle à 2 niveaux ont permis de retrouver la plupart des tendances et ordre de grandeur observés expérimentalement. La nécessité d'obtenir la courbe d'absorption en fonction du nombre de porteurs apporterait une difficulté supplémentaire (impossibilité par exemple de faire des analyses de stabilité). Enfin le modèle ne tient pas compte des effets excitoniques qui sont pourtant les principaux effets dans nos absorbants.

2.6 Conclusion

Nous avons réalisé un laser à fibre dopée erbium passivement déclenché par un absorbant saturable semiconducteur à multipuits quantiques InGaAs/InP dopés fer. Les différentes caractéristiques de sortie de ce laser ont été étudiées, notamment les formes inhabituelles d'impulsions à faible puissance de pompage présentant un temps de montée plus long que le temps de descente.

Un modèle théorique basé sur les équations-bilan a été développé. Un simple système à 2 niveaux pour modéliser l'absorbant saturable a permis d'établir un modèle relativement fiable pour notre laser puisqu'il a permis de retrouver des tendances concernant l'évolution des principales caractéristiques de sortie.

Après avoir prouvé l'inexistence de 2 régimes déclenchés, l'utilisation de ce modèle couplée à l'analyse de stabilité, nous a permis de tirer des conclusions concernant l'optimisation de laser passivement déclenché. Les possibilités d'amélioration de notre laser reposent sur l'augmentation du nombre de puits quantiques dans nos absorbants saturables.

Cette première partie de notre travail nous a permis de nous familiariser avec la réalisation de lasers fibrés passivement déclenchés et la théorie du "Q-switch". Un des objectifs expérimentaux des lasers fonctionnant en régime passivement déclenché est la maximisation de l'énergie des impulsions. Il est inutile d'effectuer ce travail avec notre configuration puisque l'énergie extraite sera forcément majorée par notre diode de pompe qui s'avère peu puissante. Dans la perspective d'émettre des impulsions énergétiques, nous utiliserons un amplificateur de puissance à fibre double gaine pompée par des diodes pouvant émettre jusqu'à 8 W de puissance optique. Toutefois nous utiliserons un amplificateur à fibre dopée ytterbium qui émet autour de $1,05\ \mu\text{m}$. Le dernier chapitre est consacré aux résultats obtenus.

La suite directe de ce travail avec des fibres dopées erbium émettant à $1,55\ \mu\text{m}$ associées à nos absorbants saturables (SESATs InGaAs/InP dopés fer utilisés dans ce chapitre) est l'obtention du régime de verrouillage de modes. Le dopage fer sera nécessaire car les structures au temps de relaxation trop important ne peuvent générer que le régime déclenché. Le prochain chapitre décrit le régime de verrouillage de modes obtenu avec de telles structures.

Chapitre 3

Laser à fibre dopée erbium à verrouillage de modes avec absorbant saturable semiconducteur utilisé en transmission : SESAT

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes intéressés à l'étude du régime passivement déclenché. Les impulsions émises par cette méthode ont des durées d'environ $1\ \mu\text{s}$ typiques des cavités de cette longueur ($L_{cav} = 35\ \text{m}$) [107, 108]. Toutefois un raccourcissement de cette dernière à une limite technologique de l'ordre de quelques centaines de micromètres ne permettrait que très difficilement de descendre sous la barrière de la centaine de picosecondes [109]. Cette limite est inhérente à la technique physique utilisée : le régime déclenché limite la durée des impulsions générées à la durée de vie des photons stockés intra-cavité et donc en partie, comme nous venons de le voir, à la longueur de la cavité mais aussi aux pertes linéaires de la cavité, aux coefficients de réflexion des miroirs et à l'indice optique de la cavité. Nous allons à présent étudier et réaliser des lasers fonctionnant en régime de verrouillage de modes pouvant délivrer des impulsions sub-picosecondes. La plupart des configurations de ce chapitre utilisent une fibre erbium fortement dopée, de longueur assez modeste ($1,75\ \text{m} < L_{ER} < 3,8\ \text{m}$) en comparaison de celle utilisée dans l'étude du régime déclenché. L'autre point principal de nos configurations est l'utilisation de structures InGaAs/InP dopées fer similaires à celles décrites dans le chapitre 2. Dans ce chapitre nous décrirons les résultats de verrouillage de modes obtenus (spectre optique, trace d'autocorrélation, spectre basse-fréquence, puissance moyenne) avec ces structures et nous montrerons leurs limites. L'expérience acquise par ces mesures préliminaires nous permettra alors de décrire des résultats plus prometteurs obtenus par l'emploi de structures absorbantes saturables aux paramètres technologiques optimisés dans le chapitre 4.

Au laboratoire, un laser à fibre double-gaine dopée aux ions ytterbium et pompée par la

technique de l'encoche ("V"-groove ©Kéopsys) a été développé [42, 65]. La technique de la Rotation Non-Linéaire de la Polarisation (RNLP) appliquée à ce laser, dont le principe de fonctionnement est détaillé au paragraphe (1.2.2) du chapitre 1, a permis la génération d'impulsions comprimées extra-cavité de l'ordre de 90 fs avec une énergie de 3,2 nJ [42, 110]. Des études supplémentaires ont montré la présence d'impulsions liées et de régime harmonique lorsque la puissance de pompage devient importante [65, 111–113]. Le principal inconvénient de la technique de la RNLP est que le laser n'est pas totalement auto-démarrant. En effet à chaque mise en route du laser, une fastidieuse ré-orientation des lames de phase doit être entreprise pour que le laser fonctionne dans le régime impulsionnel souhaité. De plus en configuration de cavité Fabry-Pérot, cette technique est inopérante en ce qui concerne l'auto-démarrage en régime verrouillé en phase [114, 115]. Nous avons donc choisi d'étudier le fonctionnement d'un laser en régime de verrouillage de modes initié et maintenu par un absorbant saturable qui permet de s'affranchir des problèmes d'auto-démarrage inhérents aux lasers fonctionnant par la RNLP. Nous disposons d'absorbants saturables semiconducteurs à multipuits quantiques InGaAs/InP résonnants aux alentours de 1550 nm dont les méthodes de croissance innovantes [75, 86, 87] permettent le contrôle du temps de relaxation. Nous avons donc choisi de développer un laser à fibre dopée erbium pour exploiter ces structures. Le but est de proposer une source laser fibrée auto-démarrant capable de générer des impulsions sub-picosecondes à $1,55\ \mu\text{m}$.

Les absorbants saturables insérés dans une cavité laser permettent la génération d'un régime de verrouillage de modes. Depuis le début des années 1970, il s'agissait alors d'absorbants saturables colorants [116–118] accompagnés de milieux lasers colorants (Rhodamine). Cependant les lasers à colorants sont encombrants, peu pratiques d'emploi et nécessitent un entretien très régulier. Depuis les années 1990, les absorbants saturables semiconducteurs ont été utilisés avec succès pour générer des impulsions courtes [13] et ils ont été majoritairement utilisés en réflexion (SESAM) [12, 28]. Notons que les SESAMs ont été souvent utilisés avec des lasers solides qui ne présentent pas un gain très important par rapport à celui d'une fibre dopée et qui par conséquent ne peuvent se permettre d'accueillir la structure absorbante au sein de la cavité. Notre étude sera donc consacrée à l'étude d'une configuration plus originale dans la littérature puisque nous utilisons un absorbant saturable en transmission nommé SESAT pour générer le régime de verrouillage de modes dans un laser à fibre.

Les premiers résultats de ce chapitre concernent le régime obtenu dans le cas d'un laser fonctionnant avec un absorbant saturable semiconducteur à multipuits quantiques InGaAs/InP dopés fer utilisé en transmission dans une cavité en anneau unidirectionnelle. Des impulsions présentant un fort piédestal et des durées supérieures à la picoseconde sont obtenues. Ensuite nous avons fait fonctionner le laser en régime de verrouillage de modes en utilisant la technique de la rotation non-linéaire de la polarisation pour vérifier la qualité des impulsions obtenues (forme, durées, énergie) et aussi pour déduire certaines propriétés de dispersion de notre cavité et plus particulièrement celle de notre fibre erbium. Enfin nous

proposons une méthode hybride basée sur l'utilisation conjointe d'un SESAT orienté à angle de Brewster et d'effets de polarisation. Des régimes mono-impulsionnels délivrant des impulsions d'environ 700 femtosecondes de durée qui ne sont pas en limite de Fourier (x3,5) ont été obtenus. Nous avons vérifié expérimentalement que cette technique permettait d'assurer un régime totalement auto-démarrant et d'éviter la présence de plusieurs impulsions par tour de cavité.

3.1 Laser à fibre erbium avec SESAT

3.1.1 Le dispositif expérimental

Le schéma de l'expérience est représenté sur la figure (3.1). La cavité est rendue unidirectionnelle par l'adjonction d'un isolateur fibré monomode à $1,55 \mu\text{m}$ large-bande et indépendant de la polarisation. La fibre erbium est dopée autour de 1500 ppm (Absorption à $1530 \text{ nm} \approx 14 \text{ dB/m}$) et sa longueur a varié de 1,75 m à 3,80 m selon l'expérience. Sa dispersion chromatique normale a été mesurée égale à -22 ps/nm/km à $1,55 \mu\text{m}$ par des expériences détaillées au paragraphe (4.2.3) Le diamètre de son coeur est $5 \mu\text{m}$ et la longueur d'onde de coupure est $\lambda_c = 950 \text{ nm}$. La diode de pompe délivre une puissance maximale de 120 mW à 240 mA. Elle est couplée à la fibre dopée erbium via un multiplexeur 980/1550 fibré monomode (SDL0-2500-125). Le laser est monté en configuration contra-propagative pour la pompe et le signal laser, ceci permettant une meilleure répartition du gain dans la fibre dopée erbium et de limiter le niveau du signal pompe incident sur l'absorbant saturable. Le signal est prélevé à travers un coupleur équilibré 50/50. L'essentiel de la cavité est composé de fibre standard (type SMF28) et de fibre monomode à 980 nm (Hi1060) de dispersions anormales respectives égales à $+17 \text{ ps/nm/km}$ et $+8,5 \text{ ps/nm/km}$ à $1,55 \mu\text{m}$. Un télescope intra-cavité permet d'insérer la structure à absorbant saturable dans une zone de forte densité d'intensité (autour du plan focal des 2 objectifs OM_2, OM_3). Ceci permet d'obtenir les seuils d'intensité nécessaires au blanchiment de l'absorbant saturable. Une translation selon l'axe longitudinal de la cavité (Z) permet de faire varier la densité d'énergie incidente sur l'absorbant saturable. Celui-ci est inséré avec une inclinaison θ afin de limiter la réinjection des réflexions parasites dans la cavité ($R = 50 \%$; $n \approx 3,4$).

3.1.2 Cartographie des différents régimes

Dans ces expériences nous avons utilisé les 4 absorbants saturables décrits au chapitre 2 dont les temps de relaxation (τ_R) s'échelonnent de 4 ns à 2,7 ps. Dans un premier temps nous avons étudié les régimes obtenus avec ces quatre structures en fonction du déplacement (Z) du SESAT. Nous avons ainsi pu cerner le comportement des différents absorbants saturables et les conditions favorables à l'apparition du verrouillage de modes. Les résultats sont présentés sur la figure (3.2).

Les SESATs les plus rapides n'amorcent un régime impulsionnel que dans un intervalle

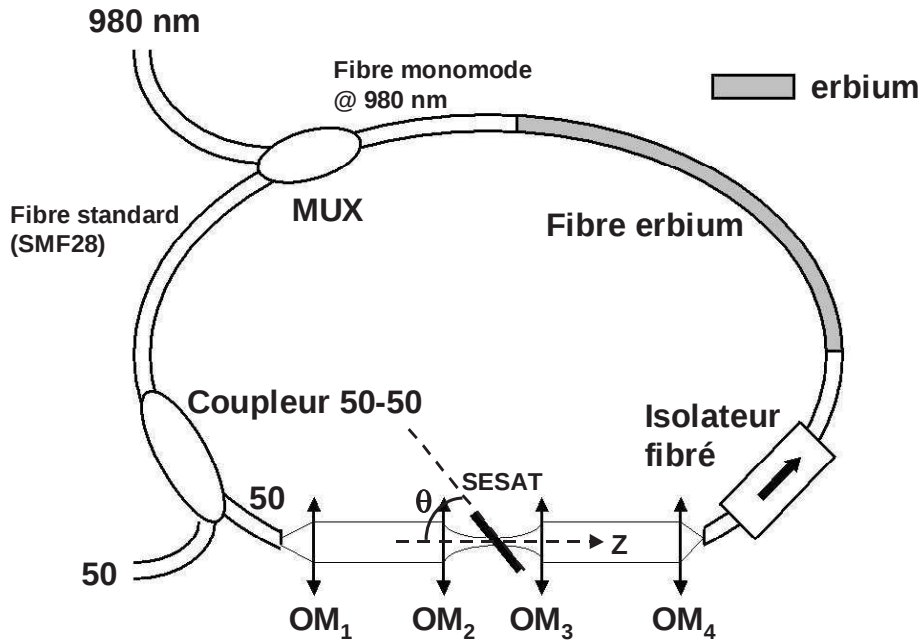


Figure 3.1 – Configuration expérimentale du laser. MUX : Multiplexeur 980/1550 nm, OM : objectifs de microscope 2,3 (x20,0.35) traités anti-reflets et 1,4 (x20,0.40).

ΔZ centré sur le plan focal de OM_2 , OM_3 . En partant du laser fonctionnant en régime continu, ce plan focal constitue la zone spatiale où la densité d'énergie est la plus forte. Au-delà de cette zone, c'est à dire à proximité des objectifs de microscope, aucun régime impulsionnel stable n'existe. La première structure ($\tau_R = 4$ ns) n'a permis d'obtenir qu'un régime déclenché. La deuxième structure ($\tau_R = 110$ ps) ne nous a pas permis d'obtenir un régime de verrouillage de modes de qualité satisfaisante. En revanche lorsqu'elle est placée à proximité du plan focal du télescope un régime de "Q-Switch Mode-Lock" (QSML) est observé. De part et d'autre de ce régime, on observe un régime de verrouillage de modes de mauvaise qualité (ML-). Ce régime présente une faible largeur spectrale et d'importantes composantes continues. La troisième structure ($\tau_R = 8,3$ ps) a permis l'observation d'un régime de verrouillage de modes de relativement bonne qualité (ML+) lorsque celle-ci est placée dans une zone d'extension spatiale de $160 \mu\text{m}$ autour du plan focal. Une légère translation en Z perturbe le régime ML+, basculant vers un régime QSML qui demeure stable sur $200 \mu\text{m}$ environ. Si on continue à tradlater le SESAT, il apparaît un régime de verrouillage de modes (ML-) sur une large zone de translation de plus de $300 \mu\text{m}$ qui possède les mêmes propriétés (largeur spectrale $< 1,5$ nm, présence de composantes continues...) que celui obtenu avec la structure $\tau_R = 110$ ps. Le dernier absorbant saturable (2,7 ps) permet d'initier le blocage de modes (ML+) lorsqu'il se trouve dans une zone de forte intensité ($\Delta Z = 70 \mu\text{m}$). Aucun autre régime impulsionnel n'a plus être trouvé en translatant cette structure.

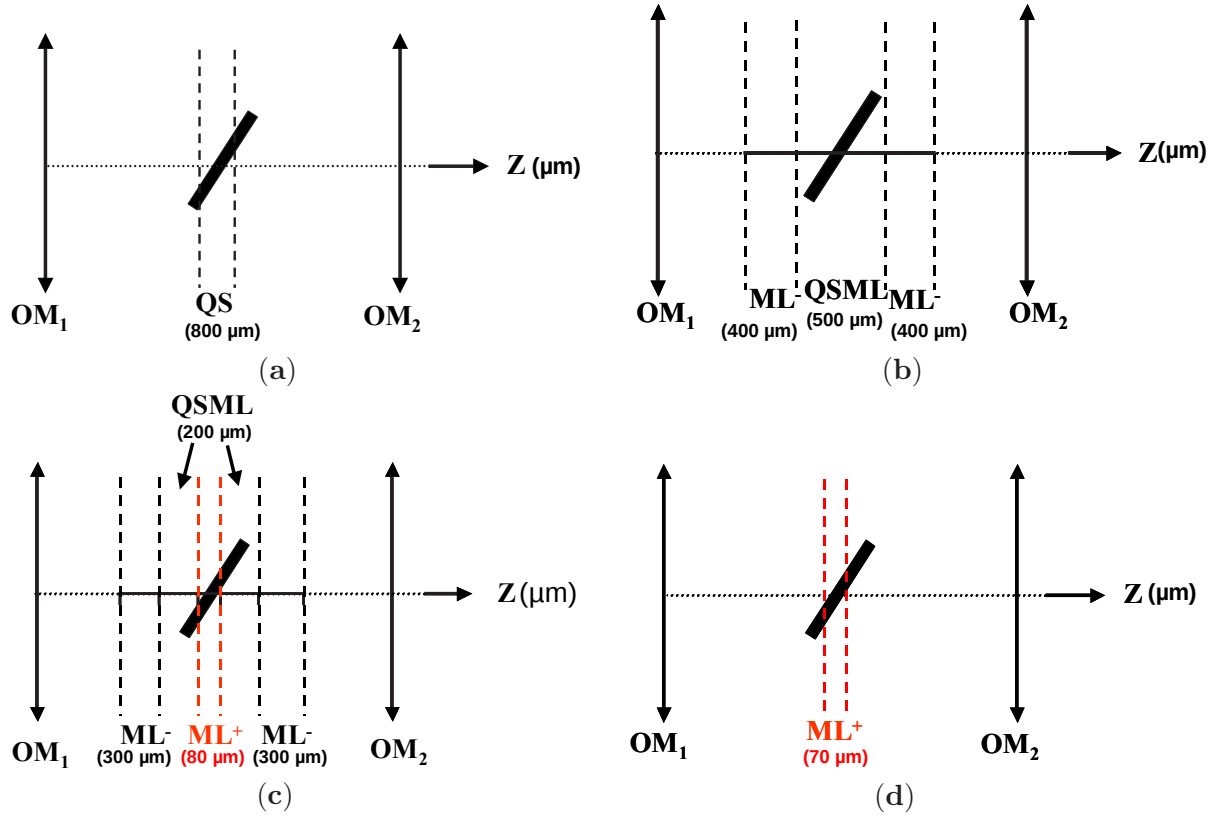


Figure 3.2 – Cartographie des régimes de fonctionnement en fonction de la position (Z) du SESAT. Le temps de relaxation de l'absorbant saturable est (a) 4 ns, (b) 110 ps, (c) 8,3 ps et (d) 2,7 ps.

3.1.3 Caractéristiques de sortie

Le régime de verrouillage de modes de mauvaise qualité : ML^- , présente d'importantes composantes continues visibles dans le spectre optique de la figure (3.3). Aucune trace d'autocorrélation n'a pu être mesurée. On peut supposer que la plupart de l'énergie se trouve dans les composantes continues aussi nous avons choisi de ne pas étudier plus en détail ce régime. Ce régime est tout de même assimilé à un régime de verrouillage de modes dans la mesure où un train d'impulsions à une cadence correspondante à l'ISL de la cavité est observé à l'oscilloscope rapide. L'origine de ces régimes n'est toujours pas bien comprise. On peut penser qu'ils ne sont pas dus à un effet d'absorbant saturable étant donné qu'ils sont générés à une position (Z) éloignée du point focal des objectifs de microscope. Un effet de focalisation/défocalisation par lentilles de Kerr a aussi été envisagé, cependant ceci n'explique pas la présence de 2 régimes identiques situés symétriquement de part et d'autre du plan focal.

Nous allons maintenant décrire le régime de verrouillage de modes ML^+ . Le laser fonctionne dans ce régime à partir d'un seuil de $P_P = 60$ mW jusqu'au maximum délivrable par notre diode (120 mW), il émet un train d'impulsions comme celui représenté sur la figure (3.4) et (3.5). Les impulsions sont séparées d'environ 40 ns correspondant à une fréquence

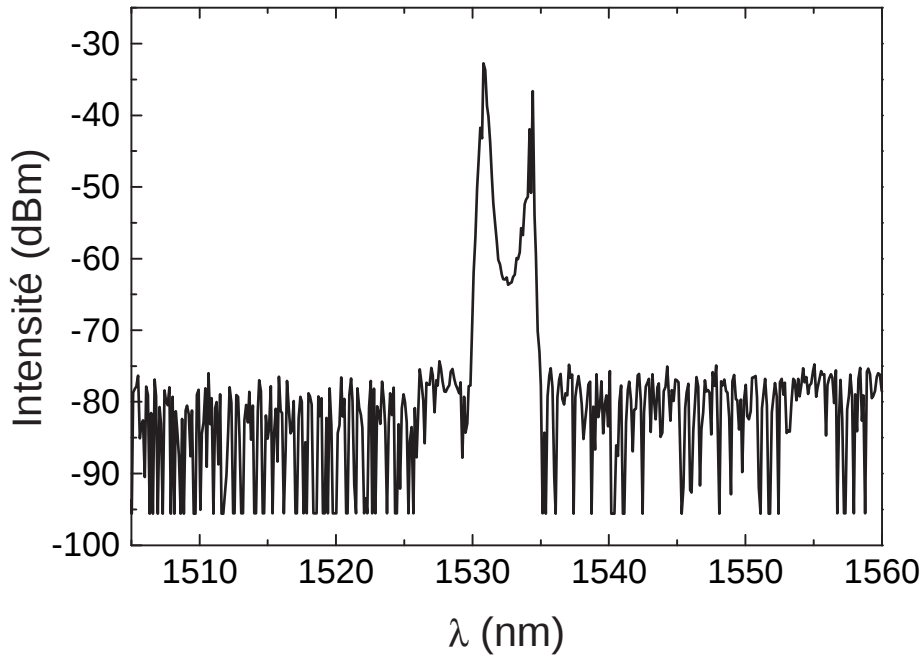


Figure 3.3 – Spectre optique du régime mode lock de mauvaise qualité (ML-).

de répétition de 25 MHz. On vérifie bien que la fréquence de répétition est égale à l'ISL de la cavité ($L_{fibre} = 7,33$ m et $L_{air} = 1$ m).

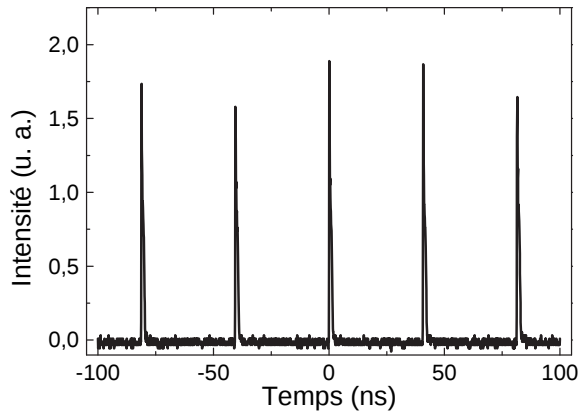


Figure 3.4 – Trace temporelle pour $P_p = 100$ mW.

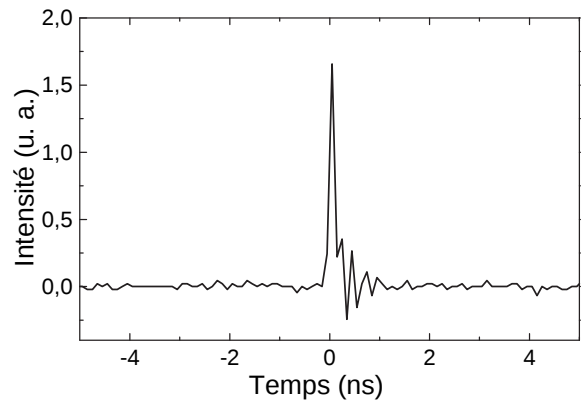


Figure 3.5 – Zoom de la trace temporelle pour $P_p = 100$ mW.

Un exemple de trace d'autocorrélation et de spectre optique du régime ML+ obtenu pour les échantillons dont les temps de relaxation sont 8,3 ps et 2,7 ps est représenté sur les figures (3.6), (3.7) et (3.8), (3.9) respectivement à puissance de pompe maximisant la largeur du spectre optique. La trace d'autocorrélation présente un important piédestal. Toutefois un ajustement du pic central a permis de déduire des durées d'impulsions de l'ordre de la picoseconde. Le spectre a une largeur à mi-hauteur d'environ 5 à 6 nm, centré autour de la longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 1532$ nm. Les durées minimales d'impulsions

envisageables vont de 450 à 500 fs en limite de fourier ($\Delta T \cdot \Delta \lambda = 0,3148 \frac{\lambda^2}{c}$) [119]. Le piédestal observable sur la trace d'autocorrélation peut être attribué à un verrouillage de modes incomplet provoqué par des effets non-linéaires du troisième ordre comme l'absorption par les porteurs libres [120] induisant un changement de l'indice optique qui entraîne des effets de défocalisation et de fluctuation de phase. Notons que de l'absorption à deux photons peut être présente dans nos structures (en particulier dans le substrat InP) [121].

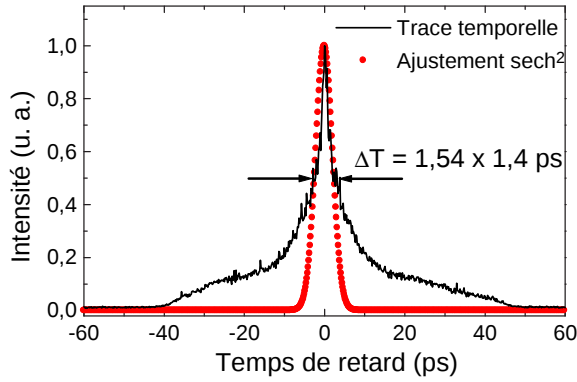


Figure 3.6 – Trace d'autocorrélation pour $\tau_R = 8,3$ ps et $P_p = 220$ mA.

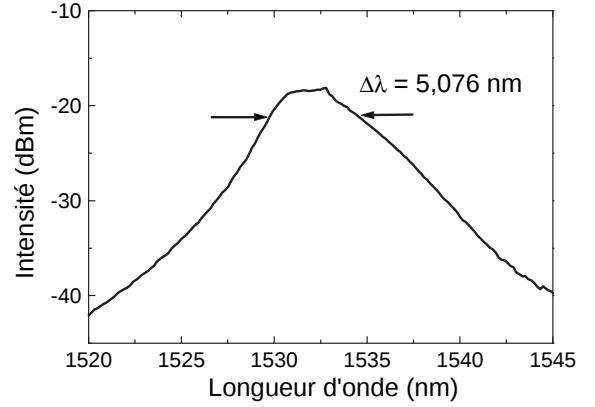


Figure 3.7 – Spectre optique pour $\tau_R = 8,3$ ps et $P_p = 220$ mA.

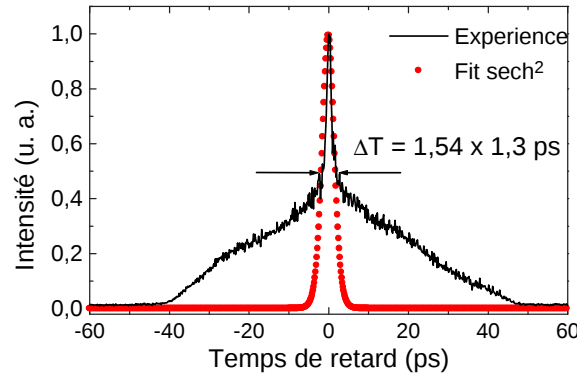


Figure 3.8 – Trace d'autocorrélation pour $\tau_R = 2,7$ ps et $P_p = 220$ mA.

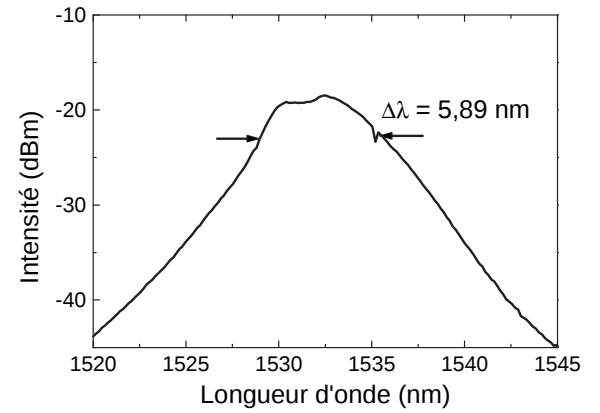


Figure 3.9 – Spectre optique pour $\tau_R = 2,7$ ps et $P_p = 220$ mA.

Pour la structure la plus rapide ($\tau_R = 2,7$ ps), la puissance moyenne de sortie et l'évolution de la largeur à mi-hauteur du spectre optique en fonction du pompage sont représentées sur la figure (3.10). La taille du spectre est presque constante et comprise entre 5,4 et 5,9 nm. La puissance moyenne de sortie évolue de 1 mW au pompage seuil de 60 mW jusqu'à 8 mW à puissance maximale de pompage de 120 mW. L'énergie par impulsion correspondante est 360 pJ à pompage maximum.

Différents régimes de dispersion ont été testés. La dispersion totale de la cavité peut être choisie en ajustant les longueurs de fibre (erbium et standard) puisque celles-ci ont des

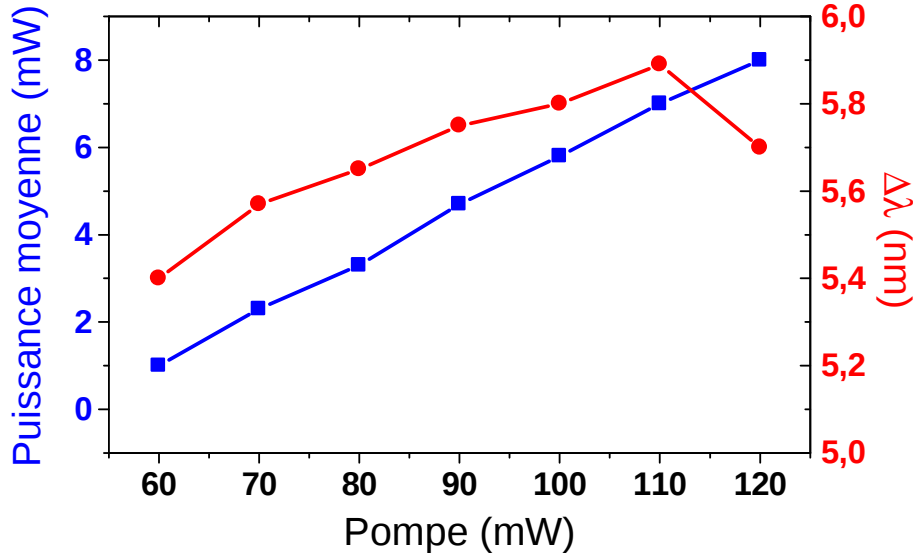


Figure 3.10 – Evolution de la puissance de sortie et de la largeur à mi-hauteur du spectre optique en fonction du pompage.

signes de dispersion opposés. Nous sommes passés d'une configuration où la dispersion totale de la cavité est fortement positive ($L_{cav}D_T = 0,082$ ps/nm) à une dispersion faiblement négative ($L_{cav}D_T = -0,0078$ ps/nm) tel que :

$$L_{cav}D_T = L_{ER}D_{ER} + L_{SMF}D_{SMF} \quad (3.1)$$

avec L_{ER} , D_{ER} : la longueur et la dispersion de la fibre dopée erbium et L_{SMF} , D_{SMF} : la longueur et la dispersion de la fibre standard. On rappelle que la dispersion peut s'exprimer soit avec le paramètre D soit avec le paramètre β_2 . Ces deux paramètres sont liés tel que β_2 (en ps^2/km) = $-\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}D$ avec D (ps/nm/km)

Aucune amélioration sur la trace d'autocorrélation ni même sur la largeur à mi-hauteur du spectre optique n'a été constatée en modifiant ainsi la dispersion totale quel que soit l'échantillon.

3.2 Laser à fibre erbium fonctionnant grâce à la technique de la Rotation Non-Linéaire de la Polarisation

Nous allons à présent étudier le laser en régime de verrouillage de modes grâce à la technique de la rotation non-linéaire de la polarisation. Le but de cette manipulation est de vérifier à travers la durée et la forme des impulsions obtenues pour ce régime, la capacité de notre configuration à générer un régime de verrouillage de modes de bonne qualité. En effet, nous pouvons nous interroger sur la qualité relativement médiocre des régimes

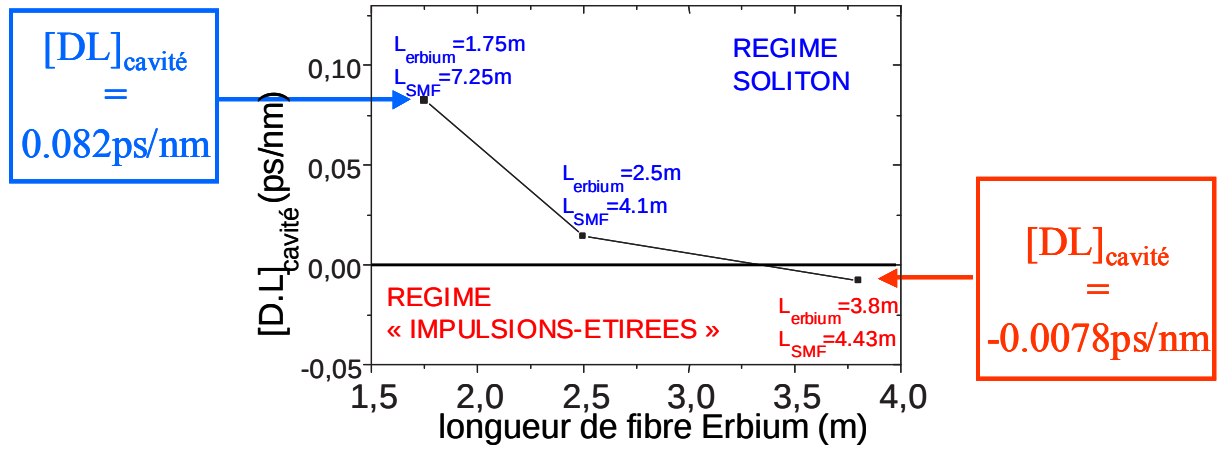


Figure 3.11 – Evolution de la dispersion moyenne de la cavité en fonction de la longueur de fibre dopée.

de verrouillage de modes obtenus précédemment (y compris le ML+). En utilisant une technique de verrouillage de modes plus classique n'utilisant pas d'absorbant saturable, nous pourrions ainsi conclure sur le rôle du SESAT au niveau de la forme médiocre de la trace d'autocorrélation dans l'expérience précédente.

3.2.1 Le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental, représenté sur la figure (3.12), est composé de la fibre erbium précédemment utilisée dont la longueur est fixée à 2,35 m. La partie en espace libre accueille un rotateur de Faraday associé à deux cubes séparateurs de polarisation. Une lame demi-onde ($\frac{\lambda}{2}$) est placée avant l'isolateur et une lame quart d'onde ($\frac{\lambda}{4}$) est insérée après l'isolateur. Le couplage de sortie s'effectue par l'intermédiaire d'un coupleur 90-10 (10 % de l'énergie extraite) puisque le coupleur 50-50 précédemment utilisé ne nous a pas permis d'obtenir le verrouillage de modes par la méthode de rotation non-linéaire de la polarisation. En effet, du fait de l'utilisation de la non-linéarité de Kerr, ce régime nécessite une énergie intra-cavité assez importante pour être amorcé.

3.2.2 Caractéristiques de sortie

Pour un ajustement convenable de l'orientation des lames de phases et pour des puissances de pompage assez élevées, le laser fonctionne en régime de verrouillage de modes basé sur la rotation non-linéaire de la polarisation. Le régime impulsionnel démarre pour une valeur de pompage environ égale à 70 mW, cependant une fois cette puissance atteinte, il est possible de diminuer la puissance de pompe jusqu'à 25 mW, tout en conservant le régime impulsionnel, ce qui est une propriété de bistabilité connue des lasers fonctionnant dans ce régime [122].

Comme on peut le constater sur les figures (3.13) et (3.14), le spectre optique obtenu

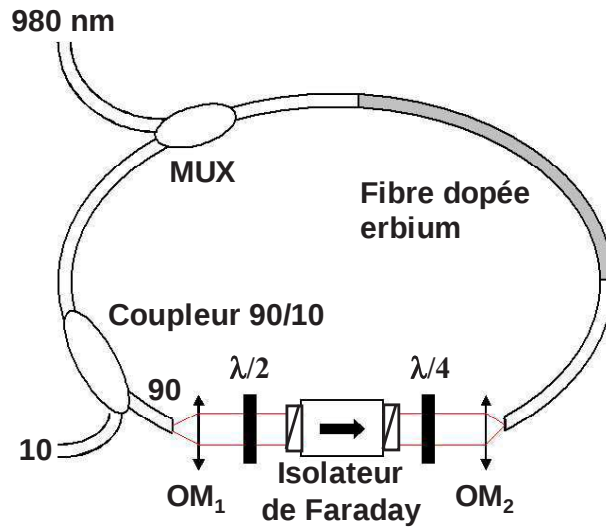


Figure 3.12 – Configuration expérimentale du laser fonctionnant en régime de rotation non-linéaire de la polarisation. MUX : Multiplexeur 980/1550 nm, OM_1, OM_2 : objectifs de microscope 2,3 (x20,0.40).

dans ce régime conserve la même allure en fonction du pompage et a une largeur à mi-hauteur d'environ 13 nm. Les impulsions les plus courtes envisageables avec ce spectre ont une durée environ égale à 200 fs. Il s'agirait d'impulsions en limite de Fourier ne présentant aucune dérive de fréquence (chirp). Des modulations régulières sont visibles sur le spectre optique et sont caractéristiques de laser fonctionnant en régime de dispersion anormale (régime solitonique). Ces modulations sont appelées bandes latérales et ont été interprétées par Kelly et al en 1992 [123]. Elles permettent de déduire la valeur de la dispersion totale de la cavité. La trace d'autocorrélation obtenue nous indique que les impulsions émises par notre laser ont une durée de 900 fs, soit 4,5 fois la limite de Fourier. La forme de l'impulsion obtenue est de meilleure qualité que celle obtenue précédemment dans le cas où le verrouillage de modes est assuré par notre SESAT seul (régime ML+ avec les SESATs utilisés pour obtenir les figures (3.2.c) et (3.2.d)).

On peut aussi remarquer que pour des puissances de pompe importantes (typiquement de l'ordre de 50 mW jusqu' à 120 mW), nous n'avons pas une seule impulsion par tour de cavité mais plusieurs. Ces impulsions sont très écartées les unes des autres et n'ont aucune relation de phase entre elles comme le démontre l'absence d'interférences sur le spectre optique [38, 39, 65]. La figure (3.15) représente une trace temporelle obtenue avec un détecteur rapide (8 GHz) couplé à un oscilloscope Lecroy de bande passante 5 GHz. On distingue distinctement un paquet d'impulsions. Etant donné que le temps de montée de notre oscilloscope rapide est d'environ 100 ps et que notre autocorrélateur ne permet pas de balayer une plage supérieure à 190 ps, il n'est pas possible de conclure précisément sur le nombre d'impulsions présentes dans le paquet d'impulsions.

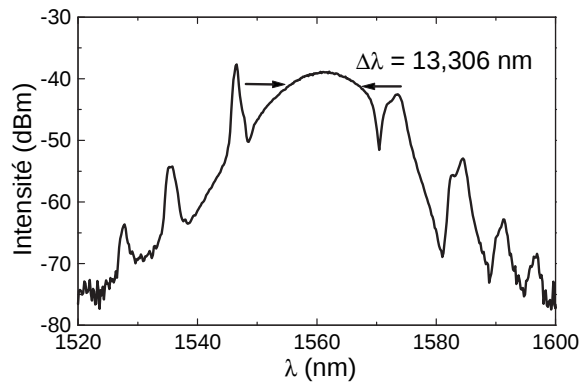


Figure 3.13 – Spectre optique pour $P_p = 45$ mW.

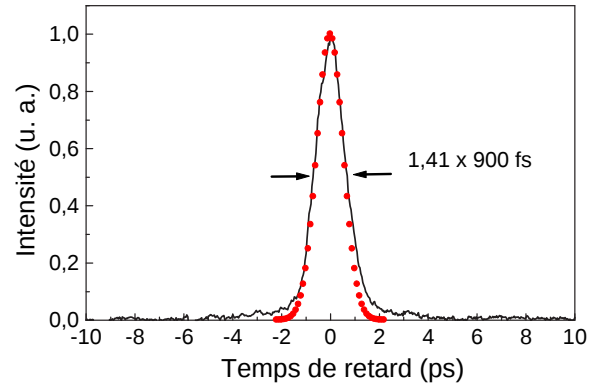


Figure 3.14 – Trace d'autocorrélation pour $P_p = 45$ mW.

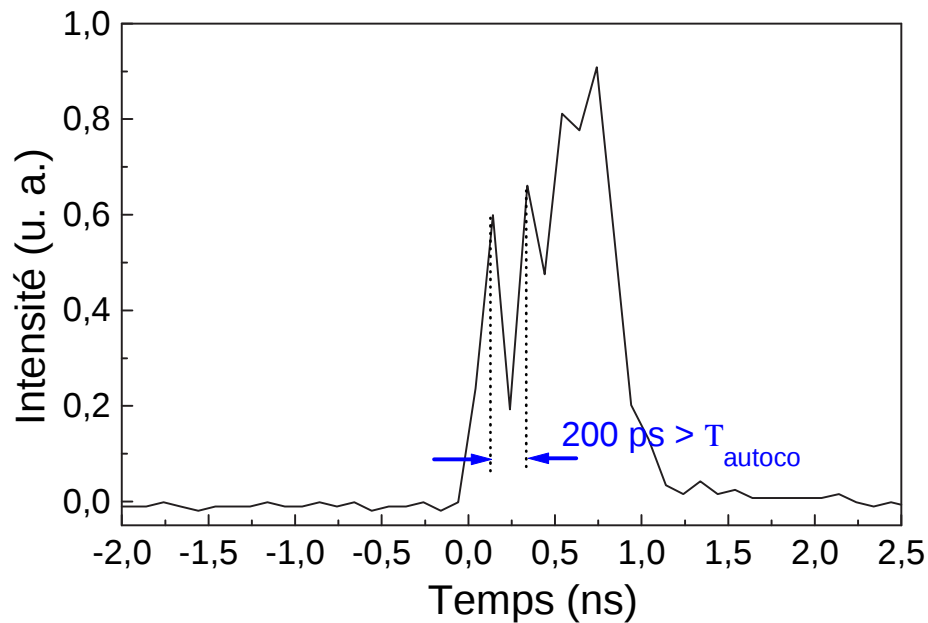


Figure 3.15 – Zoom obtenu avec un oscilloscope rapide (5 GHz) couplé à un détecteur rapide (8 GHz) pour $P_p = 100$ mW.

3.2.3 Les bandes latérales

Les bandes latérales (side-bands de Kelly) sont les modulations que l'on retrouve dans le spectre optique comme celui de la figure (3.16). Ces bandes sont observables uniquement dans le régime solitonique et elles sont dues à l'ajustement de l'énergie de l'impulsion par rapport à l'énergie du soliton fondamental à chaque tour de cavité. L'énergie est émise sous forme d'ondes dispersives qui sont surnommées continuum.

Si on néglige la dispersion d'ordre 3, la position (en longueur d'onde) des bandes latérales est donnée par la formule [123, 124] suivante (la formule générale étant citée dans le paragraphe (3.2.3.1) : équation (3.4)).

$$\Delta\lambda_N = \text{sign}(N)\lambda_0\sqrt{\frac{2|N|}{cDL} - 0.0787\frac{\lambda_0^2}{(c\tau)^2}} \quad (3.2)$$

avec $\Delta\lambda_N$ (nm) le décalage en longueur d'onde par rapport à la longueur d'onde centrale λ_0 (nm), N l'ordre de la bande latérale, c la vitesse de la lumière (m/s), D la dispersion de la cavité (ps/nm/km), L la longueur de la cavité (m) et τ la durée de l'impulsion (s).

3.2.3.1 Application au calcul de la dispersion de la fibre erbium

Grâce à la mesure de la position des bandes latérales, nous allons pouvoir calculer la dispersion de notre cavité. Etant donné que la dispersion de la fibre standard est connue, nous allons pouvoir en déduire la dispersion de la fibre dopée erbium. La figure (3.17) présente l'évolution du carré du décalage en longueur d'onde $((\Delta\lambda_N)^2)$ en fonction de l'ordre de la bande latérale (N). Cette évolution est linéaire comme le stipule la formule (3.2).

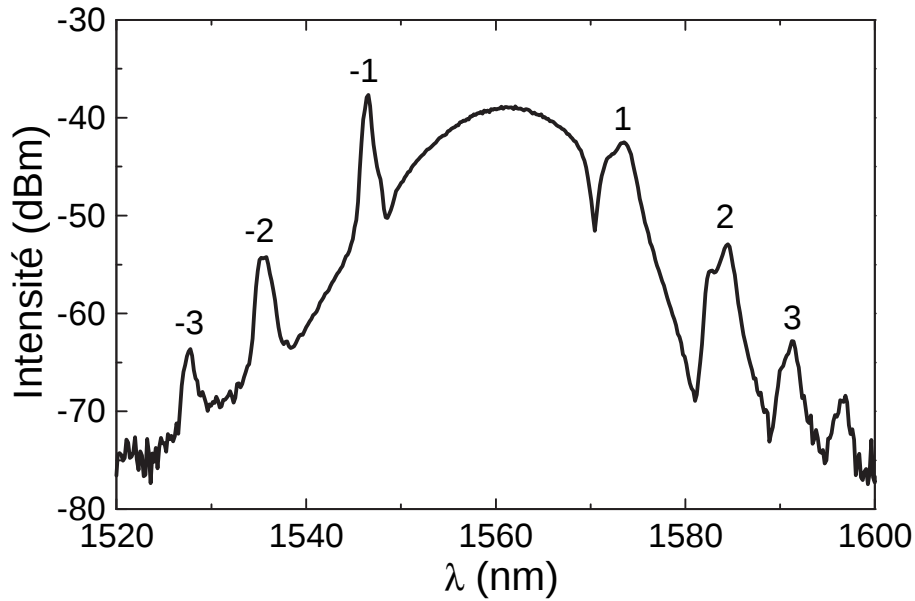


Figure 3.16 – Spectre optique du laser fonctionnant par la méthode de la RNLP.

De la figure (3.17), nous déduisons que la dispersion totale de la cavité est $|\beta_2|L = 0,051 \text{ ps}^2$. On peut à présent calculer la dispersion de la fibre erbium puisque l'on connaît les longueurs de fibre mises en jeu (L_{SMF} et L_{Er}) et la dispersion de la fibre standard évaluée à $(\beta_2)_{SMF} = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$ [125] et mesuré par la société IDIL à Lannion à $(\beta_2)_{SMF} = -17,4 \text{ ps}^2/\text{km}$ @ 1550 nm. On a :

$$(\beta_2)_{SMF}L_{SMF} + (\beta_2)_{Er}L_{Er} = (\beta_2)_{cavite}L_{cavite} \quad (3.3)$$

On obtient $D_{Er} = -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2}(\beta_2)_{Er} = -17,7 \text{ ps/nm/km}$.

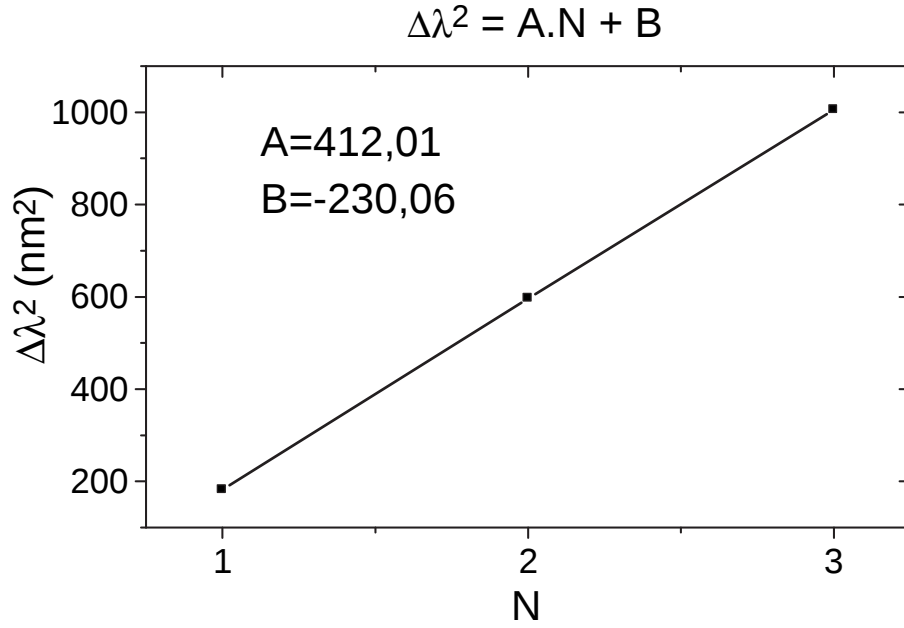


Figure 3.17 – Evolution du carré du décalage en longueur d'onde par rapport à la longueur d'onde centrale de la bande latérale en fonction de l'ordre N de la bande latérale.

Nous allons à présent faire un calcul complémentaire pour affiner la valeur de la dispersion calculée. Nous allons tenir compte de la dispersion d'ordre 3 [126]. La fréquence et l'ordre des bandes latérales sont liés par la relation suivante :

$$|N| = A(\Delta\omega_N^2 + B\Delta\omega_N^3 + C) = A\left(\left(\frac{2\pi c}{\lambda_0^2}\right)^2 \Delta\lambda^2 + B\left(\frac{2\pi c}{\lambda_0^2}\right)^3 \Delta\lambda^3 + C\right) \quad (3.4)$$

La dispersion d'ordre 2 et 3 s'exprime alors par :

$$L\beta_2 = -4\pi A \quad (3.5)$$

$$L\beta_3 = -12\pi AB \quad (3.6)$$

Les paramètres A et B sont obtenus à partir des points expérimentaux, nous obtenons :

$$\begin{aligned} L\beta_2 &= -0.039ps^2 \\ L\beta_3 &= -0.00134ps^3 \end{aligned} \quad (3.7)$$

On obtient alors $D_{Er} = -21,34 \text{ ps/nm/km}$ ou $(\beta_2)_{Er} = 27,55 \text{ ps}^2/\text{km}$.

3.3 Méthode hybride de verrouillage de phase

3.3.1 Introduction

La méthode de verrouillage de modes par absorbant saturable présente l'avantage de fournir un régime impulsionnel auto-démarrant. La technique de la RNLP est généralement plus efficace du fait de l'instantanéité de l'effet Kerr (quelques femtosecondes). Nous allons

donc allier un absorbant saturable et la technique de la RNLP pour converger vers un régime verrouillé en phase auto-démarrant. Le but est de conserver l'auto-démarrage et d'améliorer les traces d'autocorrélation que nous avons obtenues expérimentalement dans le paragraphe (3.1).

Parmi les méthodes hybrides de la littérature nous pouvons citer Gray [127] qui a proposé l'utilisation d'un absorbant saturable combiné à une boucle non-linéaire amplificatrice pour verrouiller en phase un laser. Nous proposons la conception d'un laser à fibre dopée erbium utilisant une méthode hybride basée sur l'emploi d'un absorbant saturable en transmission (SESAT) positionné à l'angle de Brewster et de lames de phase. Le but de cette configuration est d'utiliser l'absorbant saturable comme un *starter* pour rendre le régime de verrouillage de modes auto-démarrant tandis que les effets de polarisation (par le SESAT à Brewster), vont mettre en forme nos impulsions. Précisons qu'une lame à angle de Brewster ne présente pas la même fonction de transmittance qu'un polariseur. Alors que ce dernier a une transmittance variant selon la loi de Malus, le passage d'une lame positionnée à un angle quelconque se décrit par les relations de Fresnel. A l'angle de Brewster (ici $i_B = \tan^{-1}(\frac{n_{SESAT}}{n_{AIR}}) = 72,6^\circ$), l'intégralité de la composante parallèle au plan d'incidence est transmise tandis que seulement 32 % de la composante perpendiculaire l'est (pour une interface air/SESAT avec $n_{SESAT} = 3,2$ suivant $T_{||} = 1 - R_{||}$ où $R_{||} = (\frac{\cos i_1 - n_{SESAT} \cos i_2}{\cos i_1 + n_{SESAT} \cos i_2})^2$, avec i_1 l'angle d'incidence, i_2 l'angle de réfraction et $\sin(i_1) = n_{SESAT} \sin(i_2)$).

3.3.2 Le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure (3.18). La fibre erbium est la même que celle utilisée précédemment. Le coupleur 90-10 est préféré au coupleur 50-50 car il permet de faire fonctionner le laser en régime de rotation non-linéaire de la polarisation (cf paragraphe 3.2). L'isolateur fibré indépendant de la polarisation est remplacé pour obtenir une cavité en anneau unidirectionnelle. L'absorbant saturable est incliné avec un angle égal à l'angle de Brewster. Une lame de phase demi-onde et une lame quart-d'onde sont placées respectivement avant et après le SESAT. La dispersion déduite à partir des longueurs des tronçons de fibre standard et dopée mises en jeu est évaluée à $D_{cav} = \frac{L_{ER}D_{ER} + L_{SMF}D_{SMF}}{L_{cav}} = 5,46 ps/nm/km$ (2,35 m de fibre dopée erbium et 5,9 m de fibre standard), nous opérons donc en régime de dispersion anormale.

Le SESAT à l'angle de Brewster agit comme filtre de polarisation dans la cavité. Les photons polarisés parallèlement au plan d'incidence sont intégralement transmis tandis que ceux polarisés perpendiculairement sont majoritairement réfléchis (68% sur une interface air/SESAT). La lumière incidente sur le SESAT est polarisée elliptiquement. A priori pour que le SESAT puisse raccourcir les impulsions, il faut que les photons soient majoritairement polarisés parallèlement au plan d'incidence au centre de l'impulsion (grand axe de l'ellipse orienté parallèlement au plan d'incidence) alors que les ailes de l'impulsion -qui doivent être atténuées- doivent être majoritairement constituées de photons polarisés perpendicu-

lairement au plan d'incidence. Cette configuration peut a priori être obtenue en utilisant l'effet de rotation non-linéaire de la polarisation dans la fibre et aussi grâce à un ajustement adéquat de l'orientation des lames de phase.

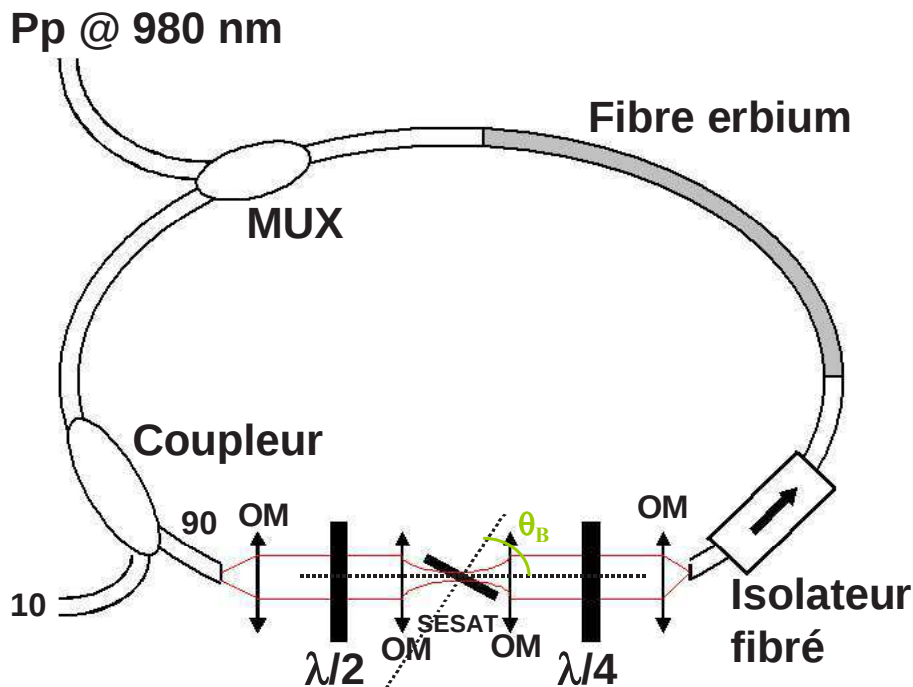


Figure 3.18 – Configuration expérimentale du laser fonctionnant en régime de verrouillage de modes par méthode hybride.

3.3.3 Cartographie en fonction des angles des lames de phase

Nous avons étudié les différents régimes de fonctionnement du laser en fonction de l'orientation des lames de phase. Le résultat est présenté sur la figure (3.19). Le protocole expérimental est le suivant : à un angle θ_1 donné pour l'orientation de la lame demi-onde, nous avons observé les différents régimes possibles en fonction de l'angle θ_2 représentant l'orientation de la lame quart d'onde.

Deux types de fonctionnement en régime de verrouillage de modes ont été principalement répertoriés. Les zones bleues correspondent à un régime de verrouillage de modes avec un spectre de faible largeur (environ 5 nm) centré autour de 1532 nm et une trace d'autocorrélation présentant un fort piédestal. Ce régime ressemble à celui obtenu précédemment dans le paragraphe (3.1.3) lorsque l'absorbant saturable n'est pas incliné à l'angle de Brewster (ML+). Les impulsions obtenues pour ce régime ne subiraient aucun effet de polarisation discriminant le centre des ailes et susceptible de les raccourcir et leur présence n'est due qu'à l'absorbant saturable seul. Les zones rouges correspondent au régime le plus intéressant car de meilleur qualité au niveau du régime de verrouillage de modes obtenu (ML*), il s'agit d'un régime autodémarrant. Les caractéristiques de ce régime sont détaillées au paragraphe

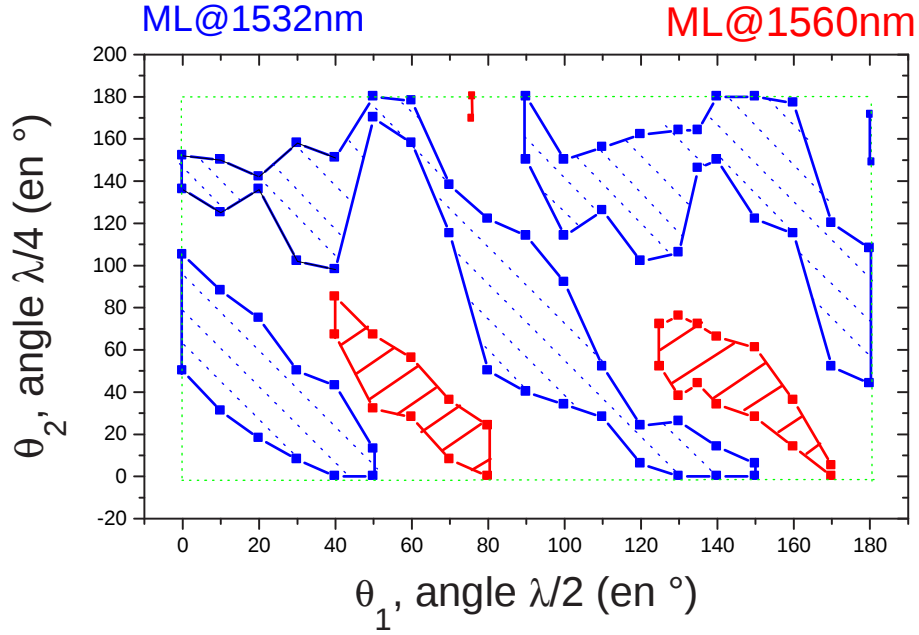


Figure 3.19 – Cartographie des régimes de fonctionnement du laser en fonction de l'orientation des lames de phase pour $P_p = 116$ mW.

(3.3.4). Nous avons des zones où aucun des régimes de verrouillage de modes n'existe (zones blanches sur la figure), le régime observé dans ce cas est un régime d'instabilités de type "Q-switch mode-locked". La cartographie présente une périodicité de $\frac{\pi}{2}$ radians en ce qui concerne le paramètre θ_1 et de π radians pour le paramètre θ_2 . Ces périodicités sont les périodicités naturelles de ces lames de phases. Notons que la périodicité concerne aussi bien le régime de verrouillage de modes de bonne qualité (zones rouges) que celui de mauvaise qualité (zones bleues).

3.3.4 Caractéristiques de sortie

Nous détaillons ici le régime de fonctionnement le plus intéressant de ce laser. Ce régime correspond à celui obtenu pour les combinaisons de positions angulaires (θ_1, θ_2) correspondant aux zones rouges de la cartographie précédemment évoquée (figure 3.19) : ML*.

Sur la figure (3.20.a), on peut voir que la trace d'autocorrélation possède une allure aussi nette que celle obtenue dans le cas de la RNLP (figure 3.14). La largeur à mi-hauteur de la trace d'autocorrélation nous permet de déduire que la durée des impulsions émises est autour de 790 fs. Cette durée est légèrement inférieure à celle obtenue avec la RNLP (900 fs). Cette différence peut s'expliquer par les contraintes expérimentales qui nous ont fait passer à une dispersion légèrement différente. La dispersion du laser fonctionnant avec la technique de la RNLP est de +4,7 ps/nm/km, elle est donc légèrement inférieure à celle de la configuration avec SESAT à angle de Brewster (+ 5,5 ps/nm/km). Le spectre optique représenté sur la figure (3.20.b) présente une largeur à mi-hauteur de plus de 11 nm. Les

impulsions en limite de Fourier d'un tel spectre ont une durée de 270 fs, il y a donc un rapport 3 entre les durées d'impulsions obtenues et les durées les plus courtes envisageables avec cette configuration. Les bandes latérales, signature du régime solitonique, sont de nouveau visibles. Cependant elles sont atténuées. On peut penser que le SESAT est responsable de cette atténuation, étant donné que dans les configurations solitoniques étudiées avec le SESAT seul dans la première partie de ce chapitre, nous n'avons jamais observé les bandes latérales caractéristiques. Une interprétation possible est que les bandes latérales ont une polarisation qui est préférentiellement réfléchi par le SESAT incliné à l'angle de Brewster et que par conséquent leur intensité est nettement diminuée sur le spectre de sortie du laser.

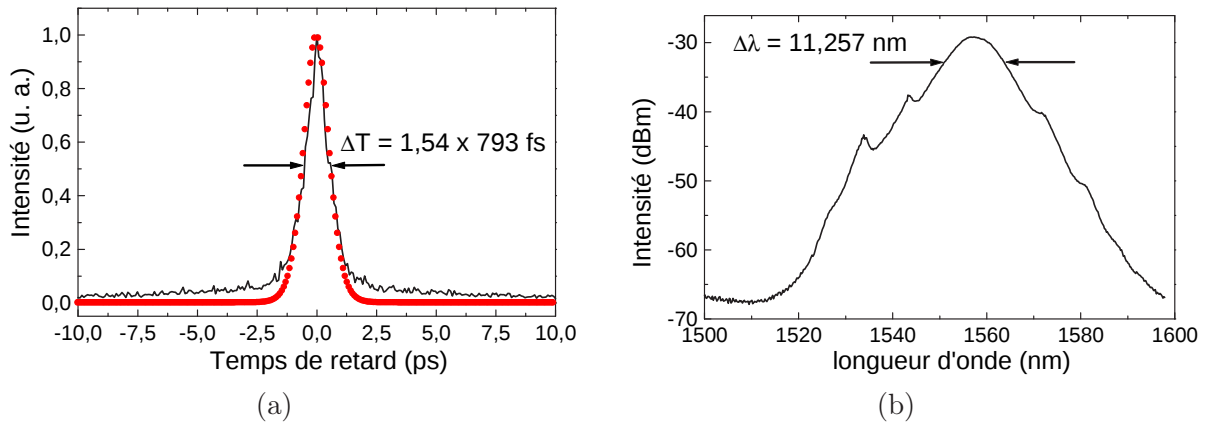


Figure 3.20 – (a) Trace d'autocorrélation pour $P_p = 115 \text{ mW}$ et (b) Spectre optique pour $P_p = 115 \text{ mW}$.

La puissance moyenne de sortie et l'évolution de la largeur à mi-hauteur du spectre optique en fonction du pompage sont représentées sur la figure (3.21). La puissance moyenne de sortie à pompage maximal est multipliée par 5 par rapport à celle obtenue au seuil. L'énergie des impulsions correspondante est environ 230 pJ à pompage maximal. L'énergie extraite est moins importante que dans le cas où le SESAT est utilisé seul sans effets de polarisation. Cette différence peut s'expliquer notamment par l'effet de la RNLP (réjection des ailes de l'impulsion) et surtout par le remplacement du coupleur 50-50 par un coupleur 90-10. Le spectre optique présente une très grande stabilité en fonction du pompage puisque celui-ci a une largeur comprise entre 10 et 11,5 nm pour l'ensemble des valeurs de pompage testées.

Un paramètre caractérisant la stabilité de notre laser est le spectre Basse-Fréquence (BF) dont une partie du spectre centrée sur la fréquence correspondant à la fréquence de répétition des impulsions est représentée sur la figure (3.22). Le pic principal de ce spectre est situé à 23,24 MHz, ce qui correspond à la fréquence de répétition des impulsions. À partir du spectre basse-fréquence, il est possible de déduire des informations sur certains bruits présents dans le laser, notamment la gigue temporelle et les fluctuations d'amplitude. Des relations théoriques ont été établies par D. Von Der Linde [128]. Le spectre BF d'un laser est constitué d'une raie positionnée à la fréquence de répétition du laser. Cependant

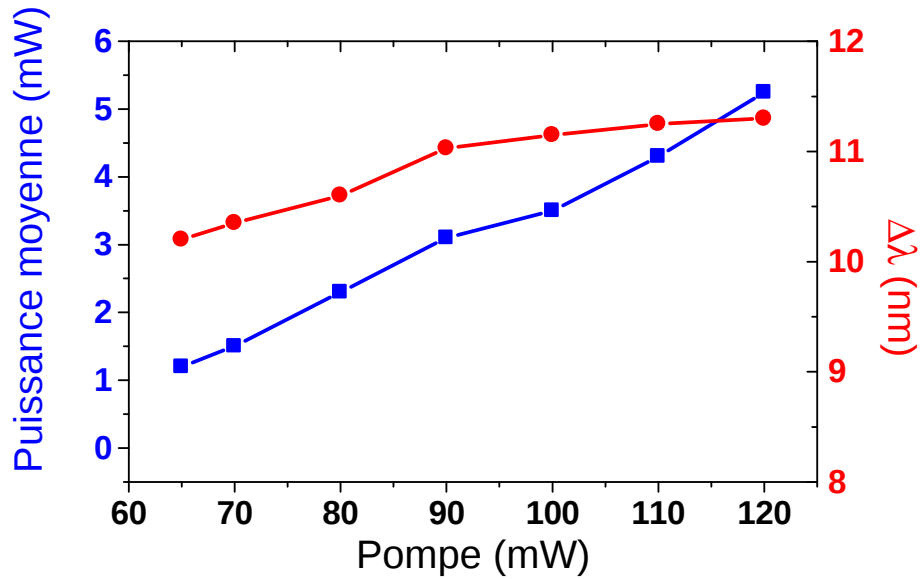
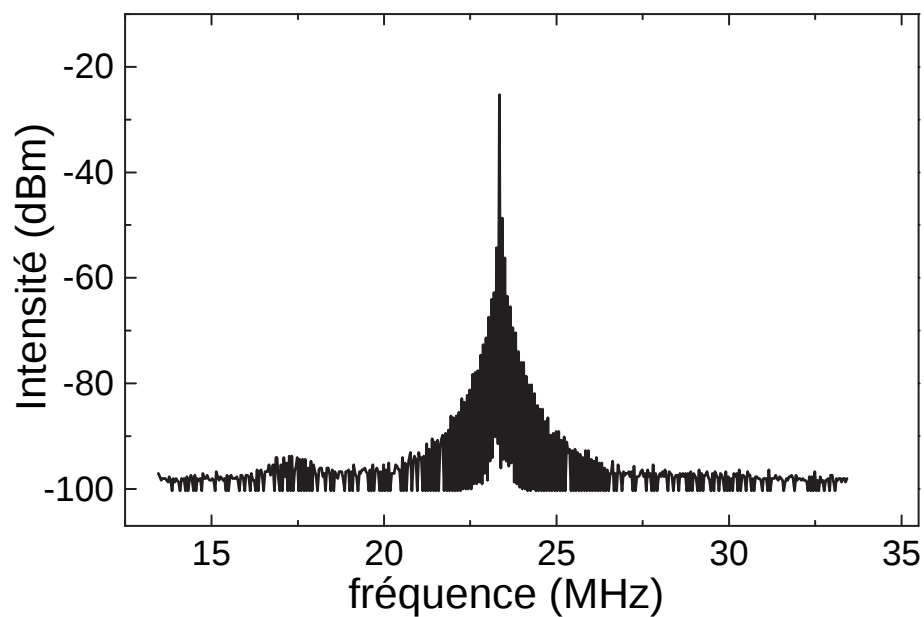


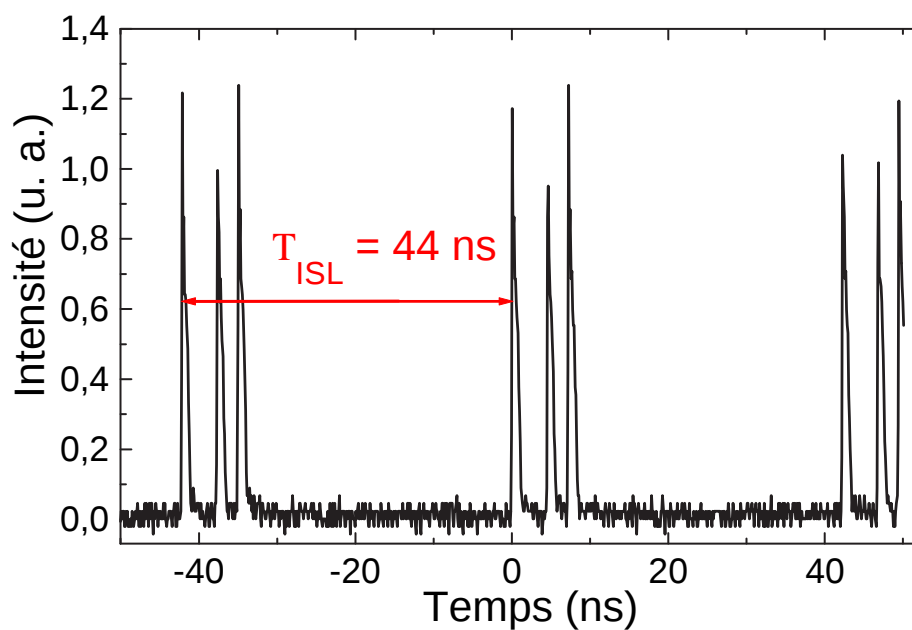
Figure 3.21 – Evolution de la puissance de sortie et de la largeur à mi-hauteur du spectre optique en fonction du pompage.

un élargissement plus conséquent de cette raie est expérimentalement observé. L'annexe E détaille le moyen de remonter aux valeurs des fluctuations d'amplitude et de la gigue temporelle à partir du spectre BF. Dans notre cas nous ne calculerons que les fluctuations d'amplitude car nous n'avons pas acquis de spectre BF pour les harmoniques de la fréquence principale. Les fluctuations d'amplitude sont estimées à 1,3 %, nous avons estimé ($P_1 = 10^{-2,51}$, $P_3 = 10^{-8,1}$, $\Delta f_3 = 1,9$ MHz et $\Delta f_{res} = 30$ kHz). Les notations $\frac{P_3}{P_1}$, Δf_3 et Δf_{res} correspondent respectivement au rapport de puissance de la composante spectrale à $n = 1$, à la largeur à mi-hauteur de la bande du bruit d'amplitude et à la résolution de l'appareil ($\Delta f_{res} = RBW$) (cf annexe E). Les fluctuations d'amplitude sont du même ordre que celles mesurées dans un laser à fibre fonctionnant en régime de verrouillage de modes par la technique de la rotation non-linéaire de la polarisation dont les modulations en amplitude ont été évaluées à 0,54 % [65]. Notons que ce même laser a présenté des modulations d'amplitude beaucoup plus faibles mesurées à 0,0479 % pour un réglage différent. Un bruit d'amplitude comparable a été démontré dans le cas d'un laser à verrouillage de modes fonctionnant avec un SESAM [129].

Des régimes multi-impulsionnels ont aussi été observés avec cette configuration pour les puissances de pompe les plus élevées (>100 mW). Ces régimes ne sont pas systématiques et même pour la puissance de pompe la plus élevée, le laser peut opérer tout de même en régime mono-impulsionnel. Les phénomènes multi-impulsionnels, supprimables avec un réglage délicat de la cavité, sont tout de même beaucoup plus limités que dans le cas du fonctionnement par la technique de la RNLP où le seul fonctionnement mono-impulsionnel possible était situé dans une gamme de pompage proche du seuil du verrouillage de modes (cf paragraphe 3.2.2). Notons que dans cette configuration nous sommes toujours en régime

Figure 3.22 – Spectre basse fréquence pour $P_p = 117$ mW. RBW = 30 kHz

de dispersion anormale et que les paramètres de l'impulsion (durée, énergie...) subissent toujours le théorème de l'aire du soliton.

Figure 3.23 – Trace temporelle du laser pour $P_p = 100$ mW.

3.3.5 Etude de l'auto-démarrage du régime de verrouillage de modes

Nous avons étudié l'établissement du régime de verrouillage de modes de bonne qualité ML^* grâce à la configuration de la figure (3.18). Pour cela on obture la cavité, on augmente la

puissance de pompe jusqu'à une valeur où le régime de verrouillage de modes est observable et auto-démarrant, c'est à dire plus de 70 mW. Ensuite on ouvre la cavité et on observe l'évolution temporelle de l'intensité. L'établissement du régime de verrouillage de modes ne se fait qu'au bout d'une période dont les durées caractéristiques sont de quelques dizaines de millisecondes. La figure (3.24) présente le signal de sortie observé pour une puissance de pompe de 75 mW.

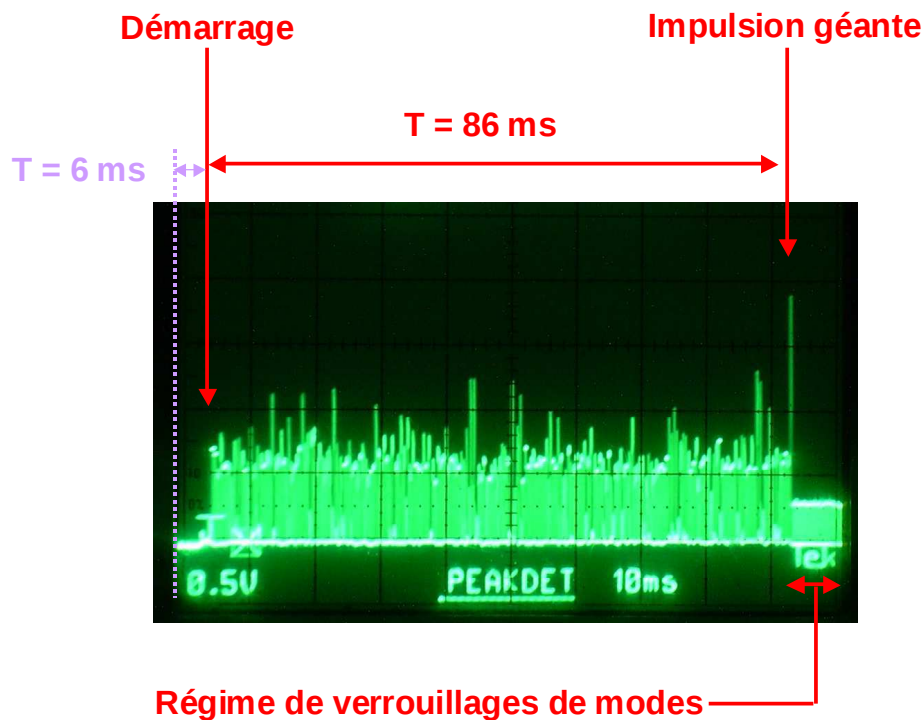


Figure 3.24 – Démarrage du laser pour une puissance de pompe de 75 mW.

L'observation du régime de verrouillage de modes n'intervient que 86 ms après le démarrage du laser. Aucune corrélation particulière n'a été mesurée entre le temps d'établissement du régime de verrouillage de modes et la puissance de pompe. Un régime d'instabilités de type "Q-switch" est observé avant le régime d'impulsions courtes. La transition entre les 2 régimes est accompagnée de l'émission d'une impulsion "géante". L'apparition de cette impulsion est un phénomène reproductible et existe quelle que soit la puissance de pompage. Nous proposons l'interprétation suivante pour expliquer sa présence : La puissance crête de l'impulsion "géante" possède la puissance nécessaire pour tirer partie de la rotation non-linéaire de la polarisation dont l'efficacité dépend de l'intensité lumineuse. Notons que cette impulsion géante n'a jamais été observée dans le cas de l'établissement du régime de verrouillage de modes entretenu par le SESAT seul et décrit au paragraphe (3.1).

On peut donc résumer le principe de l'établissement du régime de verrouillage de modes de la façon suivante. Le SESAT provoque le régime d'instabilités qui s'installe lorsque le laser démarre. Lorsqu'une impulsion suffisamment intense est émise, la rotation non-linéaire initie et entretient le régime de verrouillage de modes, l'absorbant saturable jouant dans ce

cas un rôle beaucoup plus passif dans la mise en forme des impulsions.

3.4 Conclusion

En conclusion, nous avons démontré que les absorbants saturables semiconducteurs à multipuits quantiques InGaAs/InP dopés fer étaient capables de faire fonctionner un laser à fibre dopée erbium en régime de verrouillage de modes lorsqu'ils sont utilisés en transmission dans une cavité en anneau [88]. Un spectre optique de largeur à mi-hauteur égale à environ 5,5 nm a laissé entrevoir la possibilité d'impulsions de durées aussi courtes que 500 fs. Cependant la trace d'autocorrélation permettant une analyse fine de la forme des impulsions émises par notre laser présente un important piédestal. La présence seule de l'absorbant saturable ne s'est pas révélée suffisante pour la réalisation de la source laser sub-picoseconde initialement recherchée.

Nous avons aussi fait fonctionner le laser avec la technique de la rotation non-linéaire de la polarisation. La cavité dans ce mode de fonctionnement du laser s'articule autour de celle précédemment utilisée dans le cas du SESAT. La disparition de l'isolateur fibré a été compensée par l'adjonction d'un isolateur de Faraday associé à un cube séparateur de polarisation. Le coupleur 50/50 a été remplacé par un coupleur 90/10 laissant plus d'énergie dans la cavité et permettant d'obtenir le verrouillage de modes par la RNLP. Les performances de cette source laser sont l'émission d'impulsions "propres" d'une durée environ égale à 900 fs et un spectre optique de 13 nm de largeur à mi-hauteur correspondant à des impulsions de durée 200 fs en limite de Fourier. La principale faiblesse de cette source laser est la présence d'impulsions multiples dans la cavité pour des pompes relativement proches du seuil de verrouillage de modes.

Nous avons proposé un fonctionnement innovant pour obtenir des impulsions courtes. Le SESAT est toujours inséré dans la cavité. Il est incliné à l'angle de Brewster. Il joue donc en plus le rôle de filtre de polarisation au sein de la cavité. Associé à des lames de phase correctement orientées, nous avons pu obtenir un régime de verrouillage de modes comparable à celui obtenu avec la rotation non-linéaire de la polarisation. Dans cette configuration le SESAT joue le double-rôle de polariseur et de "starter" pour démarrer le régime d'impulsions courtes. Nous nous sommes donc affranchis des problèmes de démarrage récurrents dans les lasers à fibre fonctionnant avec la technique de la RNLP. Cette source laser émet des impulsions "propres" de durée égale à 793 fs. Le spectre optique a une largeur à mi-hauteur de 11,3 nm et permet donc d'envisager l'obtention d'impulsions de 300 fs de durée. La cadence de ce laser est 22,4 MHz et l'énergie par impulsion est de 230 pJ obtenue à puissance maximale de pompe (120 mW).

Les perspectives à ce travail concernent l'amélioration énergétique des impulsions émises. Une amélioration significative de l'énergie des impulsions ne sera possible que dans le régime de dispersion normale puisque l'énergie est limitée en régime solitonique et des phénomènes multi-impulsionnels se produisent à fort pompage. Le passage en régime "impulsions étirées"

erbium a une relativement faible valeur de dispersion (en valeur absolue) et que la longueur minimale de fibre standard est assez importante dans notre cas puisque l'isolateur, le multiplexeur et l'isolateur fibré sont nécessaires à notre configuration. Le dispositif expérimental du chapitre suivant nous permet en partie de nous affranchir de ce problème et d'atteindre une configuration de dispersion normale puisque nous utilisons une cavité de type Fabry-Pérot et que nous pouvons aussi "économiser" la dispersion engendrée par l'isolateur fibré. Les absorbants saturable utilisés dans le prochain chapitre sont placés en microcavité que l'on utilisera comme un des miroirs de la cavité Fabry-Pérot. De plus ces absorbants saturables disposent de propriétés (temps de relaxation plus court...) qui pourront permettre d'améliorer le régime de verrouillage de modes.

différent doit être envisagé. Une diode de pompe monomode à 980 nm d'une puissance maximale de 500 mW a récemment été achetée au laboratoire. L'utilisation d'un amplificateur erbium/ytterbium délivrant une puissance maximale de pompage de 8 Watts a aussi été envisagée. Des expériences préliminaires ont été réalisées au laboratoire POMA d'Angers. Le SESAT était inséré en transmission (faible angle d'inclinaison) dans une cavité composée de l'amplificateur Er/Yb et un régime de verrouillage de modes comparable à celui obtenu dans la première partie de ce chapitre a été obtenu. Cette expérience a prouvé la capacité de nos structures à subir de fortes fluences d'énergie laissant présager la possibilité d'émission d'impulsions lumineuses plus énergétiques.

Chapitre 4

Laser à fibre dopée erbium à verrouillage de modes avec absorbants saturables utilisés en réflexion (SESAMs et SAINTS)

Dans le chapitre précédent, nous avons démontré que les absorbants saturables semi-conducteur InGaAs/InP dopés fer étaient capables de générer un régime de verrouillage de modes lorsqu'ils sont utilisés en transmission dans une cavité en anneau. Cependant un régime d'impulsions courtes ($\Delta T = 793$ fs ; $\Delta \lambda = 11,26$ nm ; 3,5 x limite de Fourier) n'a pu être obtenu qu'en configuration hybride (cf paragraphe 3.3).

Ce chapitre est consacré à l'étude du régime impulsionnel verrouillé en phase obtenu avec une fibre dopée erbium dans une cavité Fabry-Pérot. Un des miroirs de la cavité est constitué d'un miroir à base d'absorbant saturable [130,131]. Deux types d'absorbants ont été testés : un absorbant saturable semiconducteur à multipuits quantiques placé en microcavité connu dans la littérature sous le nom de SESAM (SEmiconductor Saturable Absorber Mirror) [12] et un autre absorbant saturable à base de nanotubes de carbone dont les capacités de verrouillage de modes ont été révélées récemment [132–134].

Les SESAMs ont permis la génération d'impulsions courtes dans de nombreux lasers solides. Sans vouloir être exhaustif, citons : le Nd : YLF [12] qui a permis la génération d'impulsions de 3,3 ps de durée. Des impulsions de 1,8 nJ d'énergie et de 6,9 ps de durée ont été émises grâce à un laser Nd : YAG [135]. Enfin des disques minces Yb : YAG [136] ont permis l'émission d'impulsions de 730 fs de durée et de 0,47 μ J d'énergie. Le verrouillage de modes a été obtenu dans ces expériences avec un SESAM à base de multipuits quantiques InGaAs/GaAs. Des impulsions de 13 fs de durée ont été obtenues avec un SESAM par Kartner et al [137] et des puissances moyennes de sortie de 27 W ont été reportées dans un laser Nd : YAG [138]. Les SESAMs sont actuellement le moyen le plus fiable pour démarrer

le régime de verrouillage de modes dans un laser et sont donc intégrés dans des lasers commerciaux fonctionnant à diverses longueurs d'onde¹. L'avantage technologique principal des SESAMs par rapport à d'autres absorbants saturables réside dans le fait qu'ils offrent la possibilité de contrôler plusieurs paramètres importants tels que le temps de recouvrement de l'absorption, la fluence de saturation et les pertes d'insertion.

Les SESAMs ont été initialement développés pour le verrouillage de modes de lasers solides [139–141] à faible gain, ce qui par conséquent impose la minimisation des pertes dans les structures non-linéaires. De ce fait, leur utilisation dans les lasers à fibre à fortes puissances n'est pas immédiate. En particulier, de fortes non-linéarités sont nécessaires pour assurer l'auto-démarrage du régime de verrouillage de modes mais en évitant les instabilités de type "Q-switch" (cf chapitre 2 et 3). Le premier laser à fibre utilisant un SESAM pour le démarrage et la mise en forme d'impulsions picosecondes a été rapportée par Ober et al au début des années 90 [47]. Depuis lors les SESAMs ont été massivement utilisés, principalement à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ [142], aussi bien en régime de dispersion anormale [58] que normale [41, 56]. L'utilisation d'un SESAM à chaque extrémité de la cavité a même été proposée par Guina et al [57]. Un des SESAMs a un temps de relaxation long et est utilisé pour rendre le laser auto-démarrant tandis qu'un second absorbant saturable au temps de relaxation plus court est utilisé pour la mise en forme de l'impulsion ("pulse-shaping"). Toutefois il faut noter que peu d'explications sont données dans la littérature sur les caractéristiques du SESAM idéal pour les lasers à fibres, surtout en abordant des puissances intra-cavité importantes ($>100 \mu\text{J.cm}^{-2}$). Dans la première partie de ce chapitre, nous allons présenter les microcavités à base de multipuits quantiques dopés fer utilisées comme SESAM. Ensuite les résultats expérimentaux obtenus en configuration laser avec ces microcavités seront présentés. Il est connu que le régime de dispersion normale permet d'obtenir des énergies d'impulsions plus importantes que le régime de dispersion anormale [49, 50], nous allons donc étudier les caractéristiques de notre laser en fonction du régime de dispersion. Enfin nous proposerons une solution pour obtenir un régime impulsif stable en régime de dispersion normale. La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à la réalisation d'un laser verrouillé en phase grâce à un absorbant saturable à base de nanotubes de carbone. Nous décrirons les propriétés optiques de ces nouveaux matériaux découverts en 1991 [143] ainsi que leur utilisation en tant qu'absorbant saturable dans le cas d'un dépôt sur un miroir or. Différents régimes de dispersion seront aussi étudiés.

4.1 Absorbant saturable à base de multipuits quantiques

4.1.1 Propriétés des SESAMs

Nous avons utilisé des absorbants saturables semiconducteurs InGaAs/InP dopés fer en transmission dans le chapitre précédent. Des absorbants saturables similaires vont main-

¹<http://www.pritel.biz>, <http://www.fianium.com/>, <http://www.timebandwidth.com/>

tenant être utilisés en réflexion dans ce chapitre. Pour pouvoir les utiliser comme un des miroirs d'une cavité laser de type Fabry-Pérot, il faut les placer en microcavité, ceci afin de tirer profit au mieux de leurs non-linéarités.

Le principe d'une microcavité de type Fabry-Pérot asymétrique (FPA) repose sur l'utilisation de deux miroirs : un de faible réflexion et l'autre de forte réflexion comme illustré sur la figure (4.1).

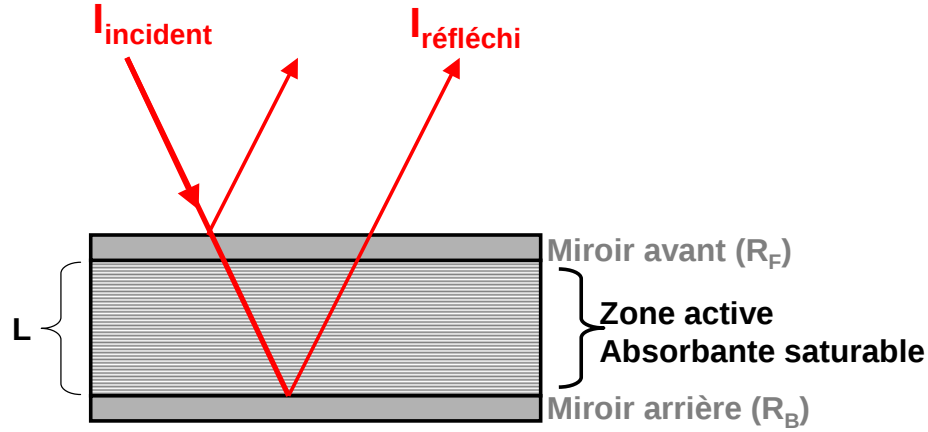


Figure 4.1 – Schéma de principe d'une microcavité Fabry-Pérot asymétrique.

La réflectivité totale d'une cavité FPA sous incidence normale est définie en fonction de la réflectivité du miroir avant (R_F), celle du miroir arrière (R_B), la longueur de la zone active L , le coefficient d'absorption α et le déphasage de l'onde introduit par la cavité ϕ selon la formule (4.1) :

$$R_{FPA} = \frac{(-\sqrt{R_F} + \sqrt{R_B} \exp(-\alpha L))^2 + 4\sqrt{R_F R_B} \exp(-\alpha L) \sin^2(\frac{\phi}{2})}{(1 - \sqrt{R_F R_B} \exp(-\alpha L))^2 + 4\sqrt{R_F R_B} \exp(-\alpha L) \sin^2(\frac{\phi}{2})} \quad (4.1)$$

avec $\phi = \frac{2n\pi}{\lambda} 2L$, n est l'indice optique de la zone active.

Nous avons tracé la réflectivité (R_{FPA}) d'une telle cavité en fonction du déphasage ϕ pour différentes valeurs de réflectivité des miroirs avant et arrière (R_F , R_B) (figure 4.2.a) et pour différentes absorbances αL (figure 4.2.b).

La réflectivité minimale R_{RPAmin} est obtenue dans le cas où le déphasage ϕ est un multiple de 2π tel que :

$$R_{RPAmin} = \frac{(-\sqrt{R_F} + \sqrt{R_B} \exp(-\alpha L))^2}{(1 - \sqrt{R_F R_B} \exp(-\alpha L))^2} \quad (4.2)$$

$$\phi = 2q\pi \quad (4.3)$$

avec q un entier. Dans ce cas la longueur de la zone active est alors :

$$L = q \frac{\lambda}{2n} \quad (4.4)$$

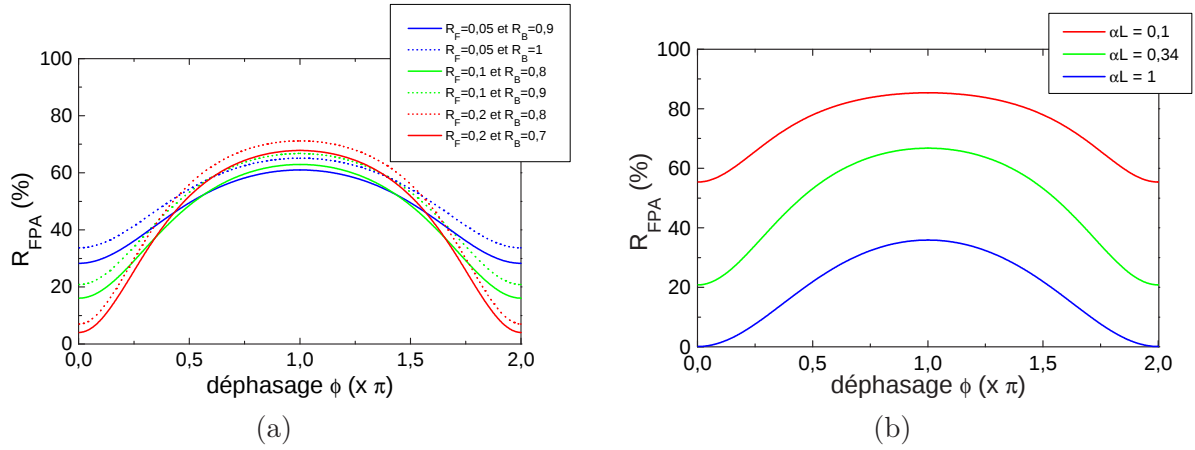


Figure 4.2 – Réflectivité R_{FPA} en fonction du déphasage ϕ (a) pour différentes associations (R_F , R_B) avec $\alpha L = 0.34$ (b) pour différents αL et $R_F = 0.1$ et $R_B = 0.9$

L'intérêt de ces microcavités est de proposer un contraste important (figure 4.2). Le contraste est défini comme le rapport entre la réflectivité à forte excitation optique et celle à faible excitation optique. Lorsque la réflectivité à faible excitation optique tend vers zéro, le contraste tend vers l'infini. Pour obtenir cette situation, on choisit donc R_F tel que :

$$R_F = R_B \exp(-2\alpha L) \quad (4.5)$$

pour annuler la valeur de la réflectivité minimale (formule 4.2).

Un paramètre essentiel de ces microcavités lorsqu'elles sont utilisées en tant qu'absorbant saturable destiné à verrouiller en phase un laser est leur bande passante. Elle est définie par la formule suivante [144] :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL} \quad (4.6)$$

Dans notre cas, le miroir arrière est un miroir or. L'or présente l'avantage d'avoir une forte réflectivité (97 %) sur une très large bande passante (300 nm à 1800 nm). Le miroir avant de faible réflexion est constitué d'une couche d'InP. Etant donné l'indice de ce matériau ($n = 3.2$) et celui de l'air ($n=1$), l'interface air-InP sera équivalente à un miroir de réflexion $R_F = 0.27$ selon les lois de Fresnel. Des simulations ont été réalisées à l'INSA de Rennes [75] afin de déterminer le nombre optimal de puits quantiques à insérer dans la zone active. Une couche de phase en InP est ajoutée pour satisfaire la condition sur la longueur totale de la cavité vue précédemment (équation 4.4) tout en prenant en compte le déphasage introduit par le miroir or. Cette couche d'adaptation de phase va permettre de placer les derniers puits quantiques au maximum du champ électromagnétique. A partir de la valeur expérimentale de l'absorption des puits quantiques ($\alpha = 12350 \text{ cm}^{-1}$), il a été choisi un nombre de 61 puits quantiques afin d'avoir un contraste le plus important possible. Le schéma de la réalisation des microcavités est représenté sur la figure (4.3). La croissance des différentes couches constituant la microcavité est réalisée sur un substrat InP. Sont déposés successivement : la

couche d'arrêt en InGaAs, une couche de phase en InP de 374,5 nm, 61 multipuits quantiques d'épaisseur 8,5 nm entourés de barrières de 10 nm et une seconde couche en InP de 50 nm. Après la croissance, la microcavité est placée dans une enceinte à canon à électrons où le dépôt du miroir d'or en surface est réalisé. La structure est alors tournée de 180° et collée à l'aide d'une résine chargée en alumine, conductrice de la chaleur, sur un substrat en Si.

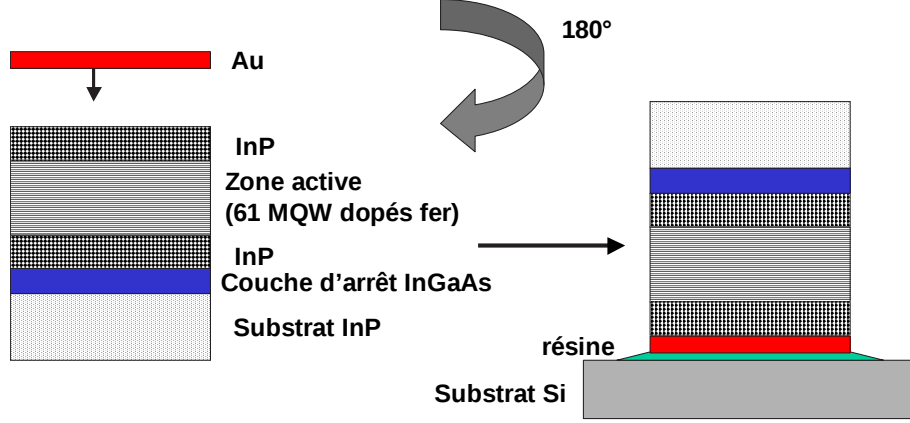


Figure 4.3 – Schéma de notre microcavité à base de puits quantiques InGaAs/InP dopés fer.

Nous disposons de 2 absorbants saturables référencés 2129-3 et 2408-1 dont les propriétés optiques sont résumées dans le tableau suivant (4.1) :

AS	Contraste (dB) ± 0.5 (μm)	Max @ λ	Temps de déclin (ps) (à 1/e)	Fluence seuil de sa- turation ($\mu\text{J.cm}^{-2}$)	Bande Passante @ -3 dB (nm)	Pertes d'in- sertion (dB)
2129-3	8,3 @ 1,545		7,9	5,6	39	-12
2408-1	6,8 @ 1,532		0,5	4,7	45	-3,1

Tableau 4.1 – Propriétés optiques des SESAMs 2408-1 et 2129-3.

La réflexion différentielle normalisée (RDN) est le rapport entre la différence de réflectivité à un flux donné et la réflectivité à faible flux et la réflectivité à fort flux (réflectivité maximale). L'évolution de la RDN en fonction de la fluence incidente est reportée sur la figure (4.4). Les fluences de saturation (F_{sat}) des différents échantillons sont extraites à l'aide de l'ajustement théorique de ces courbes selon la formule (4.7) déduite de l'expression de la réflectivité minimale de l'équation (4.2) et de la loi semi-empirique de la saturation de l'absorption $\alpha(F) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{F}{F_S}}$.

$$\frac{\Delta R}{R_0}(F) = \frac{R(F)}{R_0} - 1 = \left(\frac{-\sqrt{R_F} + \sqrt{R_B} \exp(-\alpha(F)L)}{1 - \sqrt{R_F R_B} \exp(-2\alpha(F)L)} \right)^2 \left(\frac{1 - \sqrt{R_F R_B} \exp(-2\alpha_0 L)}{-\sqrt{R_F} + \sqrt{R_B} \exp(-\alpha_0 L)} \right)^2 - 1 \quad (4.7)$$

avec ΔR : la réflectivité différentielle absolue, R_0 : la réflectivité minimale de la cavité et F : la fluence. Ces courbes ont été réalisées à l'INSA Rennes à la longueur d'onde excitonique

de chacune des microcavités, soit $1,565 \mu\text{m}$, $1,532 \mu\text{m}$ et $1,51 \mu\text{m}$ respectivement pour les structures dont les temps de relaxation sont 8.1 ps, 1.1 ps et 290 fs. Des fluences seuil de saturation de $1,9 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ($\tau_R = 8,1 \text{ ps}$), $4,8 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ($\tau_R = 1,1 \text{ ps}$) et $3,5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ($\tau_R = 290 \text{ fs}$) ont été obtenues. Notons que nous n'avons pas testé ces structures dans une cavité laser (les seules structures en notre possession sont référencées dans le tableau (4.1)).

L'évolution de la fluence seuil de saturation en fonction de la longueur d'onde a été mesurée pour une structure dont le temps de relaxation est 8,1 ps et est représentée sur la figure (4.5). Sur l'intervalle spectral (1525 nm - 1590 nm), la fluence seuil de saturation varie de $1,9 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ à $6 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. La fluence seuil de saturation est donc très sensible à la longueur d'onde de fonctionnement.

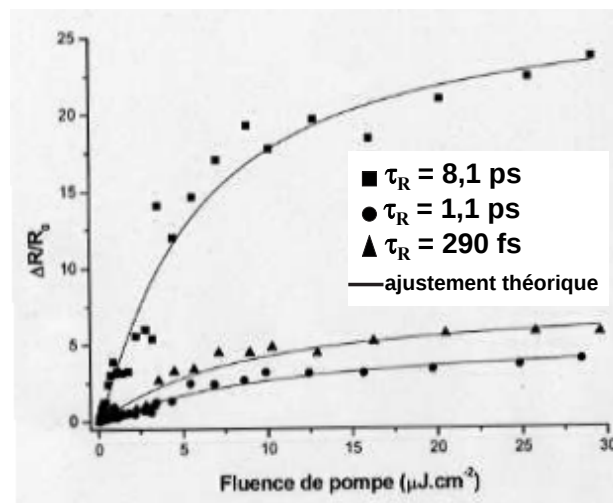


Figure 4.4 – Evolution de la RDN en fonction de la fluence incidente pour 3 SESAMs aux temps de relaxation $\tau_R = 290 \text{ fs}$, $1,1 \text{ ps}$ et $8,1 \text{ ps}$. (INSA Rennes)

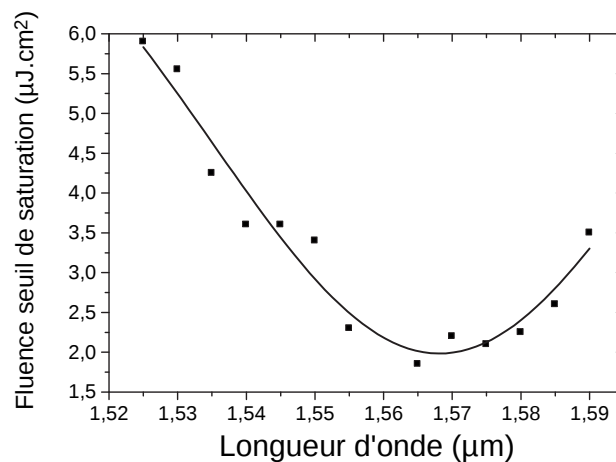


Figure 4.5 – Fluences seuils de saturation d'une microcavité à puits quantiques dopés fer à une concentration de $3,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($\tau_R = 8,1 \text{ ps}$) en fonction de la longueur d'onde. La courbe en trait plein est un guide pour l'oeil. (INSA Rennes)

Seule la structure 2408-1 a été capable d'initier le régime de verrouillage de modes dans notre laser à fibre dopée erbium. L'absorbant saturable 2129-3 possède des propriétés comparables à l'échantillon 2408-1 sauf qu'il possède un temps de relaxation plus de 15 fois plus long et que ses pertes d'insertion sont beaucoup plus grandes. Etant donné que le temps de 7,9 ps semble assez court pour pouvoir générer du verrouillage de modes ce qui a déjà été confirmé au chapitre 4, on peut supposer que ce sont les pertes d'insertion trop importantes qui empêchent l'apparition du régime de verrouillage de modes.

4.1.2 Génération d'impulsions courtes avec des SESAMs à base de MQW

4.1.2.1 Le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure (4.6). La cavité Fabry-Pérot est constituée d'un miroir or déposé en extrémité de fibre ($R \approx 100\%$) d'un coté et de l'absorbant saturable de l'autre (pertes d'insertion = -3,1 dB). Le milieu amplificateur est une fibre erbium dopée autour de 1500 ppm (absorption à 1530 nm : 14 dB/m). Sa dispersion chromatique est de -21,4 ps/nm/km à 1,56 μm . Cette fibre est pompée par un signal à 980 nm injecté via un multiplexeur et fourni par une diode laser fibrée monomode (Max :120 mW à 240 mA de courant de pompe). La cavité est composée de fibre standard (SMF28) et de fibre monomode à 980 nm (Hi1060), de dispersions égales à +17,4 ps/nm/km et +8,7 ps/nm/km respectivement. Deux objectifs de microscope permettent d'imager la sortie de fibre sur le SESAM afin d'atteindre la fluence seuil de saturation F_{Sat} de ce dernier ($F_{Sat} = 4,7 \mu\text{J}/\text{cm}^2$). Une autre solution consisterait à intégrer directement le SESAM sur l'extrémité fibrée à l'aide d'un connecteur et éventuellement une microlentille type SELFOC. Le signal de sortie est prélevé à travers un coupleur 90/10, ainsi l'énergie nécessaire suffisante pour saturer l'absorbant saturable est conservée dans la cavité. Notons que la fluence incidente sur le SESAM est évaluée à 500 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ (impulsions de 100 pJ d'énergie et faisceau incident sur le SESAM de diamètre 5 μm). Avec une telle énergie incidente sur le SESAM ($\approx 100 \times F_S$), on pensait pouvoir extraire plus d'énergie de la cavité par l'intermédiaire du coupleur, cependant l'essai d'un coupleur 50/50 ne nous a pas permis d'obtenir le régime de verrouillage de modes.

4.1.2.2 Etude en fonction de la dispersion

Nous avons testé 8 configurations de dispersions différentes : 4 en régime de dispersion anormale et 4 en régime de dispersion normale. Le passage d'un régime de dispersion à l'autre s'effectue en coupant ou en ajoutant de la fibre standard. Il en résulte que la fréquence de répétition des impulsions change d'une configuration à l'autre. Les 8 configurations notées A, B, C, D, E, F, G et H correspondent à des valeurs de dispersion ($\sum_i L_i D_i$) égales à +0.045, +0.025, +0.012, +0.003, -0.005, -0.010, -0.016 et -0.019 ps/nm et à des cadences de 12.30, 14.03, 15.71, 17.02, 18.51, 19.45, 20.98 et 21.64 MHz respectivement. Nous allons d'abord présenter les résultats expérimentaux en régime de dispersion anormale puis nous

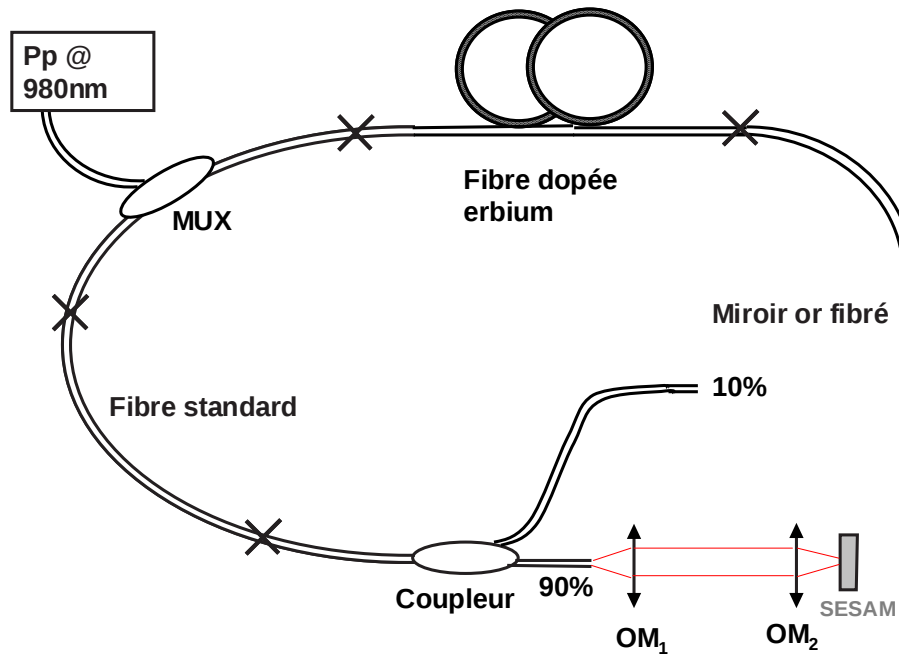


Figure 4.6 – Configuration expérimentale du laser.

passerons ensuite aux résultats obtenus en régime de dispersion normale. L'ensemble des configurations est résumé dans le tableau (4.2).

Notation	A	B	C	D		E	F	G	H
dispersion ($\sum_i L_i D_i$)(ps/nm)	+0.045	+0.025	+0.012	+0.003		-0.005	-0.010	-0.016	-0.019
fréquence de répétition (kHz)	12.30	14.03	15.71	17.02		18.51	19.45	20.98	21.64
régime de dispersion	anormale					normale			

Tableau 4.2 – Notations et dispersions des différentes configurations.

A) Régime de dispersion anormale

En régime de dispersion anormale l'observation du signal de sortie avec un détecteur rapide (8 GHz) couplé à un oscilloscope rapide (5 GHz) montre un train d'impulsions régulier et stable comme l'illustre la figure (4.7). Les seuils d'obtention du régime de verrouillage de modes sont constants pour les 4 configurations et environ égaux à 25 mW.

Les impulsions émises ont des durées comprises entre 294 fs (configuration A) et 719 fs (configuration D). Cette durée est d'autant plus importante qu'on se rapproche d'une dispersion totale moyenne nulle. Les traces d'autocorrélation permettant de déduire ces durées sont représentées sur la figure (4.8). Dans ce régime de dispersion les traces d'autocorréla-

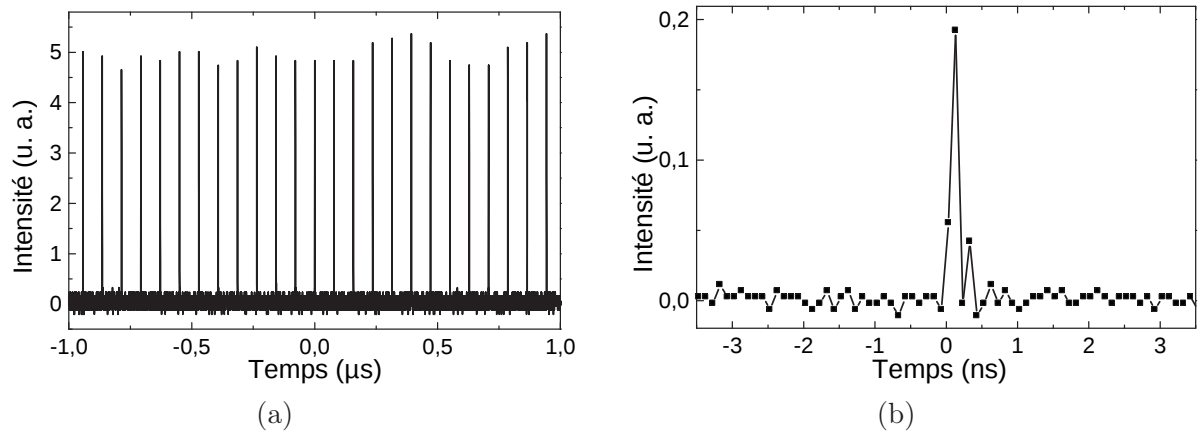


Figure 4.7 – (a) Trace temporelle du laser en régime de dispersion anormale pour $P_p = 70\text{mW}$. (b) Zoom sur une impulsion : Les oscillations observées après l'impulsion principale sont dues au détecteur.

tion sont, pour une même configuration, stables en fonction du pompage dans la mesure où le laser fonctionne en régime mono-impulsionnel.

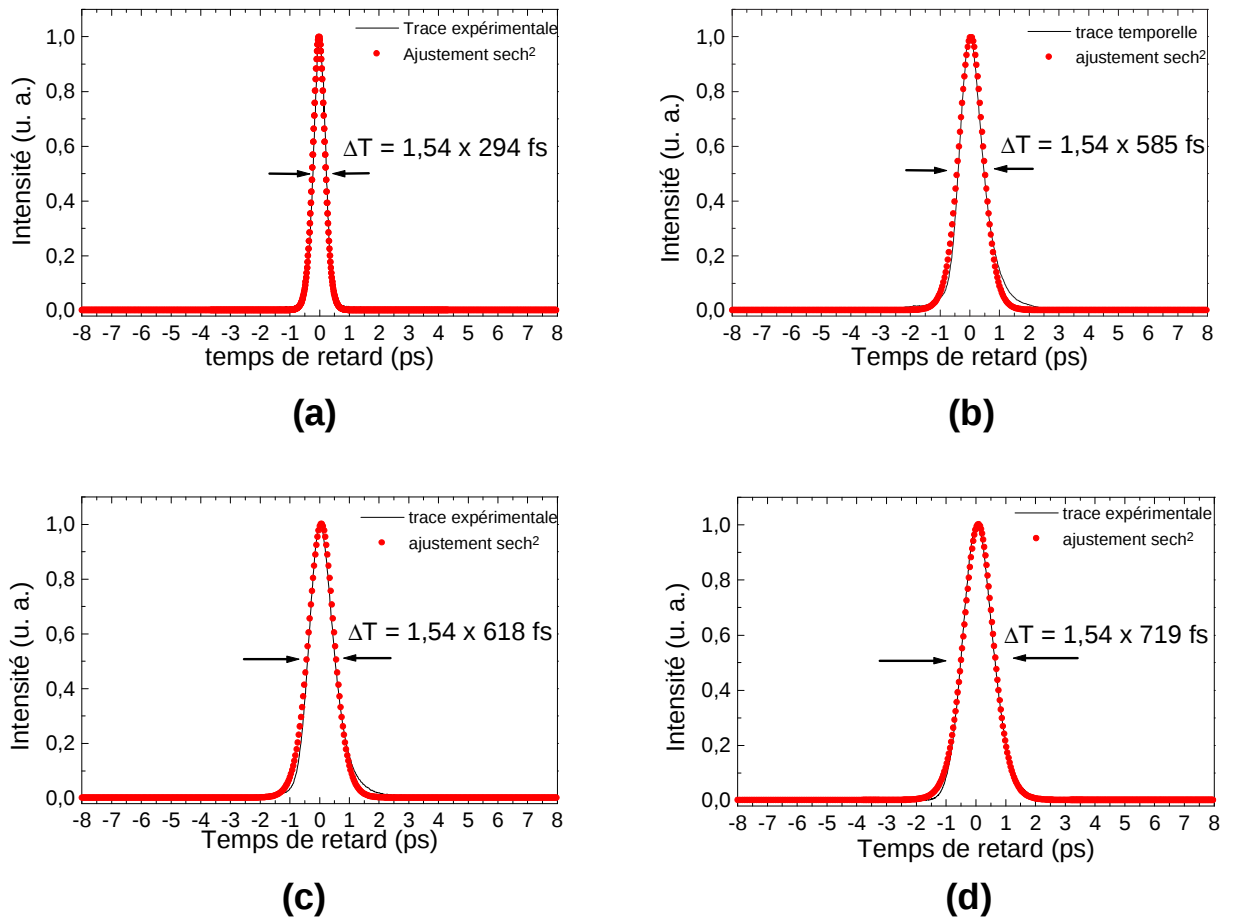


Figure 4.8 – (a-d) Trace d'autocorrélation pour $P_p = 120 \text{ mW}$ respectivement pour les configurations (A-D).

La largeur à mi-hauteur du spectre optique croît au fur et à mesure que la dispersion tend vers zéro. Elle est d'environ 10 nm dans la configuration A et elle passe à 35/40 nm pour la configuration D. Les bandes latérales de Kelly caractéristiques des lasers opérant en régime de dispersion anormale sont nettement visibles sur la figure (4.9.a). En revanche elles s'écartent et disparaissent progressivement à l'approche de la dispersion totale nulle comme sur la figure (4.9.d).

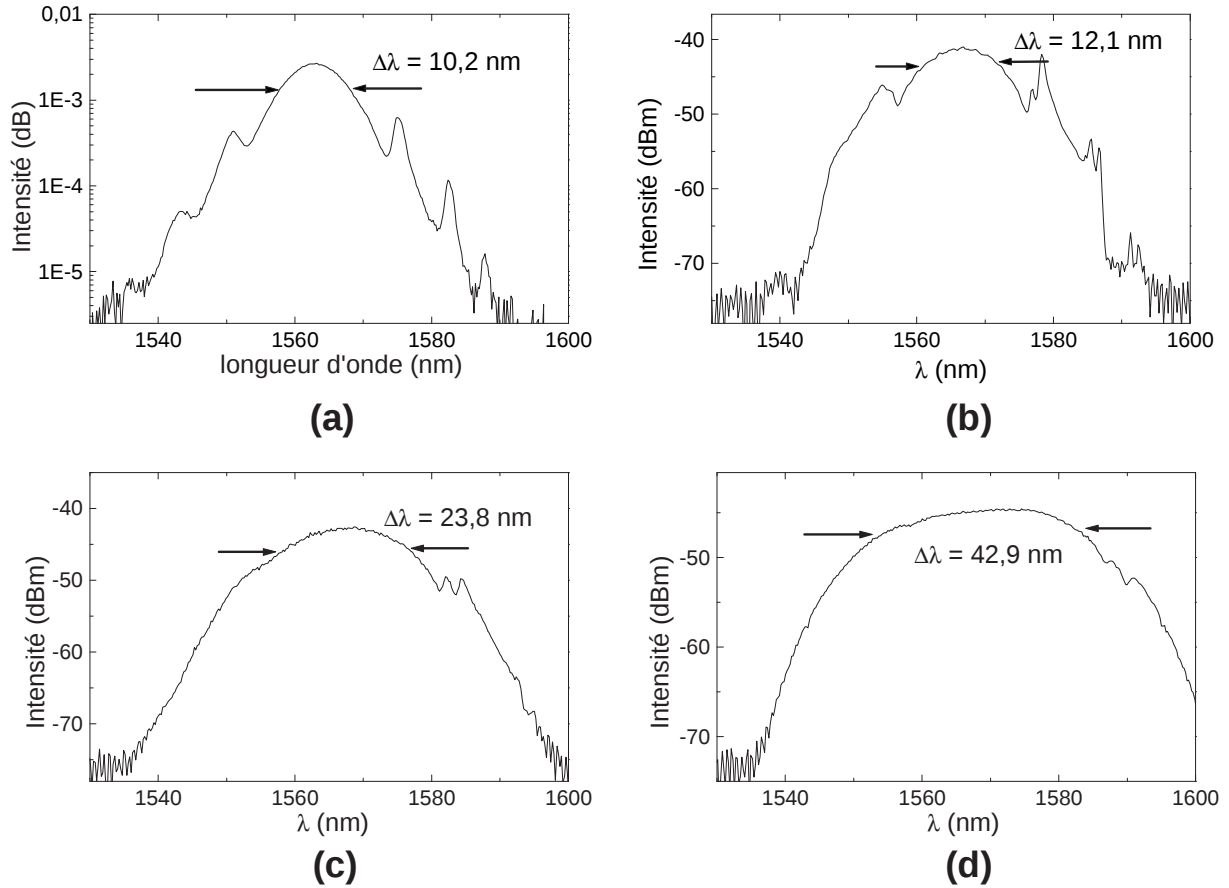


Figure 4.9 – (a-d) Spectre optique pour $P_p = 120$ mW respectivement pour les configurations (A-D).

L'augmentation de la largeur à mi-hauteur du spectre optique s'accompagne aussi d'une augmentation générale de la durée des impulsions. La courbe donnant la durée mesurée des impulsions et la durée théorique minimale des impulsions en limite de Fourier (déduite du spectre optique) pour l'ensemble des configurations en régime de dispersion anormale est représentée sur la figure (4.10).

La puissance de sortie moyenne émise par le laser est environ la même quelque-soit la valeur de la dispersion. Elle évolue de environ 0,20 mW au seuil jusqu'à 1,35 mW à puissance maximale de pompage (figure 4.11). Les énergies par impulsion sont d'autant moins importantes que l'on s'approche d'une dispersion nulle (cf figure 4.11) étant donné que pour modifier la dispersion, nous diminuons la longueur de fibre standard et que donc

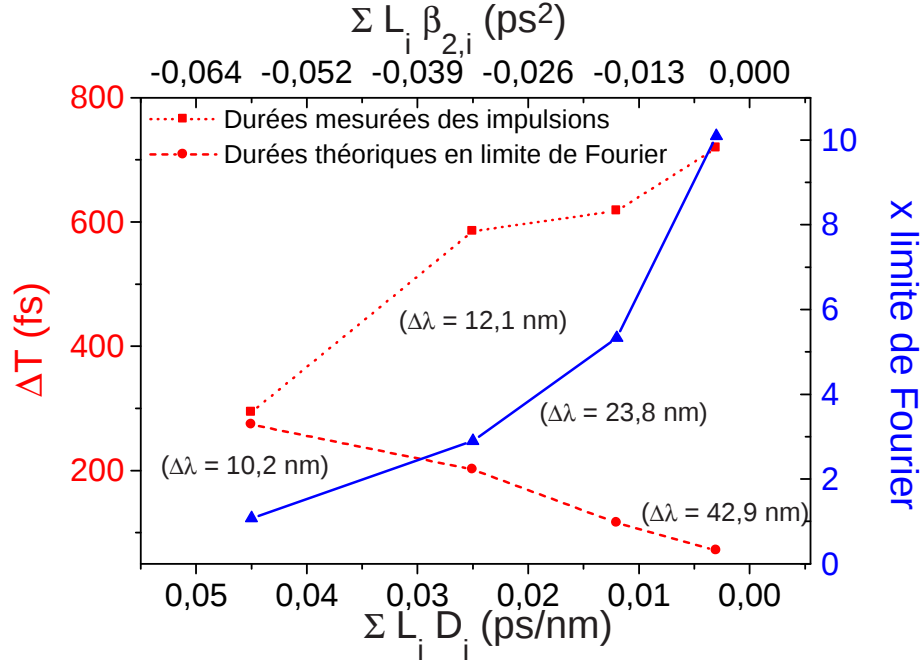


Figure 4.10 – Durées des impulsions et durées minimales en limite de Fourier des impulsions calculées avec le spectre optique pour l'ensemble des configurations en dispersion normale.

nous augmentons la fréquence de répétition des impulsions ($ISL = \frac{c}{2nL_{cav}}$). Les énergies par impulsion sont reportées sur la figure (4.11) pour les configurations A, B, C et D.

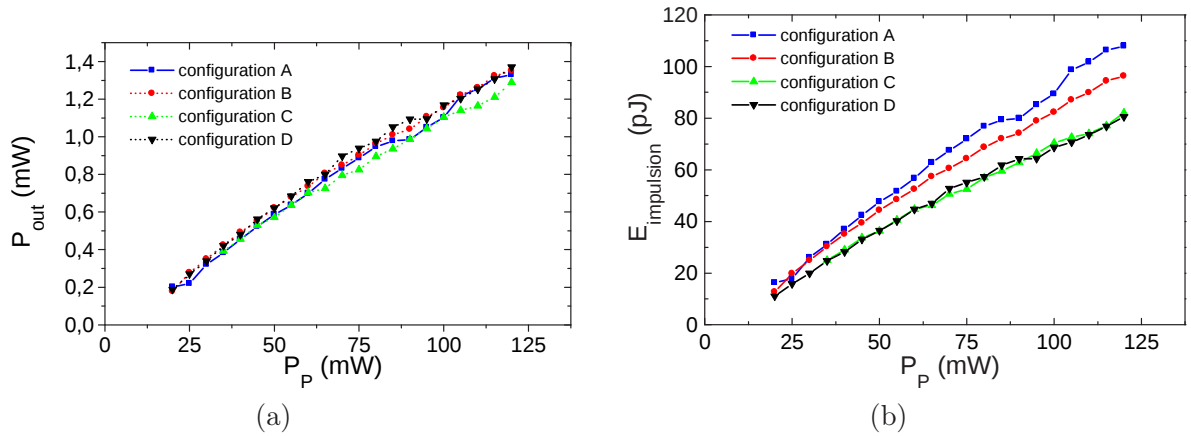


Figure 4.11 – (a) Puissance moyenne et (b) Énergie par impulsion en fonction du pompage.

La stabilité du laser est analysée grâce au spectre basse fréquence du laser qui est représenté sur la figure (4.12). Le pic central est net et n'est pas perturbé. Notons que le spectre basse-fréquence est environ le même quel que soit le pompage en régime de dispersion anormale. Les modulations d'amplitude calculées par la méthode de Von der Linde [128] sont évaluées à 3,34 % ($P_1 = 10^{-3,53}$, $P_3 = 10^{-8,72}$, $\Delta f_3 = 518$ kHz et $\Delta f_{res} = 3$ kHz) (cf annexe E).

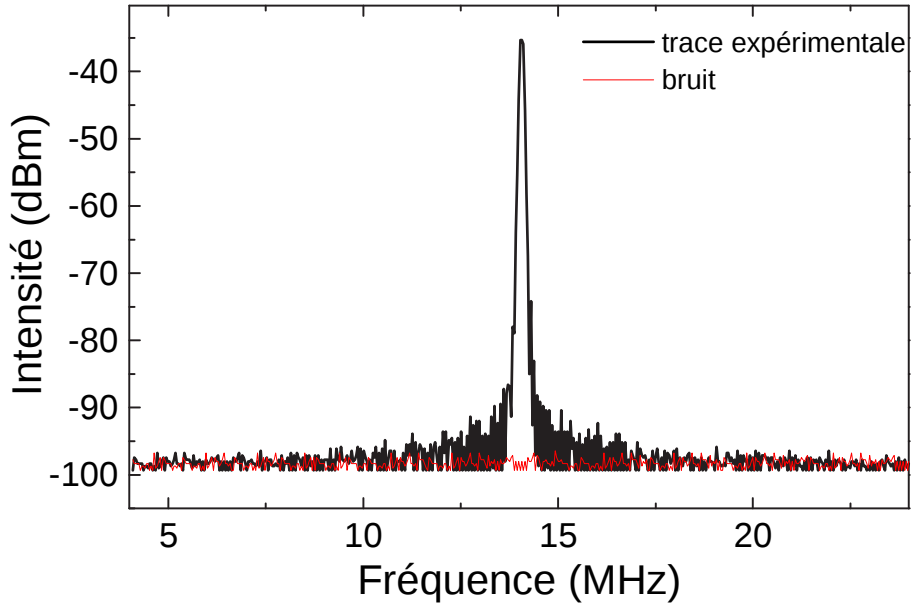


Figure 4.12 – Spectre basse-fréquence dans la configuration B pour $P_p = 120$ mW. $RBW = 3$ kHz

Pour les configurations A et B, le train d'impulsions est mono-impulsionnel (une seule impulsion dans la cavité cf figure 4.7.b) quelle que soit la puissance de pompe. En revanche pour les configurations C et D, nous avons parfois observé plusieurs impulsions dans la cavité tel que le montre la figure (4.13). Nous avons observé des régimes multi-impulsionnels dans la configuration C pour des pompages compris entre 65 mW et 85 mW. Dans la configuration D, des régimes multi-impulsionnels comparables à ceux obtenus dans la configuration précédente (2, 3 ou 4 impulsions dans la cavité) ont été obtenus pour des pompages compris entre 35 mW et 65 mW. Notons que ces régimes sont très peu stables et qu'une très légère perturbation telle qu'une légère translation du SESAM permet de revenir à un état mono-impulsionnel. De la même manière ces phénomènes multi-impulsionnels sont peu reproductibles en fonction de la puissance de pompe. Aucun réglage ne garantit le fonctionnement en régime mono-impulsionnel. Généralement les régimes à plusieurs impulsions sont observés dans les lasers à fibre fonctionnant avec une forte puissance de pompe et peuvent déboucher sur la génération de 2 ou 3 impulsions liées (verrouillées en phase) [111, 112] ou sur des régimes harmoniques (impulsions réparties uniformément) [113]. La violation du théorème de l'aire du soliton (l'énergie de l'impulsion ne peut dépasser une certaine énergie maximale qui dépend de sa durée à dispersion constante) est bien souvent la cause de la présence de plusieurs impulsions dans la cavité qui apparaissent donc préférentiellement à fort pompage et faible dispersion [145–147]. Dans notre cas, l'apparition de régimes multi-impulsionnels ne semble pas être seulement le fait de la puissance de pompe. Nous avons vu expérimentalement que les réglages de la cavité et plus particulièrement ceux concernant le SESAM (focalisation sur le SESAM, zone sur laquelle on focalise sur le SESAM...) étaient

en relation directe avec le nombre d'impulsions dans la cavité.

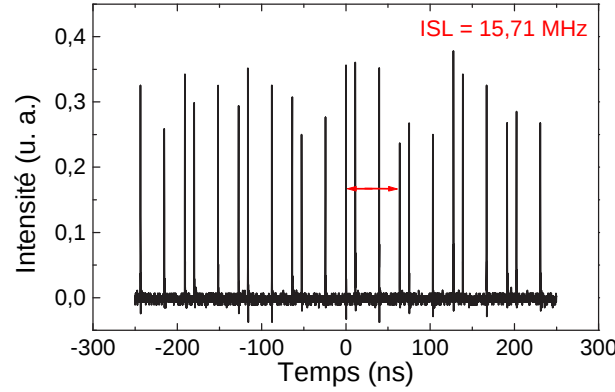


Figure 4.13 – Trace temporelle du laser pour $P_p = 70$ mW dans la configuration C avec le détecteur 8 GHz et l'oscilloscope rapide 5 GHz.

B) Régime de dispersion normale

Quatre configurations nommées E, F, G, H ont été testées. Elles correspondent respectivement à des dispersions égales à $-0,005$ ps/nm, $-0,010$ ps/nm, $-0,016$ ps/nm et $-0,019$ ps/nm. Dans ce régime, le seuil d'apparition du régime de verrouillage de modes est beaucoup plus important qu'en régime de dispersion anormale et est égal à environ 60 mW alors qu'en régime de dispersion anormale il est seulement d'environ 25 mW. Ce changement brutal est dû aux différences de méthode de propagation des impulsions dans la cavité en régime de dispersion normale et anormale.

Dans ce régime de dispersion, la stabilité du laser est plus médiocre. Les fluctuations d'amplitude sont très importantes comme on peut le voir sur l'allure de la trace temporelle représentée sur la figure (4.14) enregistrée avec un oscilloscope rapide (5 GHz). Des fluctuations d'amplitude $\frac{\Delta I}{I} = 66\%$ sont mesurées directement à partir de la trace temporelle. Contrairement au régime de dispersion anormale, il n'a jamais été observé de phénomènes multi-impulsionnels. Notons que le théorème de l'aire du soliton qui lie la durée de l'impulsion et son énergie à la dispersion de la cavité et aux effets non-linéaires ne s'applique pas en régime de dispersion normale.

Les allures des traces d'autocorrélation sont représentées sur la figure (4.15). Les durées d'impulsions s'échelonnent de 2,1 ps à 4,5 ps. Les impulsions de plus faibles durées présentent une trace d'autocorrélation avec un important piédestal. Au contraire les impulsions les plus longues présentent une allure plus conforme à l'ajustement gaussien. Les impulsions les plus longues ont été obtenues dans les configurations E et G quel que soit le pompage tandis que les plus courtes ont été obtenues avec les configurations F et H. Aucune corrélation ne semble donc exister entre la dispersion et la durée des impulsions dans ce régime de dispersion. On peut supposer que la durée et la forme de la trace d'autocorrélation sont

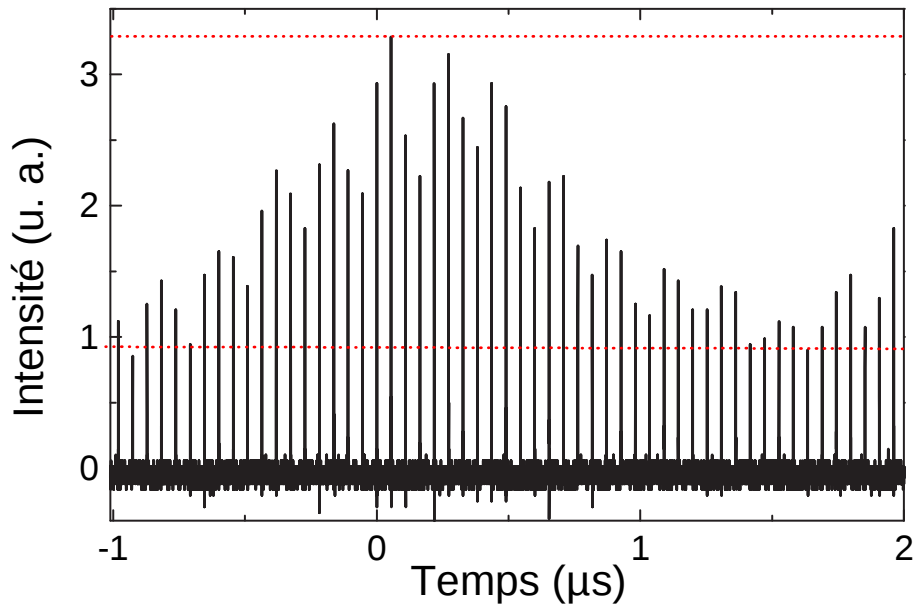


Figure 4.14 – Trace temporelle du laser pour $P_p = 70$ mW dans la configuration E.

surtout déterminées par le niveau de bruit du régime dans lequel opère le laser et donc par l'alignement et les réglages des différents éléments optiques présents dans la cavité.

Le spectre optique mesuré dans ces configurations a une largeur à mi-hauteur moins importante que dans le cas de la configuration D (régime faiblement anormal). Elle est comprise entre 21 et 31 nm quelle que soit la valeur de la dispersion (régime normal) et quel que soit le pompage. De manière générale le spectre optique est assez large pour obtenir des impulsions de 100 fs de durée en limite de Fourier après compression (système de réseaux...). L'effet le plus remarquable est le changement de la forme du spectre optique en fonction de la dispersion. On passe d'une forme arrondie proche du zéro de dispersion à une forme plus rectangulaire pour les valeurs plus extrêmes (en régime normal) de la dispersion. A l'heure actuelle l'évolution de la forme du spectre optique en fonction de la dispersion n'est pas expliquée. On peut tout de même émettre les hypothèses suivantes : la forme du spectre optique obtenu en régime de dispersion normale est proche de celui d'impulsions paraboliques [148] obtenues en régime auto-similaire, cependant il apparaît peu probable que la faible puissance de pompe de notre laser nous permette d'observer ce type de régime. De plus le régime auto-similaire est un régime qui permet d'extraire le maximum d'énergie de la cavité, or nos impulsions émises en régime de dispersion normale sont peu énergétiques. Une autre hypothèse est la suivante : Okhotnikov et al [149] ont montré que les SESAMs avec les temps de relaxation les plus courts engendraient des spectres optiques présentant des profils comparables à ceux que l'on obtient en régime de dispersion normale tandis qu'un absorbant saturable avec un temps de relaxation plus long utilisé dans les mêmes conditions générerait des spectres optiques plus arrondis avec des fronts moins raides comme on peut le voir sur la figure (4.16).

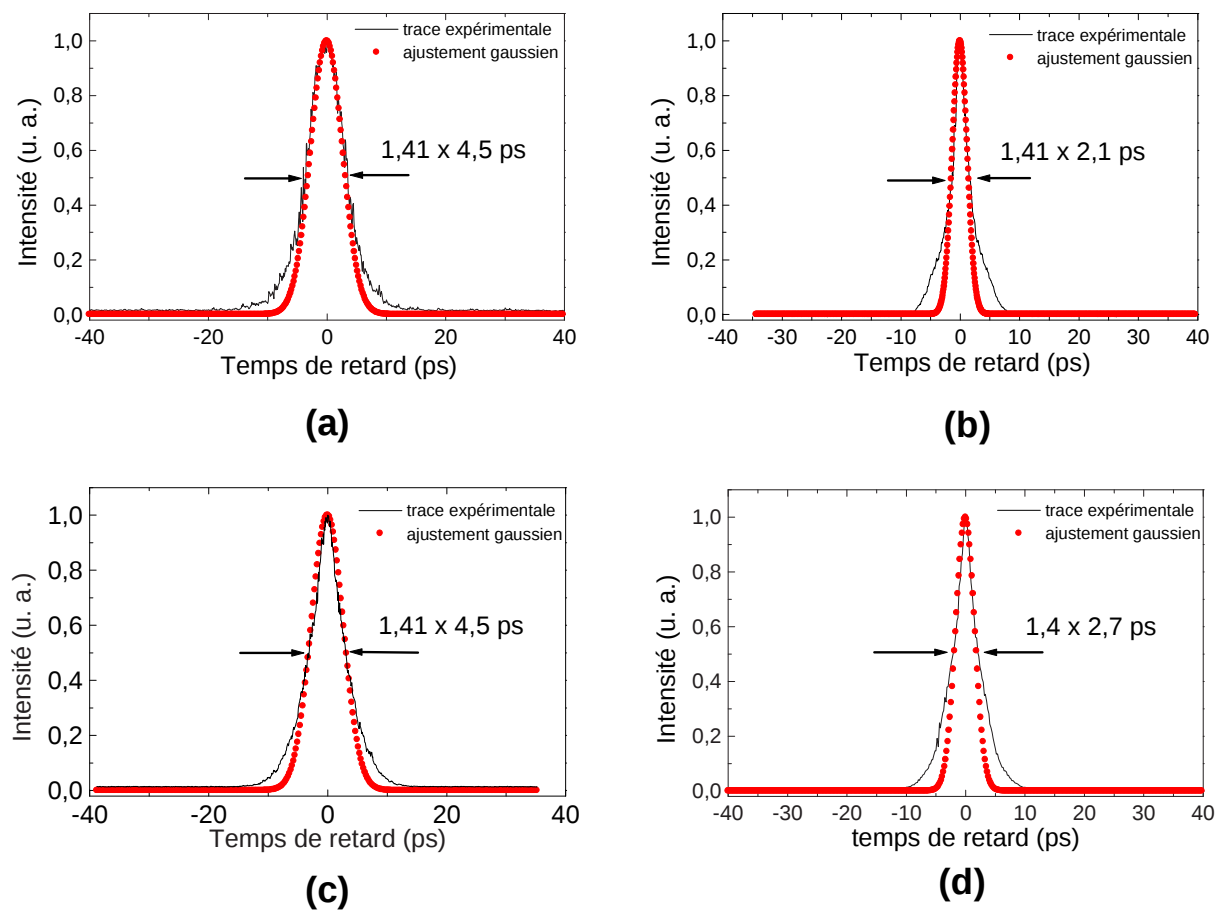


Figure 4.15 – Trace d'autocorrélation obtenue pour $P_p = 120$ mW avec (a) la configuration E, (b) la configuration F, (c) la configuration G et (d) la configuration H. Les traces présentées sont une moyenne de 16 traces.

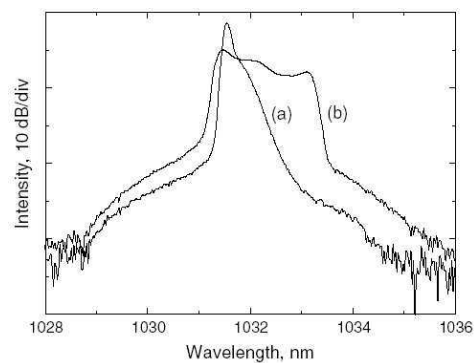


Figure 5. Comparison of pulse spectra obtained under identical experimental conditions from a passively mode-locked fibre laser using (a) a slow absorber and (b) a fast absorber used as a cavity mirror.

Figure 4.16 – Comparaison entre le spectre de l'impulsion obtenue, avec un absorbant saturable lent (a) et un absorbant saturable rapide (b) dans des conditions expérimentales identiques.

Nous savons que le temps de relaxation de nos absorbants saturables augmente en fonction de la fluence incidente [75]. Or les impulsions émises en régime de dispersion normale sont plus longues et moins énergétiques que celles émises en régime de dispersion anormale. L'absorbant saturable sera donc plus rapide favorisant l'apparition de spectre optique de forme "carrée" [149]. Cependant nous ne pouvons pas tout à fait comparer les 2 configurations car, dans le cas d'Okhotnikov, uniquement le temps de relaxation de l'absorbant saturable change alors que dans nos mesures, nous avons modifié la longueur de fibre et par conséquent la dispersion totale. Ce raisonnement pourrait être validé avec des mesures pompe-sonde, permettant la détermination du temps de relaxation de l'absorbant saturable, effectuées avec des impulsions plus énergétiques.

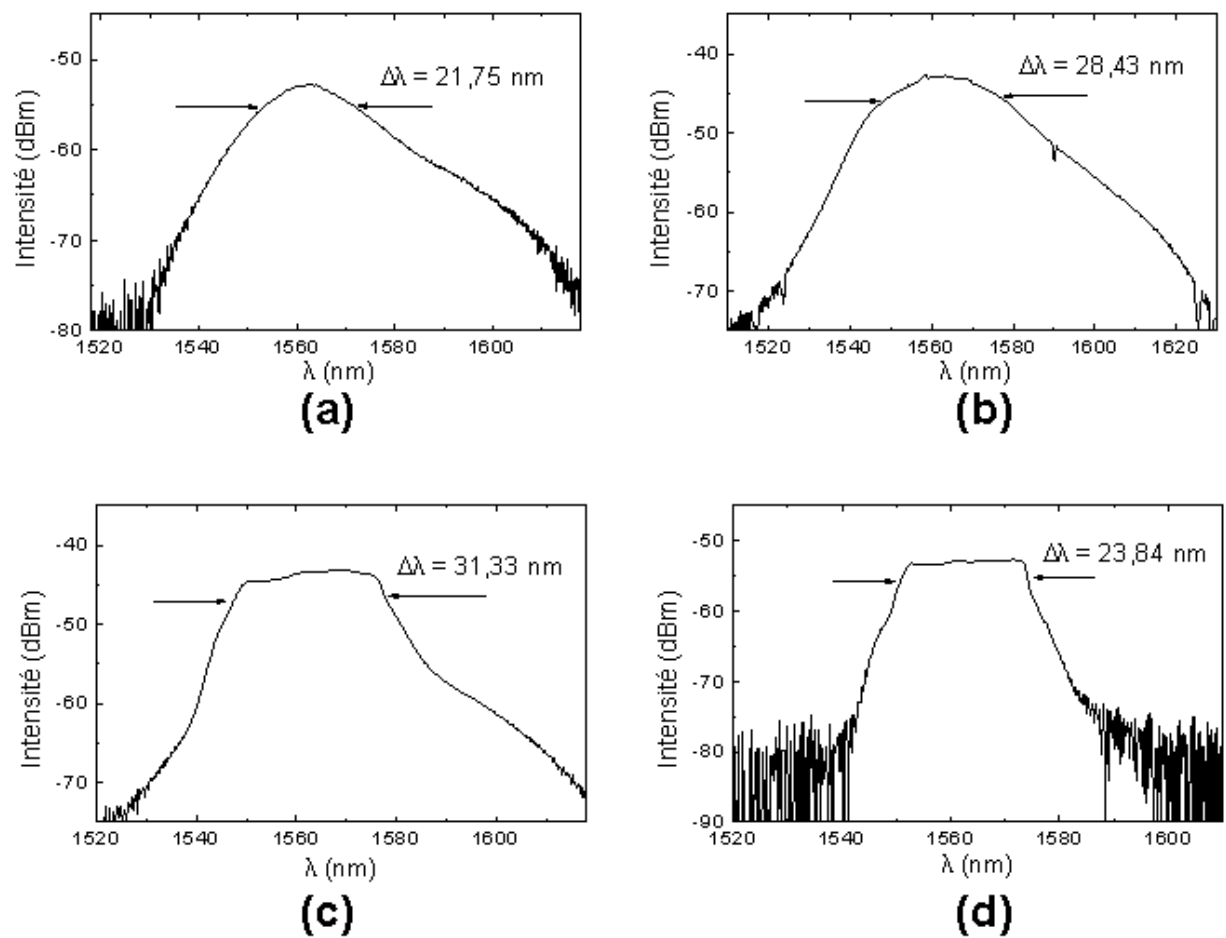


Figure 4.17 – Spectres optiques pour $P_p = 120$ mW pour les configurations (a) E, (b) F, (c) G et (d) H.

La puissance moyenne de sortie est environ la même que celle obtenue en régime de dispersion anormale. A puissance maximale de pompage, la puissance de sortie est de 1,4 mW comme en atteste la figure (4.18). Les longueurs de fibres mises en jeu étant moins importantes que dans le cas du régime anormale, les fréquences de répétition augmentent et l'énergie par impulsion diminue. Pour les configurations D, E, F et G on a respectivement

des énergies d'impulsion de 76, 71, 77 et 51 pJ à une puissance maximale de pompage de 120 mW.

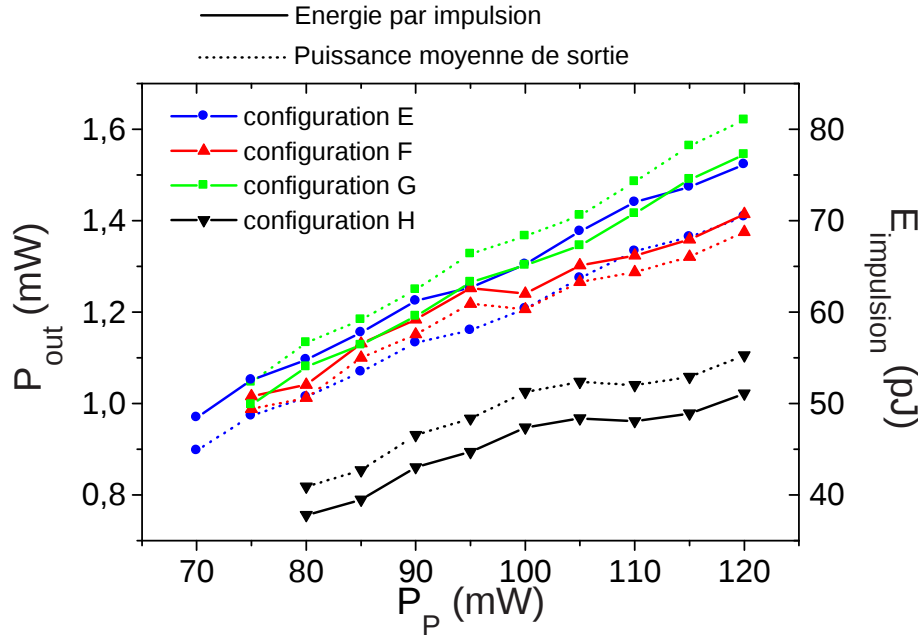


Figure 4.18 – Puissance moyenne de sortie du laser en fonction du pompage dans les configurations E, F, G et H.

Les spectres basse-fréquence du laser (figure 4.19) montrent un pic centré à la fréquence de répétition du laser fortement bruité. Le laser présente une forte fluctuation d'amplitude et de gigue temporelle que l'on peut observer sur le signal temporel fourni par l'oscilloscope rapide. Le bruit d'amplitude à partir de ce spectre basse fréquence est évalué à environ 46 % ($P_1 = 10^{-2,95}$, $P_3 = 10^{-5,60}$, $\Delta f_3 = 2822$ kHz et $\Delta f_{res} = 30$ kHz) proche de celui mesuré directement sur la trace temporelle et évalué à 66 % (figure 4.14).

C) Bilan

Nous avons vu que le régime de dispersion anormale permettait la génération d'impulsions lumineuses dont la durée est de l'ordre de 300 fs (294 fs). La durée des impulsions est d'autant plus grande que la dispersion est fortement normale. Ce phénomène a déjà été rapporté dans le cas d'un laser fonctionnant en régime de verrouillage de modes grâce à la technique de la rotation non-linéaire de la polarisation [49]. L'impulsion accumule une dérive en fréquence lors de sa propagation qui a un signe différent selon les portions de fibres traversées (essentiellement fibre standard et fibre dopée erbium). Cette dérive en fréquence est d'autant plus importante que la dispersion moyenne de la cavité est fortement normale, il en résulte que les impulsions obtenues en régime de dispersion normale peuvent être fortement recomprimées extra-cavité. L'élargissement du spectre optique lorsque la dispersion tend vers zéro laisse envisager la possibilité d'obtenir des impulsions de moins de 100 fs de

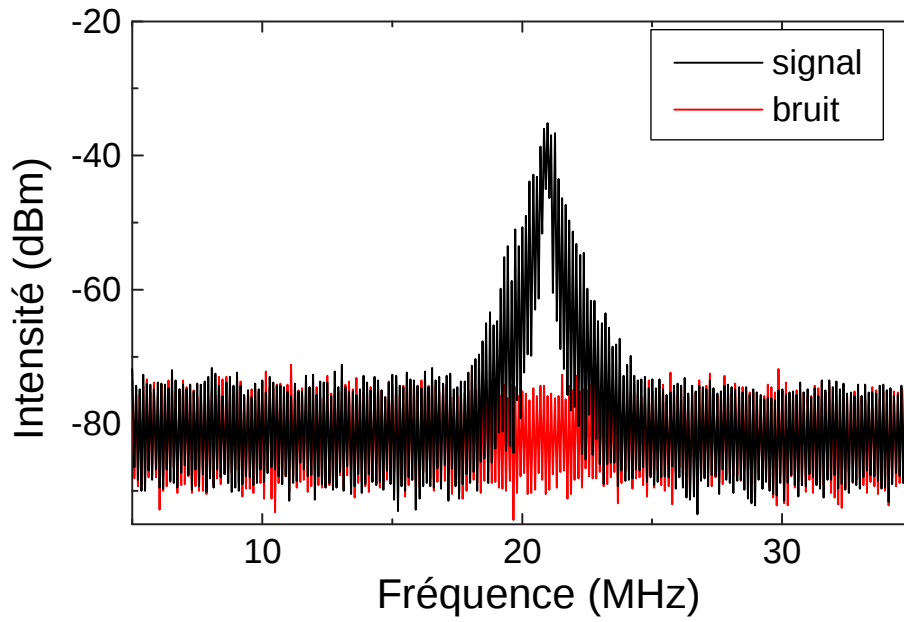


Figure 4.19 – Spectre basse-fréquence dans la configuration G pour $P_p = 120$ mW. $RBW = 30$ kHz

durées après compression.

Le régime de dispersion normale étant de médiocre qualité, nous proposons une solution basée sur l'utilisation d'effets de polarisation pour l'améliorer.

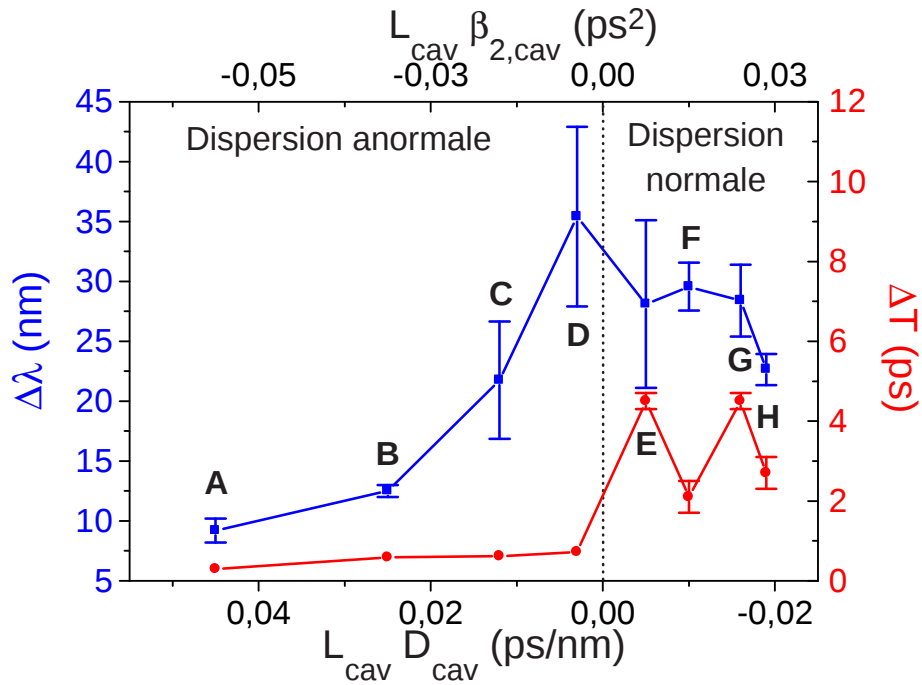


Figure 4.20 – Bilan des durées d'impulsions et de la largeur à mi-hauteur du spectre optique pour les différents régimes de dispersion. Les barres d'erreurs symbolisent en réalité les extrema de ces largeurs avec la puissance de pompe.

4.1.2.3 Configuration hybride

Le verrouillage de modes obtenu en régime de dispersion normale avec le SESAM n'étant pas de bonne qualité (importantes fluctuations d'amplitude), nous proposons une méthode afin d'améliorer le régime impulsif obtenu. Comme dans le chapitre 4, la solution retenue est l'utilisation d'effets de polarisation. Cette fois-ci, nous insérons directement un polariseur dans la cavité puisque l'absorbant saturable étant utilisé comme miroir de cavité, il est impossible qu'il joue le rôle de filtre de polarisation comme c'était le cas dans la configuration hybride du chapitre 3 (paragraphe 3.3). Un polariseur orientable est donc introduit dans la cavité comme l'illustre la figure (4.21). Le régime de dispersion est celui de la configuration H. ($\sum_i L_i D_i = -0,019 \text{ ps/nm} \Leftrightarrow \sum_i L_i \beta_{2,i} = +0,0245 \text{ ps}^2$).

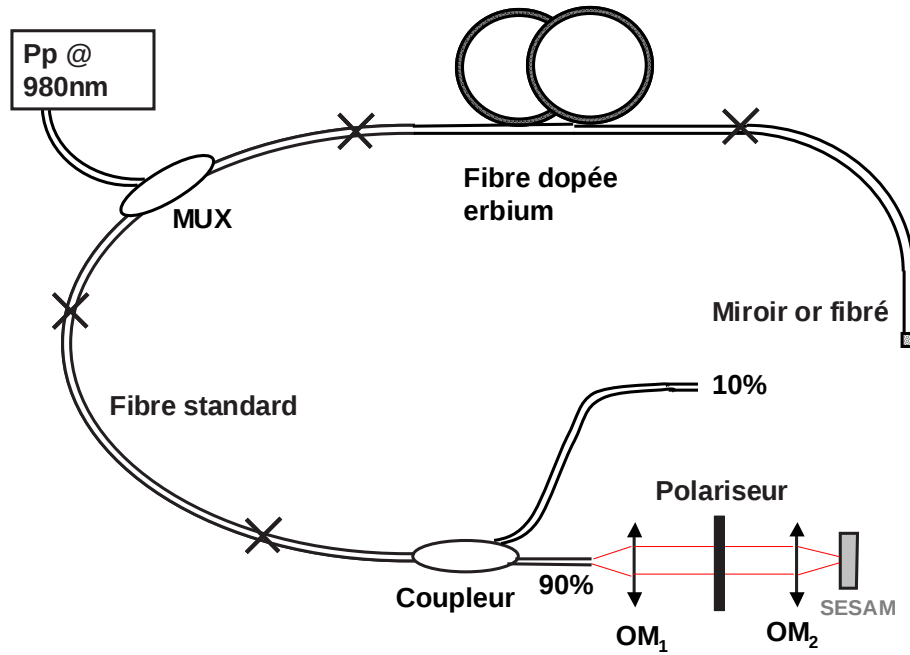


Figure 4.21 – Configuration expérimentale du laser fonctionnant avec des effets de polarisation.

En ajustant l'orientation du polariseur, nous parvenons à obtenir un régime de verrouillage de modes beaucoup moins perturbé (train d'impulsions régulier, trace d'autocorrélation beaucoup plus stable). La mise en forme des impulsions se fait par des effets de polarisation. Notons que nous avons vérifié que ce régime est totalement auto-démarrant pour des pompages supérieurs à 75 mW. Ceci montre que le SESAM initie le régime impulsif puisqu'un effet de RNLP ne peut être autodémarrant en configuration Fabry-Pérot. La trace temporelle à un pompage de 80 mW et le spectre basse-fréquence (ordre 1 à l'ISL de la cavité) du laser à pompage maximal de 120 mW sont représentés sur la figure (4.22). Leurs allures ne varient pas en fonction du pompage. Les fluctuations d'amplitude sont beaucoup moins importantes que dans le cas précédent. Il en résulte une plus grande finesse du spectre basse fréquence. Le bruit d'amplitude est évalué à 0,50 % ($P_1 = 10^{-3,44}$, $P_3 =$

$10^{-9,117}$, $\Delta f_3 = 12$ kHz et $\Delta f_{res} = 1$ kHz). Le laser a effectivement une stabilité bien plus importante que dans le cas de la configuration sans polariseur.

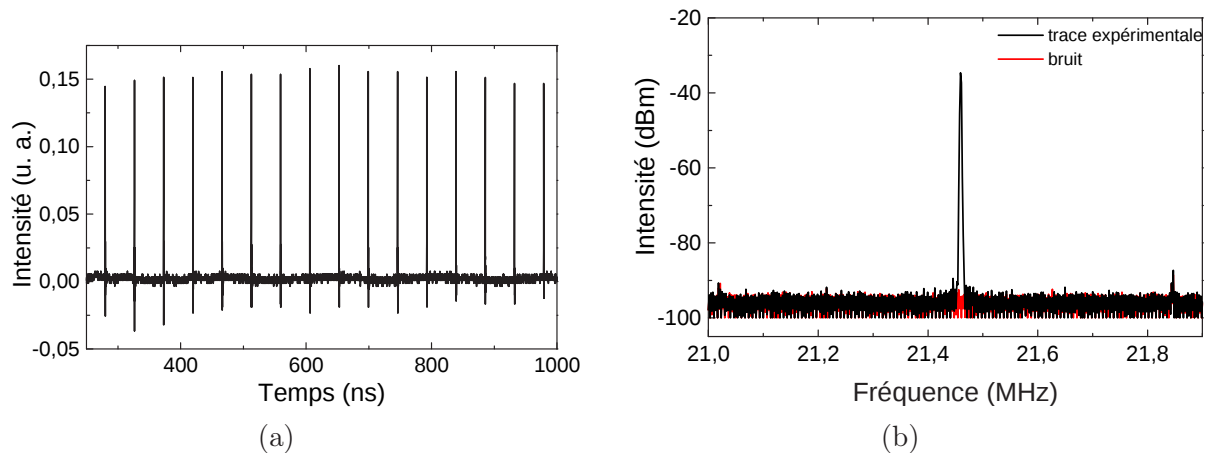


Figure 4.22 – (a) Trace temporelle du laser pour $P_p = 80$ mW et (b) Spectre BF pour $P_p = 120$ mW ($RBW = 1$ kHz).

Pour ce régime de dispersion, la trace d'autocorrélation présente une largeur à mi-hauteur plus courte qu'au paragraphe (4.1.2.2.B) puisque la durée des impulsions est estimée à 1,2 ps. Le spectre optique présente des fronts raides et sa largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 26 nm. Les impulsions ont des durées environ 10 fois plus importantes que leurs durées minimales envisageables en limite de Fourier. On peut espérer une compression de ces impulsions jusqu'à une durée d'environ 100 fs. Ces résultats sont consignés sur la figure (4.23).

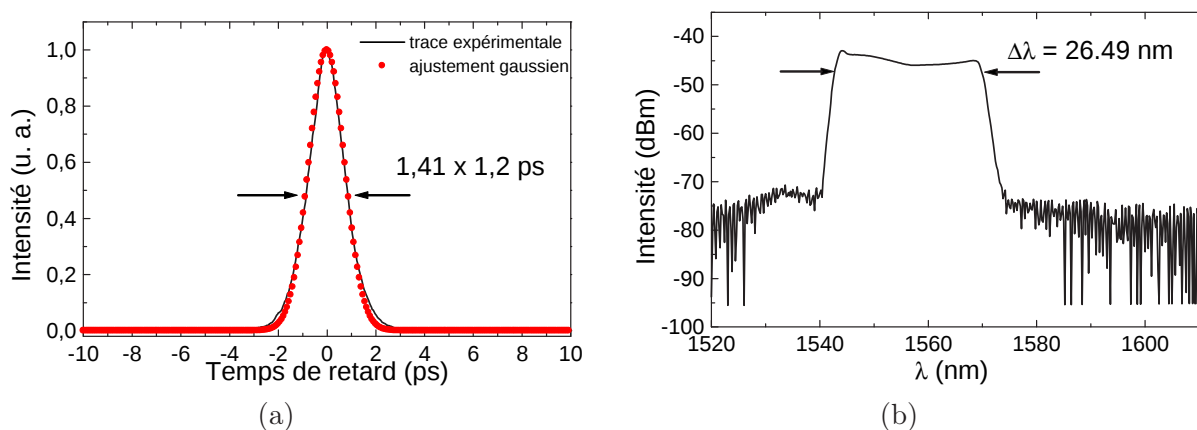


Figure 4.23 – (a) Trace d'autocorrélation mesurée pour $P_p = 120$ mW (moyenne sur 8 échantillons) et (b) spectre optique associé.

La figure (4.24) représente la puissance moyenne de sortie et l'énergie par impulsion en fonction du pompage. Dans les expériences précédemment menées, la puissance moyenne évolue linéairement en fonction du pompage et est maximale lorsque le pompage est maximal. Ici, la puissance moyenne de sortie évolue entre 0,8 et 1,05 mW sur l'ensemble de la

gamme de pompage permettant le régime de verrouillage de modes et présente donc une allure relativement constante par rapport aux rendements des configurations précédentes (figure 4.18). La présence du polariseur crée des pertes dans la cavité qui sont dépendantes de l'état de polarisation du faisceau incident sur le polariseur. Or l'état de polarisation de la lumière incidente dépend de l'intensité de l'impulsion. Il en résulte que le polariseur peut engendrer plus de pertes à pompage maximal qu'à un pompage plus modeste. Par conséquent il n'est pas illogique que la puissance moyenne de sortie ne soit pas maximale à pompage maximum comme nous l'avons constaté expérimentalement.

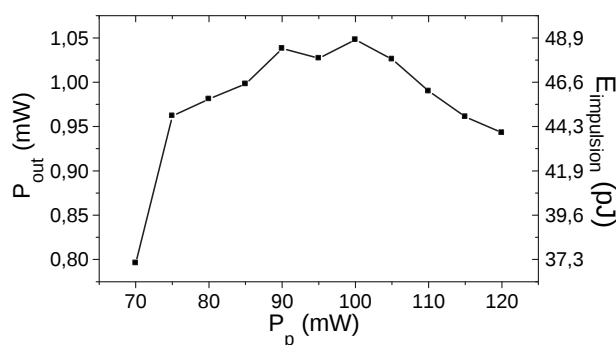


Figure 4.24 – Puissance moyenne de sortie du laser en fonction du pompage pour la configuration hybride avec polariseur.

4.2 Absorbant saturable à base de nanotubes de carbone (NTC)

4.2.1 Propriétés des SAINTs - Saturable Absorber Incorporating carbon NanoTubes

Les nanotubes de carbone sont une forme de structure cristalline du carbone proche des fullerènes (Les fullerènes sont des molécules composées de carbone et pouvant prendre la forme d'une sphère, d'un ellipsoïde, d'un tube ou d'un anneau). Ils sont un des premiers produits industriels du domaine des nanotechnologies. Les nanotubes eux-mêmes ont été découverts en 1991 par Sumio Iijima [143]. Ils sont obtenus par évaporation de carbone (du graphite, le plus souvent) avec un arc électrique dans une atmosphère neutre d'hélium. Dans les premiers temps, la haute température (jusqu'à 6000°C) nécessaire au procédé ne permettait pas d'obtenir en grande quantité un matériau exploitable (les nanotubes avaient tendance à fondre partiellement et à s'agglutiner), mais la mise au point d'autres techniques à partir de 1992, comme l'adjonction de métaux catalyseurs durant la réaction, ou l'évaporation au laser, permet de faire baisser la température de la réaction à 1200°C.

Il existe deux types de nanotubes de carbone qui sont représentés sur la figure (4.25) :

- les nanotubes de carbone monoparois (Single Wall carbon NanoTubes : SWNT)
- les nanotubes de carbone multiparois (Multi Wall carbon NanoTubes : MWNT)

La structure d'un nanotube de carbone monoparois peut être représentée par un feuillet de

graphène enroulé sur lui-même et fermé à ses deux extrémités par une demi-sphère. La façon dont le feuillet de graphène est replié sur lui-même définit un paramètre, appelé hélicité, qui fixe la structure du nanotube. L'hélicité permet de caractériser les différents types de nanotubes existants. Un nanotube de carbone multiparois est constitué de plusieurs feuillets de graphènes enroulés les uns autour des autres. Il existe deux modèles pour décrire la structure des nanotubes multifeuillets. Dans le modèle poupée russe, les plans de graphènes sont arrangés en cylindres concentriques. Dans le modèle parchemin, un seul feuillet de graphène est enroulé sur lui-même, comme une feuille de papier.

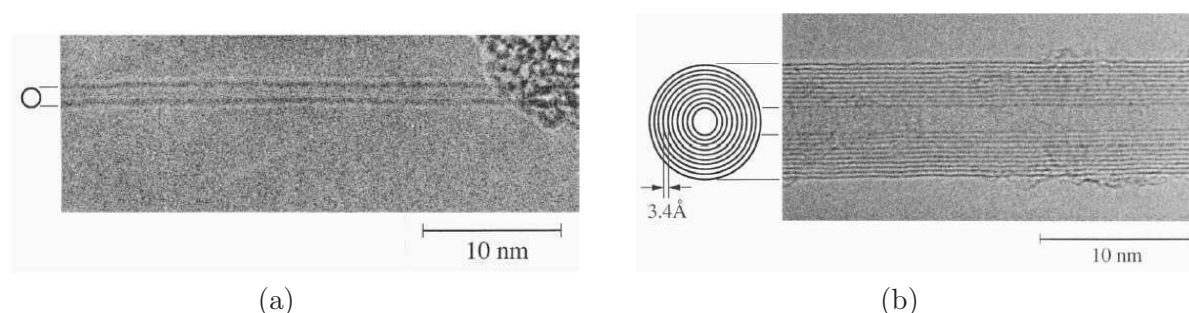


Figure 4.25 – Observation expérimentale de nanotubes (a) monoparois (b) multiparois.

Récemment l'utilisation de ce nouvel absorbant saturable (les nanotubes de carbone, NTC) a permis l'obtention d'un régime impulsionnel stable délivrant des impulsions de l'ordre de 900 fs [132] avec une puissance moyenne de 200 μW à 1,55 μm . Les propriétés optiques (absorption et relaxation) des nanotubes sont visibles sur la figure (4.32). Les nanotubes présentent une forte absorption autour de 1,55 μm (0,79 eV) mais aussi à 1 μm (1,23 eV). Un laser fonctionnant aux alentours de 1 μm a aussi été développé et émet des impulsions en limite de Fourier de 180 fs de durée [150].

Divers procédés comme l'ablation laser décrite en 1996 [151] et la méthode "HiPCO" publiée en 1999 [152] permettent la synthèse de nanotubes de carbone. Ils sont schématisés sur la figure (4.26) pour l'ablation laser et sur la figure (4.27).

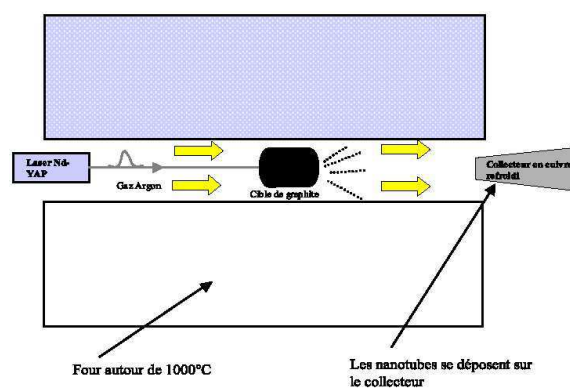


Figure 4.26 – Production de nanotubes par ablation laser d'une cible de graphite.

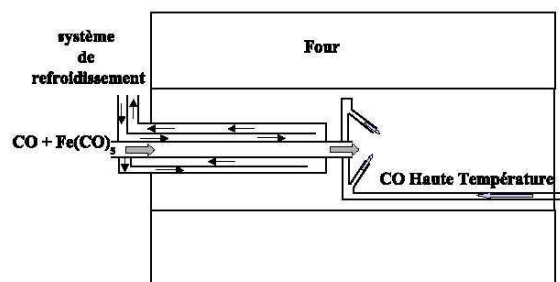


Figure 4.27 – Production de nanotubes par la méthode HiPCO.

Dans le cas de l'ablation laser, des impulsions énergétiques vaporisent une cible composée de graphite et de catalyseurs métalliques et produisent ainsi des nanotubes de carbone. Les avantages de cette méthode sont la production importante de nanotubes monoparois (g/jour) avec un rendement assez élevé (70 % à 90 % de la masse de graphite de départ est convertie en nanotubes) et le contrôle de la distribution en diamètre avec une précision de l'ordre de 5 % [151, 153]. Le gros désavantage de cette méthode est qu'une purification du produit brut est nécessaire pour obtenir des échantillons ne contenant que des nanotubes de carbone. La synthèse HiPCO est une méthode de croissance catalytique continue en phase gazeuse. Elle consiste en la décomposition d'un pentacarbonyle sous haute pression et sous un flux de monoxyde de carbone. Cette technique permet la production de nanotubes de carbone sans carbone amorphe. Un autre avantage est que les seules "impuretés" dans le produit de synthèse sont des particules métalliques. De plus cette méthode permet de produire des nanotubes avec un diamètre moyen plus petit (de l'ordre de 0,7 nm). Enfin même si à l'heure actuelle cette méthode permet de produire des quantités de nanotubes comparables à celles obtenues avec l'ablation laser, elle permettra dans l'avenir de produire des nanotubes par kilogrammes [152]. Notons qu'il existe un lien entre les caractéristiques des nanotubes de carbone produits et leurs propriétés optiques. La courbe (4.28) montre que l'énergie de gap des nanotubes est inversement proportionnel à leurs diamètres [154].

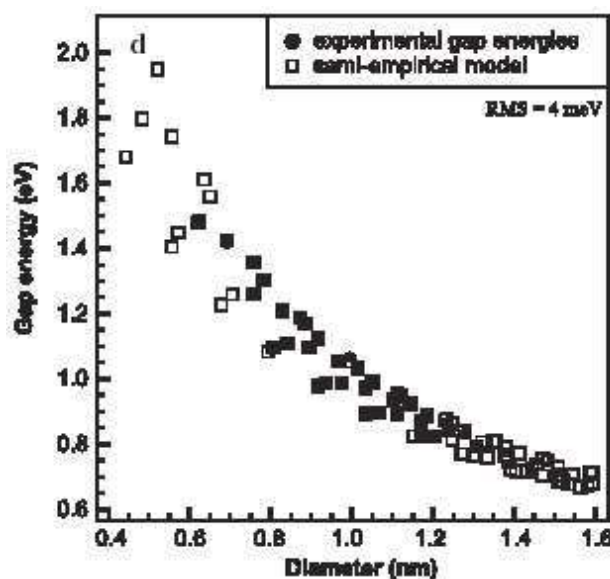


Figure 4.28 – Energie de gap en fonction du diamètre des nanotubes.

Les nanotubes de carbone monoparois (SWNT) utilisés ici ont été fabriqués par ablation laser à l'Université de Dresde et ont été purifiés par un traitement acide doux optimisé au CEA Saclay [3]. Les nanotubes purifiés ont ensuite été dispersés dans le N-Methyl Pyrrolidone (NMP) par un processus de sonification (traitement aux ultrasons) modérée (environ 12 h à 24 W dans un bain US Fisherbrand 40 kHz de 2.8 L). La concentration en tubes dans la suspension ainsi formée est proche de 0,1 mg/mL. L'échantillon est formé

par dépôt et simple séchage d'une goutte de la suspension sur le miroir or. Les différentes étapes de la purification des nanotubes de carbone sont représentées sur la figure (4.29). Le processus de purification utilisé comporte deux étapes. La première est un traitement à base d'acide nitrique (HNO_3). Le produit brut est laissé quelques heures dans un bain de HNO_3 dilué. Cette étape permet d'éliminer la majeure partie des restes de catalyseurs métalliques [155–159]. Cependant, lors de cette étape une réaction chimique a lieu au niveau de la paroi extérieure du nanotube. Des liaisons C-C sont cassées et il y a formation de groupement carboxyliques [160]. Lors de la deuxième étape, les nanotubes traités par HNO_3 sont soumis à un reflux de H_2O_2 [161, 162], afin d'éliminer les débris formés pendant le traitement acide ainsi que les autres espèces carbonnées. La figure (4.29.a) est une image prise au CEA-Saclay par microscopie électronique par transmission (TEM) du produit brut de la synthèse des nanotubes V90. On observe bien la présence des nanotubes (agregés en cordes), mais aussi la présence de petites particules de catalyseurs enrobées de carbone amorphe. Nous observons sur l'image (4.29.b), qu'après les deux étapes de purification, il ne reste pratiquement plus que des nanotubes de carbone. Cependant, on voit que les nanotubes sont encore partiellement agregés en cordes. D'autre part, un des enjeux de l'étape de purification est de réussir à ne pas endommager les nanotubes. L'image (4.29.c) représente un agrandissement de la surface d'une corde de nanotubes V90 ayant subi les deux étapes de purification. Du point de vue de la géométrie externe, cette image prouve que les nanotubes n'ont pas été fortement endommagés par l'étape de purification. Cependant, les nanotubes présentent tout de même des défauts. Ces défauts sont des groupements carboxyles qui se sont formés lors de la rupture de liaisons C-C. Ils ont été estimés à environ 3 % en masse [160]. La figure (4.29.d) représente une image AFM (Atomic Force Microscope) des nanotubes déposés sur un substrat en silicium après mise en suspension dans le NMP. Notons que les nanotubes utilisés dans nos expériences sont déposés sur un miroir or.

Des caractérisations des propriétés optiques linéaires des nanotubes de carbone ont aussi été entreprises [163]. Le spectre d'absorption et la transmission différentielle normalisée sont respectivement représentés sur les figures (4.32.a) et (4.32.b). Sur la partie de basse énergie (0,5 eV - 2 eV) du spectre d'absorption, trois raies sont superposées à un fond d'absorption important (80 % de la densité optique à 1,4 eV) sont visibles. La raie centrée à 0,77 eV (S_1) est attribuée à la transition entre la première paire de singularités de Van Hove des nanotubes semi-conducteurs [164]. Ce pic d'absorption correspond environ à la longueur d'onde de notre laser (1,55 μm). La seconde raie centrée à 1,37 eV (S_2) correspond à la transition entre la seconde paire de singularités de Van-Hove dans les nanotubes semi-conducteurs. Enfin la raie centrée à 2 eV (M_1) est attribuée en majorité à la transition entre la première paire de singularités de Van-Hove dans les nanotubes métalliques, ainsi qu'à la troisième paire de singularités de Van-Hove dans les nanotubes semi-conducteurs. Pour des énergies supérieures à celle du bas de la bande de conduction on observe, sur la courbe de la densité d'état, les singularités en $\frac{1}{\sqrt{E}}$. Celles-ci sont caractéristiques d'un milieu unidimensionnel et sont appelées singularités de Van-Hove.

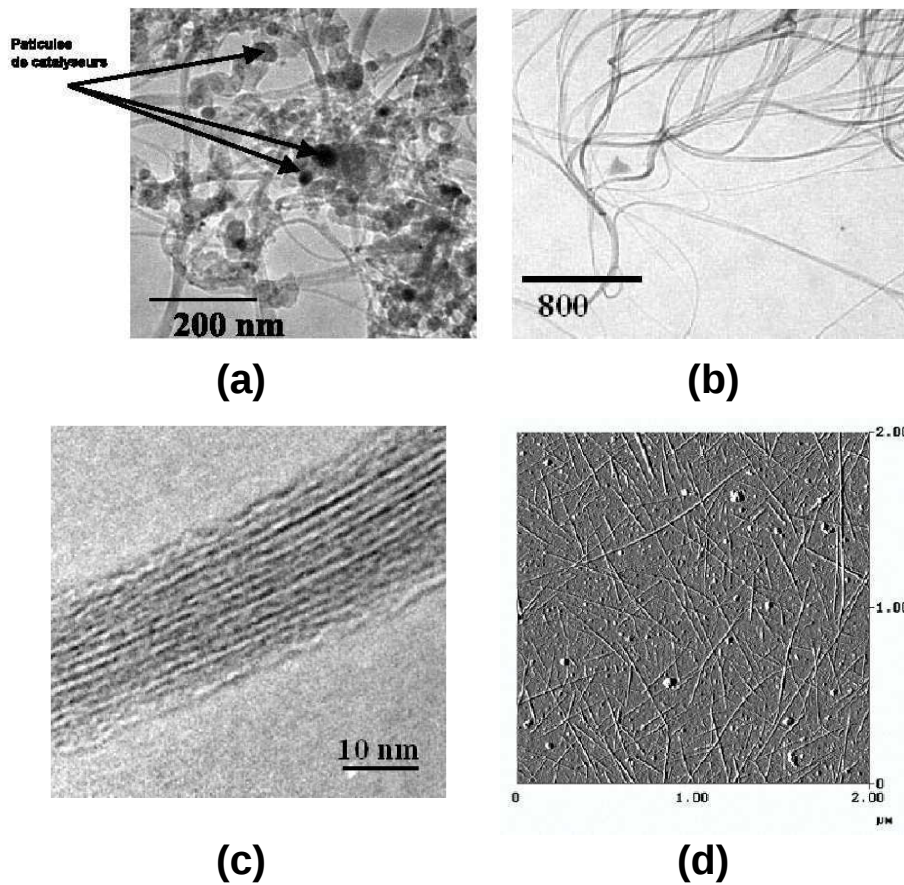


Figure 4.29 – Image TEM prise au CEA-Saclay des nanotubes V90 : (a) Avant purification. Les nanotubes sont agrégés en corde. Présence de particules de catalyseurs, (b) Après les deux étapes de purification, (c) Après les deux étapes de purification. Agrandissement sur la surface d'une corde de nanotubes. (d) Image AFM de nanotubes V90 déposés sur un substrat en silicium après mise en suspension dans le NMP.

Contrairement aux propriétés optiques linéaires, peu d'études ont été consacrées aux propriétés optiques non-linéaires des nanotubes de carbone. Maeda a mesuré la partie imaginaire de la susceptibilité magnétique $Im[\chi^{(3)}]$ en 2005 [165] grâce à la technique du Z-scan. Ces mesures ont été réalisées sur des nanotubes de carbone produits par ablation laser et par la méthode HiPCO. Un spectre d'absorption des nanotubes produits par la méthode de l'ablation laser et par la méthode "HiPCO" est proposé sur la figure (4.30). La bande d'absorption à 0,6 - 1,1 eV correspond à la plus petite transition interbande des NTC. L'énergie de cette bande est inversement proportionnelle au diamètre des nanotubes. Comme la méthode "HiPCO" crée des nanotubes de plus faibles diamètres, l'énergie de la bande d'absorption des nanotubes par ablation laser est plus petite que celle des nanotubes "HiPCO".

Les mesures Z-scan concernant $Im[\chi^{(3)}]$ ont montré que les nanotubes produits par la méthode de l'ablation laser avaient un comportement optique beaucoup plus non-linéaire que ceux produits par la technique "HiPCO" puisque $Im[\chi^{(3)}]_{ablation\ laser} = 4,2 \cdot 10^6$ esu et $Im[\chi^{(3)}]_{HiPCO} = 1,5 \cdot 10^7$ esu. Des valeurs comparables pour des nanotubes obtenus par

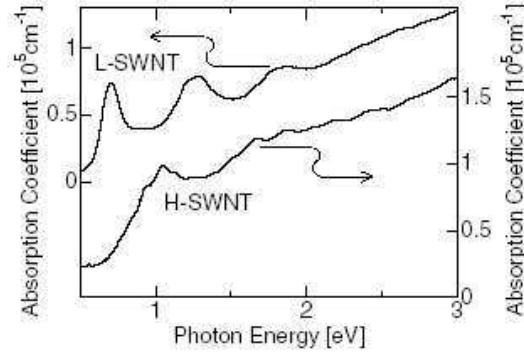


FIG. 1. Absorption spectra of L-SWNTs and H-SWNTs.

Figure 4.30 – Spectre d'absorption des nanotubes de carbone obtenus par ablation laser et par la méthode HiPCO.

ablation laser avaient été préalablement obtenues par Lauret et al [166]. La relaxation des nanotubes a aussi été mesurée par des manipulations pompe-sonde (figure 4.31). Elles ont montré un comportement à 2 constantes de temps lors de la relaxation des nanotubes. Quelques propriétés concernant la relaxation des nanotubes sont détaillées dans le prochain paragraphe.

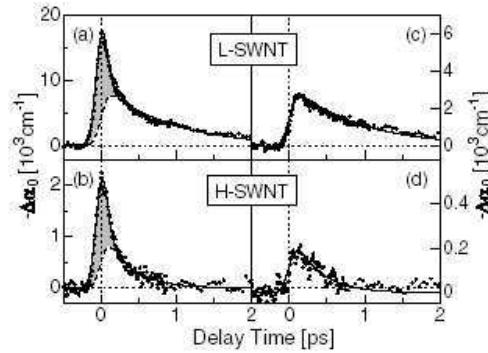


FIG. 4. Time characteristics of $-\Delta\alpha_0$ (solid circles) in L- and H-SWNTs with the degenerate [(a),(b)] and the nondegenerate [(c),(d)] condition [(a) $E_{\text{pump}} = E_{\text{probe}} = 0.688$ eV; (b) $E_{\text{pump}} = E_{\text{probe}} = 0.953$ eV; (c) $E_{\text{pump}} = 0.739$ eV, $E_{\text{probe}} = 0.688$ eV; and (d) $E_{\text{pump}} = 1.022$ eV, $E_{\text{probe}} = 0.953$ eV]. Solid lines show the fitting curves by Eq. (3). The shaded area and the broken line in (a) and (b) show the ultrafast and slow components, respectively.

Figure 4.31 – Relaxation des nanotubes de carbone obtenus par ablation laser et par la méthode HiPCO mesurée par des expériences pompe-sonde dégénérées (a,b) et non-dégénérées (c,d). On a dans l'expérience (a) : $E_{\text{pompe}} = E_{\text{sonde}} = 1,80 \mu\text{m}$; (b) : $E_{\text{pompe}} = E_{\text{sonde}} = 1,30 \mu\text{m}$; (c) : $E_{\text{pompe}} = 1,68 \mu\text{m}$ et $E_{\text{sonde}} = 1,80 \mu\text{m}$ et (d) : $E_{\text{pompe}} = 1,21 \mu\text{m}$ et $E_{\text{sonde}} = 1,30 \mu\text{m}$

L'étude des propriétés de relaxation au niveau du gap des nanotubes semi-conducteurs a été réalisée par expériences pompe-sonde dégénérées autour de 0,77 eV ($\approx 1,6 \mu\text{m}$) [167].

La relaxation des porteurs ne se fait pas de manière mono-exponentielle comme en atteste les figures (4.32.b). Les temps de recombinaison sont plus longs pour les nanotubes isolés que pour les nanotubes déposés et sont de l'ordre de la picoseconde. La dynamique des recombinaisons a aussi été étudiée [154,168] notamment par l'équipe de J. Kono [169] qui a montré que la relaxation des nanotubes de carbone était décomposée en une relaxation rapide intra-bande rapide (<1 ps) et une relaxation plus lente inter-bandes (5-20 ps). Ils ont aussi montré que le pH du solvant jouait un rôle sur le temps de relaxation inter-bandes, cette relaxation étant d'autant plus lente que le pH est faible.

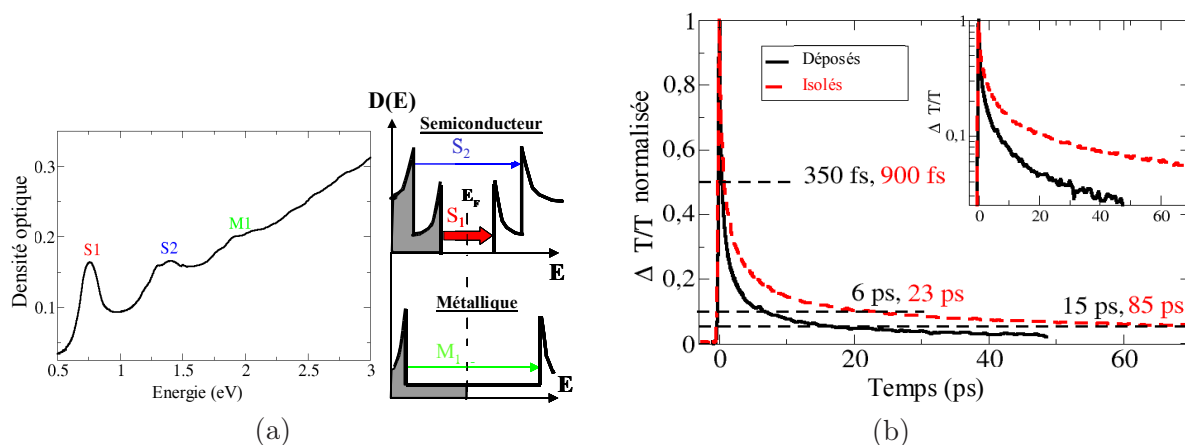


Figure 4.32 – (a) Spectre FTIR et (b) temps de relaxation pour les absorbants saturables à base de nanotubes de carbone. Mesures réalisées à l'Ecole Normale Supérieure de Paris.

4.2.2 Génération d'impulsions courtes avec des absorbants saturables à base de SAINTs

Nous avons utilisé ces nouveaux absorbants saturables à base de nanotubes de carbone pour verrouiller en phase un laser à fibre dopée erbium en régime de dispersion normale et nulle [133,134]. Les nanotubes sont déposés sur un miroir or qui constitue l'un des miroirs d'une cavité Fabry-Pérot. Des spectres FTIR des nanotubes placés sur le miroir or ont été réalisés par le laboratoire LENS de l'INSA de Rennes. Les résultats sont présentés sur la figure (4.33). Trois mesures ont été effectuées à différentes positions sur la goutte de nanotubes et une autre mesure a été effectuée à titre de comparaison sur le miroir or. Nous voyons que les courbes réalisées à différentes positions dans la solution de nanotubes ont toutes la même forme mais que la densité optique varie laissant présager une certaine inhomogénéité de l'absorption saturable. Une rupture de pente est observée à la longueur d'onde de fonctionnement du laser ($1,56 \mu\text{m}$). Nous avons obtenu un régime impulsionnel totalement autodémarrant avec un seuil de démarrage remarquablement bas (26 mW de puissance de pompe en régime normal avec un coupleur 50/50). Nous allons caractériser le régime de sortie en fonction du régime de dispersion dans lequel opère le laser.

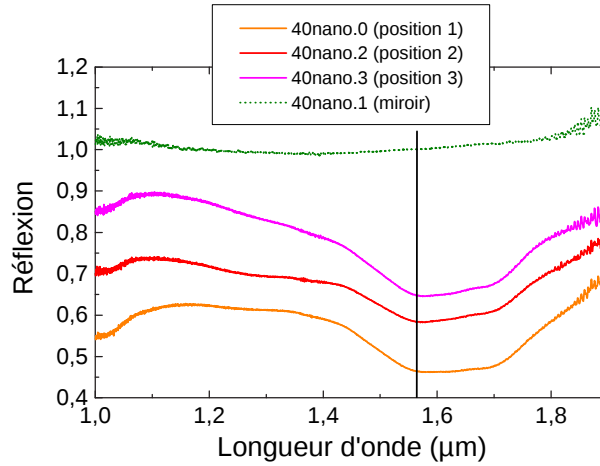


Figure 4.33 – Spectre FTIR des nanotubes de carbone déposés sur un miroir or. Mesures réalisées à l'INSA Rennes

4.2.2.1 Le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est le même que celui utilisé pour verrouiller en phase le laser avec un SESAM. Il est représenté sur la figure (4.34).

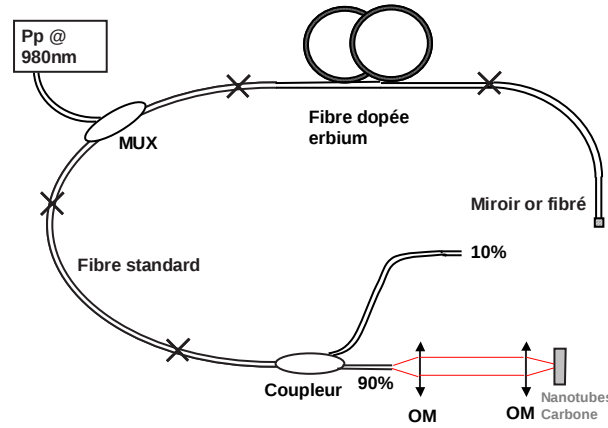


Figure 4.34 – Dispositif expérimental du laser fonctionnant en régime de verrouillage de modes avec l'absorbant saturable à base de nanotubes de carbone.

La cavité est composée de 2,35 m de fibre dopée erbium et de 2,19 m de fibre standard. La dispersion totale de la cavité est $\sum_i L_i D_i = -0,016$ ps/nm et la fréquence de répétition des impulsions est 20,9 MHz. Avec le coupleur 90/10, un régime impulsionnel stable apparaît pour des puissances de pompe supérieures à 26 mW (seuil du régime de verrouillage de modes). Le spectre optique est centré autour de 1560 nm et présente une forme carré aussi bien à basse qu'à forte puissance de pompe comme l'illustre la figure (4.35). Nous notons de légères sur-modulations sur le spectre optique à fort pompage, on peut attribuer ces modulations à des instabilités concernant le train d'impulsions comme de la gigue temporelle ou des fluctuations d'amplitudes particulièrement importantes mais aussi à la présence de

cavités parasites au sein même de notre cavité laser. Nous remarquons aussi la présence d'impulsions secondaires sur la trace d'autocorrélation (figure 4.37). Nous pouvons donc nous interroger sur l'existence d'impulsions partiellement liées. Pour confirmer la présence d'impulsions liées, nous avons calculé le produit $\delta f \delta t$, avec δf : l'écart en fréquence entre 2 maximums de la modulation observée sur le spectre de la figure (4.35) et δt : l'écart temporel entre le pic principal et un rebond de la trace d'autocorrélation de la figure (4.37). Le rapport $\delta f \delta t$ est mesuré égale à 5,44, nous ne sommes donc manifestement pas dans le cas d'états liés. De plus le rapport entre l'intensité du pic principal et l'intensité des pics secondaires de la trace d'autocorrélation (figure 4.37) n'est pas égale à $\frac{1}{2}$. Nous ne sommes donc pas dans le cas d'impulsions liées en phase.

L'évolution de la largeur à mi-hauteur du spectre optique en fonction du pompage est représentée sur la figure (4.38). La largeur maximale est obtenue pour une puissance de pompe proche de 90 mW et atteint une valeur supérieure à 20 nm laissant ainsi la possibilité d'obtenir des impulsions de 120 fs de durées en limite de Fourier après recompression. La trace d'autocorrélation à faible pompage est représentée sur la figure (4.36). La trace d'autocorrélation présente une allure mono-impulsionnelle et des durées d'impulsions de l'ordre de 3 ps. La durée des impulsions déduite est comparable à celle rencontrée dans les configurations avec SESAM décrites précédemment. Etant donné que nous nous trouvons en régime de dispersion normale, les impulsions lumineuses peuvent être recompressées grâce à un système de réseaux de diffraction ou avec une fibre de dispersion et de longueur habilement choisie ($L_{SMF, opti}$) pour compenser la dérive en fréquence de l'impulsion tel que [125] :

$$\beta_{2, SMF} L_{SMF, opti} = -\frac{C}{1 + C^2} T_0^2 \quad (4.8)$$

avec C : paramètre de dérive en fréquence linéaire de l'impulsion et T_0 : la durée de l'impulsion.

La puissance moyenne de sortie en fonction du pompage est représentée sur la figure (4.39). Les variations de cette puissance sont comparables aux variations de la largeur du spectre optique. Etant donné l'allure de cette courbe et celle de l'évolution du spectre optique et de la trace d'autocorrélation à fort pompage, on observe un régime de fonctionnement optimal du laser pour une puissance de pompe d'environ 90 mW.

En comparaison des résultats obtenus dans la même configuration avec des absorbants saturables semiconducteurs, on peut noter que le train d'impulsions est beaucoup plus stable avec les nanotubes de carbone comme en témoigne le spectre basse fréquence. Le seuil de verrouillage de modes est plus faible que dans le cas d'un SESAM, aussi nous allons remplacer le coupleur 90/10 utilisé par un coupleur 50/50. Nous espérons ainsi améliorer l'énergie extraite de la cavité tout en y laissant assez d'énergie pour saturer l'absorbant saturable. De plus les régimes obtenus avec le coupleur 90/10 avec un fort pompage présentaient des instabilités probablement dues à un éclairage trop important de la structure, l'usage du coupleur 50/50 nous permet donc d'y remédier.

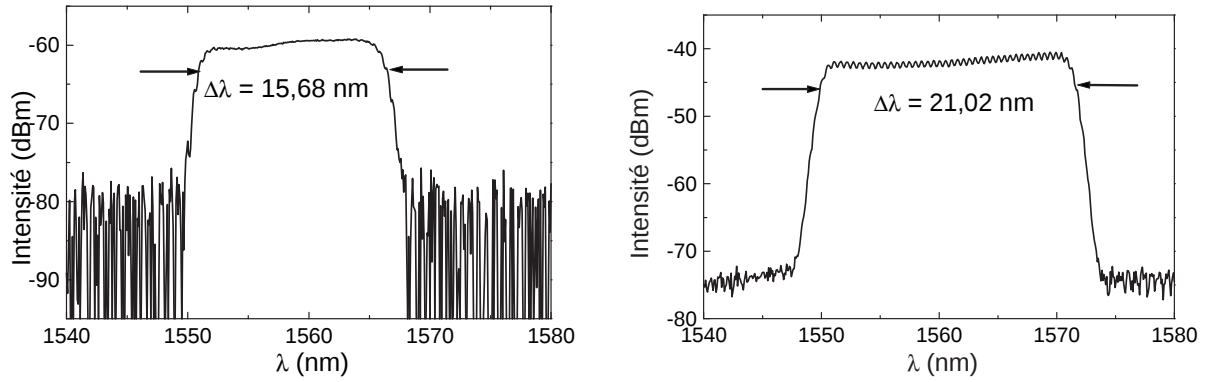


Figure 4.35 – Spectre optique en régime de dispersion normale avec le coupleur 90/10 pour une puissance de pompe de 26 mW (a) et de 90 mW (b).

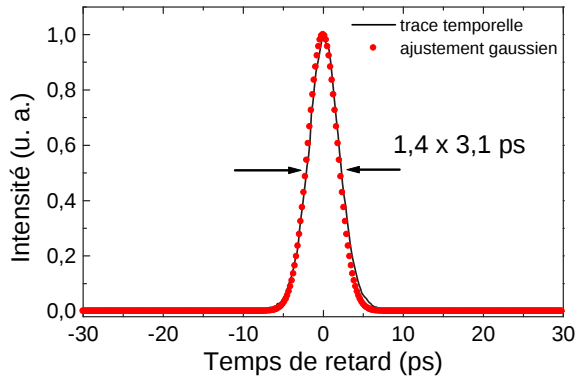


Figure 4.36 – Trace d'autocorrélation en régime de dispersion normale avec le coupleur 90/10 pour $P_p = 26 \text{ mW}$ (moyennée avec 8 traces).

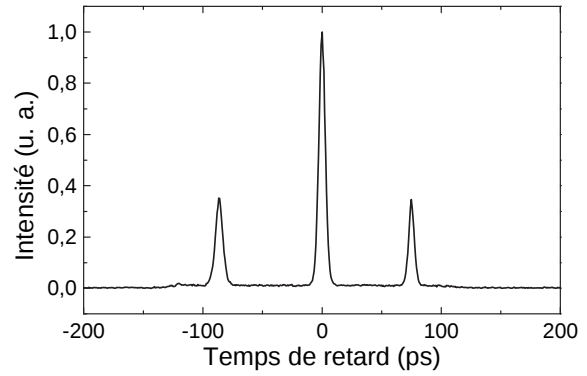


Figure 4.37 – Trace d'autocorrélation en régime de dispersion normale avec le coupleur 90/10 pour $P_p = 120 \text{ mW}$ (moyennée avec 8 traces).

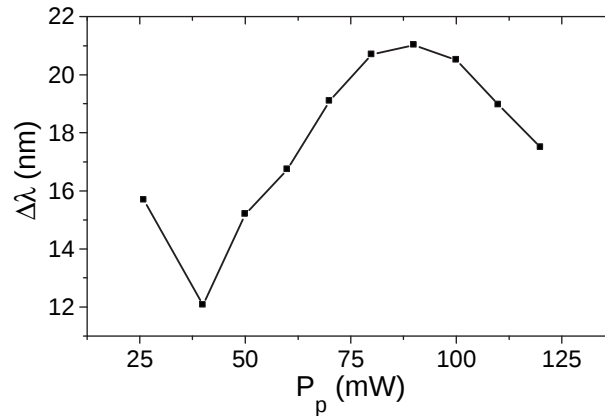


Figure 4.38 – Evolution de la largeur à mi-hauteur du spectre optique en fonction du pompage en régime de dispersion normale avec le coupleur 90/10.

4.2.2.2 Etude en fonction de la dispersion

Le coupleur 90/10 a été remplacé par un coupleur 50/50. Le dispositif expérimental devient celui de la figure (4.40).

des valeurs de la largeur du spectre optique en fonction du pompage est reporté sur la figure (4.41). La présence d'impulsions d'environ 880 fs de durée est déduite de la trace d'autocorrélation pour les pompages inférieurs ou égaux à 60 mW. Pour les pompages plus importants, on constate une déformation de la trace d'autocorrélation certainement due à un caractère multi-impulsionnel de notre laser. Cette déformation correspond à la nette diminution de la largeur du spectre optique. Cette transition est nettement visible sur les traces d'autocorrélation de la figure (4.42).

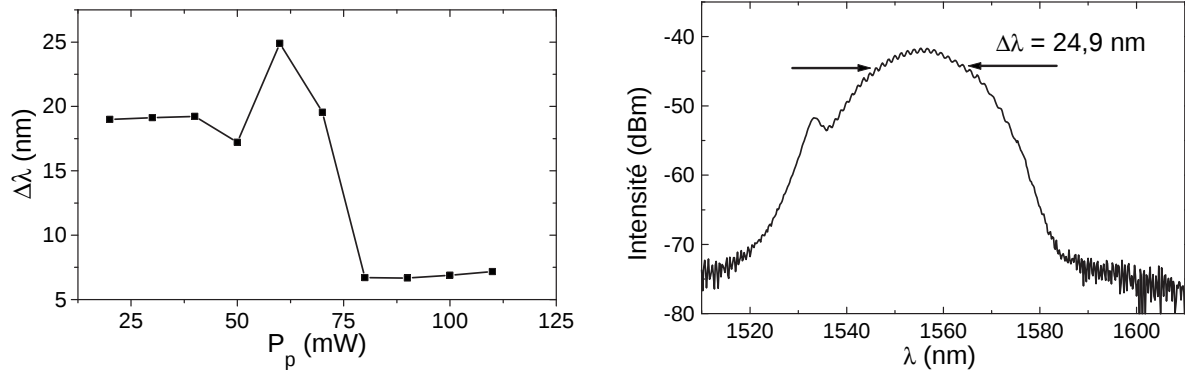


Figure 4.41 – Evolution de la largeur à mi-hauteur du spectre optique en fonction du pompage en régime de dispersion nulle (a) et spectre optique pour $P_p = 60$ mW (b).

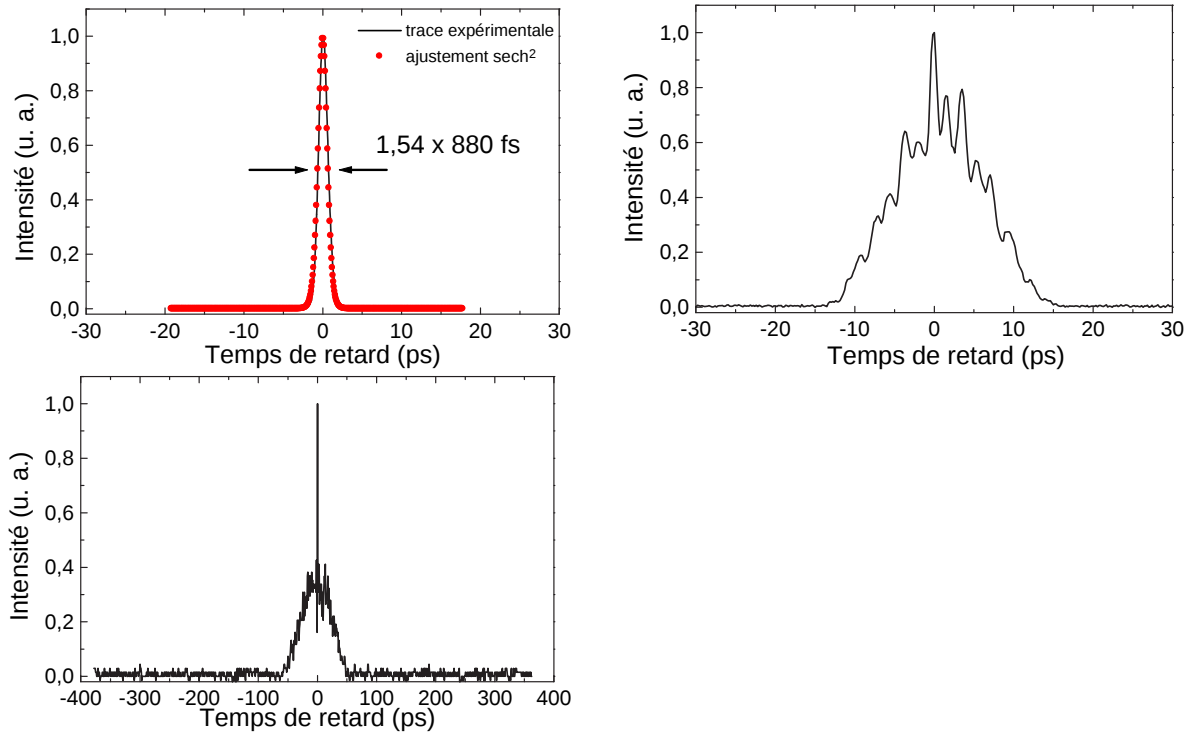


Figure 4.42 – Trace d'autocorrélation pour $P_p = 60$ mW (a) $P_p = 70$ mW (b) et $P_p = 80$ mW (c). Ces traces sont des moyennes de 8 traces.

La puissance moyenne de sortie représentée sur la figure (4.43) évolue linéairement en fonction du pompage. Pour un fonctionnement mono-impulsionnel, la puissance maximale émise est 2,4 mW à 60 mW de pompage. L'énergie par impulsion correspondante est alors de 136 pJ.

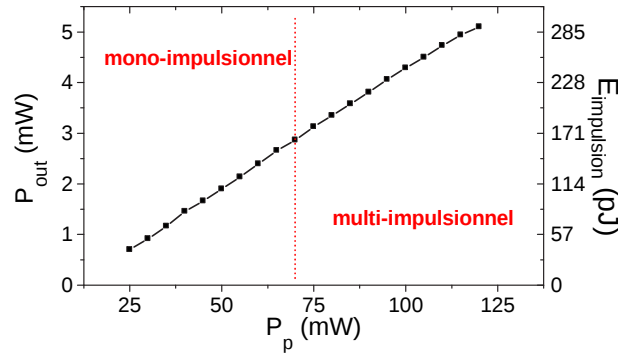


Figure 4.43 – Puissance moyenne de sortie en fonction du pompage en régime de dispersion nulle. L'énergie par impulsion ($E_{impulsion}$) est uniquement valable en régime mono-impulsionnel

B) Régime de dispersion faiblement normale

Cette étude et la suivante ont été réalisées en conservant le coupleur de sortie 50-50. Dans cette configuration la longueur de fibre dopée erbium est 2,35 m, la longueur de fibre standard est 2,22 m et celle de fibre monomode à 980 nm est 0,4 m. La dispersion totale de la cavité est donc $\sum_i L_i D_i = -0,008$ ps/nm et la fréquence de répétition est 19,2 MHz.

La longueur d'onde centrale du spectre optique est 1535 nm (figure 4.44) alors qu'elle était de 1560 nm dans le cas précédent. Ce changement peut s'expliquer par une certaine inhomogénéité de notre dépôt de nanotubes de carbone qui mènerait à différentes longueurs d'onde de fonctionnement selon la zone sur laquelle se focalise notre faisceau intra-cavité. La largeur à mi-hauteur du spectre optique est beaucoup moins importante que dans le cas précédent puisque sa valeur maximale (atteinte pour une puissance de pompe de 70 mW) est égale à 14,3 nm.

Des durées d'impulsions comprises entre 1,1 ps et 1,3 ps ont pu être déduites de la trace d'autocorrélation (figure 4.45). Ces durées sont supérieures à celles obtenues dans le cas précédent et confirment, comme nous l'avons déjà constaté avec les SESAMS, que les durées d'impulsions les plus faibles dans notre configuration sont obtenues en régime de dispersion anormale même si une compression des impulsions extra-cavité pourrait être entreprise en régime de dispersion normale. La puissance moyenne de sortie évolue linéairement en fonction du pompage même si une légère saturation est observée à puissance maximale de pompage. L'énergie par impulsion correspondante est de l'ordre de 165 pJ (figure 4.46).

C) Régime de dispersion normale

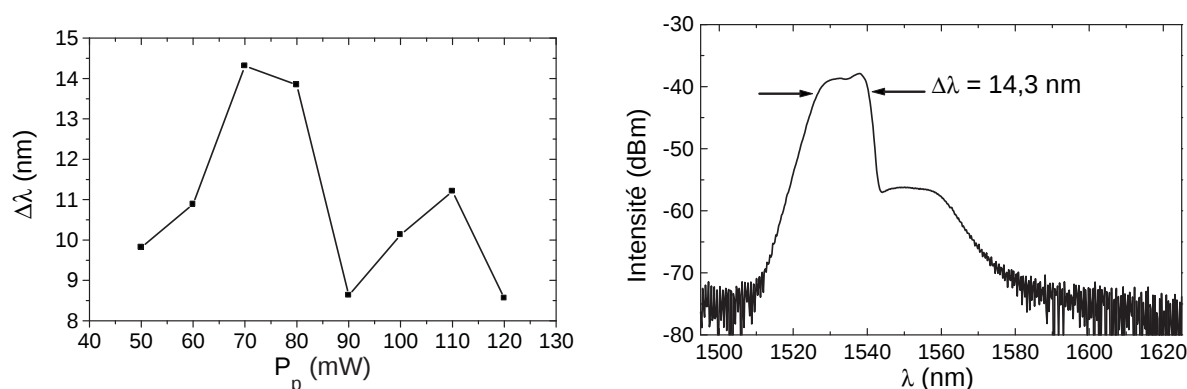


Figure 4.44 – Evolution de la largeur à mi-hauteur du spectre optique en fonction du pompage en régime de dispersion faiblement normale (a) et spectre optique pour $P_p = 140$ mA (b).

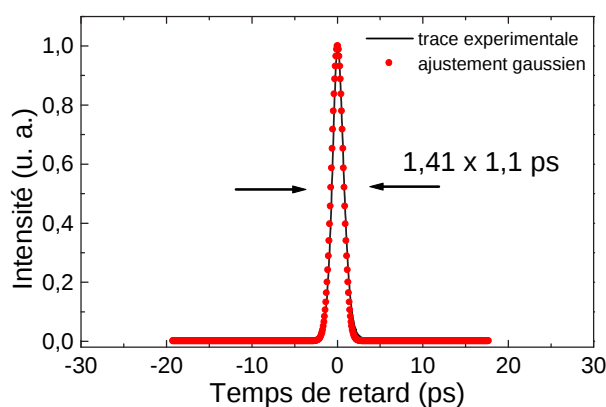


Figure 4.45 – Trace d'autocorrélation en régime de dispersion faiblement normale pour $P_p = 90$ mW.

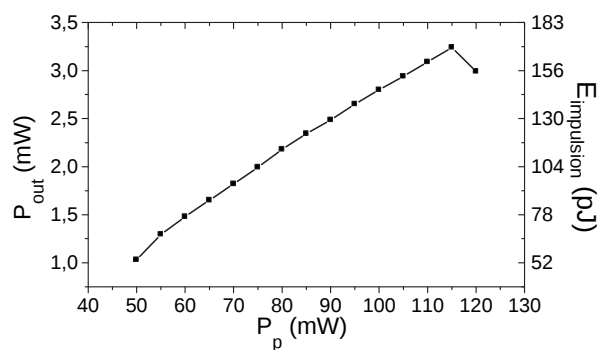


Figure 4.46 – Puissance moyenne de sortie en fonction du pompage en régime de dispersion faiblement normale avec le coupleur 50/50.

Nous avons diminué la longueur de fibre standard jusqu'à son minimum possible expérimentalement. La dispersion totale de la cavité est $-0,016$ ps/nm. La cadence des impulsions

est 20,9 MHz.

Le spectre optique présente une forme presque carrée avec 2 fronts très raides approximativement situés à $\lambda = 1540$ nm et $\lambda = 1570$ nm. Entre ces deux longueurs d'onde le profil central est plus courbé que dans le cas de l'utilisation d'un coupleur 90/10. Enfin une bosse située aux alentours des 1530 nm (centre de la bande d'émission de l'erbium) est observable quelque soit la puissance de pompe. La courbure observée entre 1540 nm et 1570 nm est prédominante près du seuil, il en résulte que la largeur à mi-hauteur du spectre est plus faible à bas pompage (cf figure 4.47). Cette courbure dans le spectre optique semble corrélée avec un maximum d'absorption des nanotubes (voir figure 4.33). Le creux observé dans le spectre optique des impulsions présente un minimum pour une position de 1559 nm tandis que le minimum de réflexion de l'échantillon mesuré sur le spectre FTIR est voisin de 1562 nm. L'évolution de la largeur à mi-hauteur du spectre optique en fonction de la puissance de pompe est représentée sur la figure (4.48).

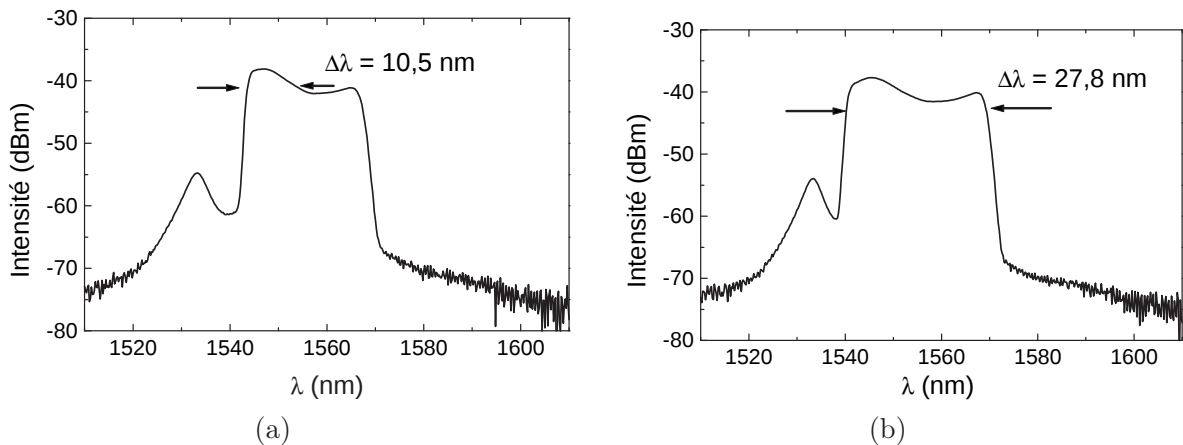


Figure 4.47 – Spectre optique en régime de dispersion normale avec le coupleur 50/50 pour une puissance de pompe de 90 mW (a) et de 120 mW (b).

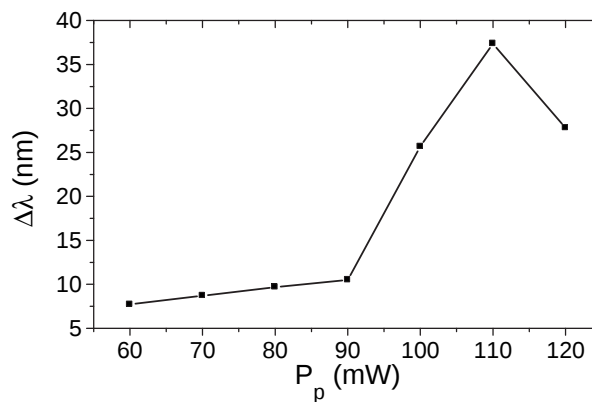


Figure 4.48 – Evolution de la largeur à mi-hauteur du spectre optique en fonction du pompage en régime de dispersion normale avec le coupleur 50/50.

Le spectre le plus large mesuré à un pompage de 110 mW a une largeur de 37,4 nm. Des impulsions de durées 67 fs sont donc envisageables. La trace d'autocorrélation (figure 4.49) révèle des impulsions plus courtes que dans le cas du coupleur 90/10 puisque des durées d'environ 1,9 ps ont pu être déduites. Comme il avait été observé avec les multipuits quantiques dans le paragraphe (4.1.2.2.B) (figure 4.17), on remarque que le spectre optique obtenu en régime de dispersion normale présente une forme particulière avec des fronts assez raides.

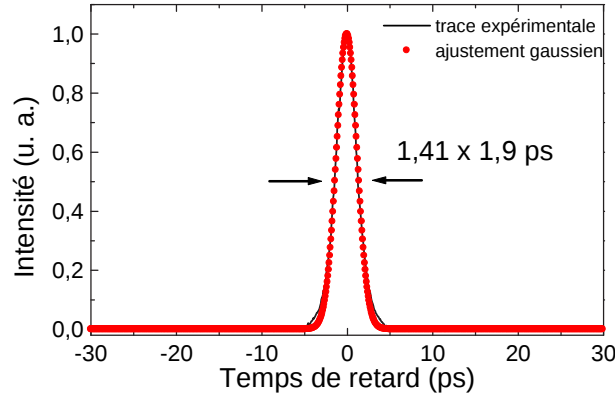


Figure 4.49 – Trace d'autocorrélation en régime de dispersion normale avec le coupleur 50/50 pour $P_p = 120$ mW (moyennée avec 8 traces).

La puissance moyenne de sortie est représentée sur la figure (4.50). La puissance maximale de sortie est de l'ordre de 3,5 mW lorsque le pompage est maximal. L'énergie par impulsion déduite est alors 165 pJ ($f_{rep} = 20,97$ MHz). L'énergie extraite est donc comparable à celle obtenue dans la configuration précédente.

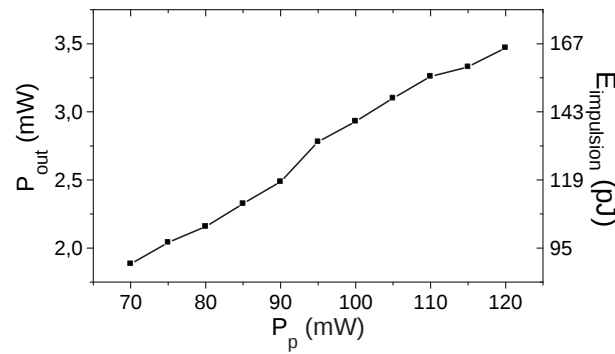


Figure 4.50 – Puissance moyenne de sortie en fonction du pompage en régime de dispersion normale avec le coupleur 50/50.

Le spectre basse-fréquence du laser est représenté sur la figure (4.51). La modulation d'amplitude est d'environ 0,36 % ($P_1 = 10^{-2,48}$, $P_3 = 10^{-8,43}$, $\Delta f_3 = 14$ kHz et $\Delta f_{res} = 1$ kHz).

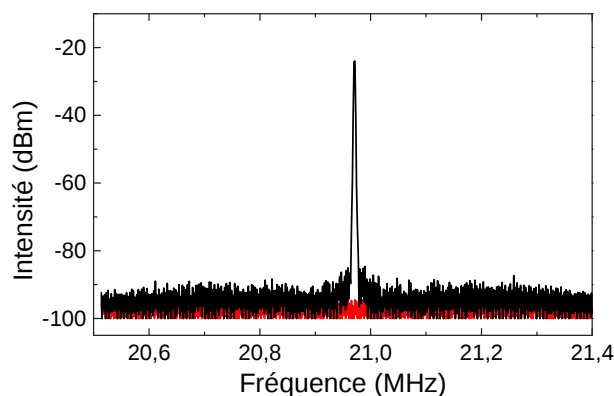


Figure 4.51 – Spectre basse fréquence du laser fonctionnant en régime de dispersion normale avec coupleur 50/50. $RBW = 1$ kHz.

4.3 Conclusion

L'utilisation de structures à multipuits quantiques dopés fer insérées dans une microcavité Fabry-Pérot asymétrique nous a permis de démontrer la génération d'impulsions aussi courtes que 300 femtosecondes en régime de dispersion anormale et 1,2 ps en régime de dispersion normale en présence d'un polariseur. L'énergie des impulsions a été évaluée à environ 100 pJ. Les perspectives à ce travail concernent notamment la recompression des impulsions envisageable avec une paire de réseaux ou avec une fibre de longueur choisie de façon adéquate. L'obtention d'impulsions significativement plus énergétiques ne pourra se faire qu'en changeant le dispositif de pompage actuel. Une diode monomode à 980 nm d'une puissance maximale de 500 mW a d'ores et déjà été commandée. Une autre solution consiste à utiliser un amplificateur double-gaine erbium/ytterbium pompé avec une diode laser d'une puissance maximale de 8 Watts. Une telle configuration existe à l'université d'Angers. Des mesures préliminaires y avaient été conduites en février 2005 avec les SESATs. Une nouvelle campagne de mesure avec nos nouvelles structures (SESAMs et SAINTs) plus prometteuses est donc fortement à envisager.

Nous avons aussi démontré un laser à fibre fonctionnant tant en régime de dispersion normale qu'anormal avec une grande stabilité grâce à l'utilisation d'un nouvel absorbant saturable à base de nanotubes de carbone. Les durées d'impulsions obtenues s'échelonnent de 880 fs à 1,9 ps. Vu la largeur du spectre optique, on peut espérer générer des impulsions d'une durée égale à environ une centaine de femtoseconde. Les énergies d'impulsions que nous avons obtenues sont de l'ordre de 160 pJ.

Le tableau (4.3) récapitule les principales caractéristiques de sortie de nos configurations :

	$\sum_i L_i D_i$ (ps/nm)	ΔT_{exp} (ps)	ΔT_{theo} (fs)	$E_{impulsion}$ (pJ)	modulation d'amplitude (%)
SESAM	+0,045	0,293	274	108	3,34
	+0,025	0,585	202	96	
	+0,012	0,618	116	82	
	+0,003	0,719	71	81	
	-0,005	4,5	90	76	46,10
	-0,010	2,1	80	71	
	-0,016	4,5	89	77	
	-0,019	2,7	116	51	
SESAM+polar	-0,019	1,2	95	49	0,50
SAINTS	+0,00017	0,88	101	136	0,36
	-0,008	1,1	176	169	
	-0,016	1,9	91	165	

Tableau 4.3 – Résumé des durées d'impulsions (ΔT_{exp}), des durées minimales d'impulsions calculées à partir du spectre optique (ΔT_{theo}), des énergies d'impulsion ($E_{impulsion}$) et des modulations d'amplitude en fonction de la dispersion ($\sum_i L_i D_i$)

Chapitre 5

Réalisation d'un laser moyenne puissance à fibre dopée ytterbium passivement déclenché par un absorbant saturable semiconducteur

5.1 Introduction

Depuis plusieurs années, un des axes principaux de recherche sur les lasers à fibre concerne l'augmentation de la puissance émise [30, 107, 170–176]. Récemment la technologie double-gaine associée à des diodes laser de forte brillance a permis des avancées significatives dans la réalisation de laser à fibre de puissance [177–181]. Désormais les lasers commerciaux fibrés peuvent générer en continu des puissances lumineuses de 2 kW (IPG¹).

Les amplificateurs double-gaine sont également à la base de nombreux travaux concernant l'optimisation énergétique d'impulsions lumineuses obtenues en régime déclenché. Avec un amplificateur à fibre dopée aux ions néodyme, Chen et al [181] ont délivré des impulsions de 2 ns de durée avec des puissances crêtes de 3,7 kW grâce à l'utilisation d'une cellule acousto-optique (correspondant approximativement à des impulsions de 7,4 μ J d'énergie). Avec une fibre dopée Yb/Tm [107] (le codopage en ions Tm^{3+} jouant le rôle d'absorbant saturable au sein du milieu à gain), des impulsions de 21,8 μ J ont été obtenues à une cadence d'environ 140 kHz. La durée minimale des impulsions émises est alors de 1,1 μ s. Le record énergétique des impulsions émises par un oscillateur a été obtenu avec un oscillateur Er/Yb couplé un cristal de Co^{2+} : ZnS utilisé comme absorbant saturable. Les impulsions émises dans cette configuration ont une énergie de 60 μ J, une durée minimale de 3,5 ns et une fréquence de répétition d'environ 6 kHz [180]. Cependant le profil temporel de l'impulsion est de faible qualité puisqu'on peut observer des rebonds de part et d'autre de l'impulsion

¹<http://www.ipgphotonics.com/>

principale.

Une autre voie de développement privilégiée concernant la génération d'impulsions énergétiques est l'utilisation de fibre à large coeur (quelques dizaines de micromètres au lieu des 5 à 10 micromètres traditionnellement). Un laser délivrant des impulsions de 2,3 mJ et de durée 100 ns à une fréquence de répétition de 500 Hz a notamment été réalisé grâce à ces fibres [172]. Plus récemment un laser couplé à un amplificateur à base de fibre dopée ytterbium avec amplificateur a permis une puissance de sortie de 100 Watts, correspondant à des énergies d'impulsions de 8 milliJoules [173]. La durée de ces impulsions est de 50 ns et la fréquence de répétition est 50 kHz. En revanche, les qualités spatiales de ces faisceaux sont assez médiocres puisque des M^2 égaux respectivement à 3 et 10 ont été mesurés dans ces configurations. En régime de verrouillage de modes les travaux impliquant des amplificateurs à fibre double-gaine ont principalement concerné la technique de la rotation non-linéaire de la polarisation [42, 182, 183] et ont permis d'atteindre des énergies d'impulsions importantes [110]

Nous présenterons dans ce chapitre les études que nous avons menées sur un oscillateur déclenché moyenne puissance en utilisant un amplificateur à fibre double-gaine de chez Kéopsys. La particularité de la technologie Kéopsys est d'utiliser une encoche latérale dans la première gaine afin de coupler par réflexion totale des puissances de pompes importantes issues d'une diode multimode. Ces amplificateurs ont montré de bonnes performances énergétiques aussi bien en régime continu [184] qu'en régime impulsionnel [180, 185]. La structure double-gaine associée à la technique de l'encoche permet d'utiliser d'importantes puissances de pompe avec une grande efficacité tout en conservant un signal de sortie monomode avec une grande qualité spatiale, ce qui n'est pas le cas des fibres large-coeur [172]. La configuration expérimentale étudiée est originale puisqu'elle est basée sur l'insertion d'un absorbant saturable semiconducteur au sein de la cavité alors que la plupart des configurations proposées utilisent l'absorbant saturable comme miroir de cavité (SESAM) [30, 186–188]. L'absorbant saturable étant utilisé une nouvelle fois en transmission nous parlerons alors de SESAT.

Initialement, ce travail a été réalisé dans le but de concevoir un oscillateur fibré pouvant délivrer des impulsions courtes (de l'ordre de la picoseconde) énergétiques et de manière autodémarrante. Malheureusement le régime de verrouillage de modes obtenu a été de piètre qualité. Cependant nous avons obtenu un régime passivement déclenché capable d'émettre des impulsions d'énergie relativement importante. Ce chapitre de thèse est donc consacré à la description de ce régime. Nous détaillerons d'abord le fonctionnement de l'amplificateur à fibre double-gaine dopée ytterbium à maintien de polarisation utilisé. Ensuite nous présenterons les résultats obtenus dans une première configuration expérimentale envisagée pour la production d'impulsions énergétiques. Enfin un changement de configuration sera proposé en vue d'obtenir un laser accordable.

5.2 L'amplificateur à fibre double-gaine à maintien de polarisation

5.2.1 Spectroscopie de l'ion Ytterbium

La spectroscopie de l'ion ytterbium dans une matrice de silice fait état de deux niveaux dominants : le multiplet fondamental $^2F_{7/2}$ avec 4 sous-niveaux Stark et le multiplet excité $^2F_{5/2}$ avec 3 sous-niveaux (figure 5.1). La durée de vie du multiplet $^2F_{5/2}$ est relativement importante (de l'ordre de la microseconde). Les spectres d'émission et d'absorption de l'ytterbium sont représentés sur la figure (5.2). La longueur d'onde de pompage utilisée est 975 nm et correspond à la transition entre le niveau $|a\rangle$ du multiplet fondamental $^2F_{7/2}$ vers le niveau $|e\rangle$ du multiplet excité $^2F_{5/2}$. Nous profitons ainsi d'une émission laser autour de 1050 nm avec une large bande d'émission. La largeur du spectre d'émission (65 nm à mi-hauteur) est intéressante pour réaliser des sources lasers accordables [107] ou pour obtenir le verrouillage de modes [110].

L'ion ytterbium est donc un ion "de choix" dans la conception de laser de puissance puisque le déficit quantique (écart énergétique entre un photon à la longueur d'onde pompe et un photon à la longueur d'onde laser) est très faible (7 %) et que ce déficit quantique est la principale source des effets thermiques par désexcitation non-radiative. A titre de comparaison, dans le cadre du laser erbium précédemment développé, un photon pompe ($\lambda_P = @980$ nm) était environ 58 % plus énergétique qu'un photon laser ($\lambda_L = @1550$ nm) soit un déficit quantique de 42 %.

L'ion ytterbium a un schéma énergétique à 3 niveaux. On peut donc avoir une absorption des photons à la longueur d'onde laser de la bande $^2F_{7/2}$ vers la bande $^2F_{5/2}$ pour des longueurs d'onde environ égales à 1 μ m comme l'illustre la bande C dans le spectre d'absorption de la figure (5.2).

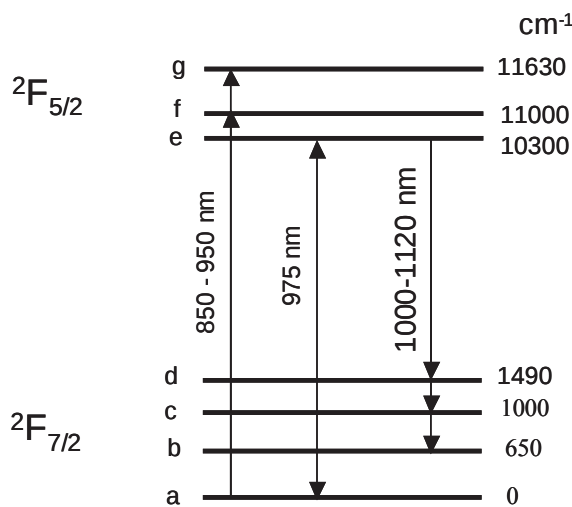


Figure 5.1 – Niveaux d'énergie de l'ion Ytterbium.

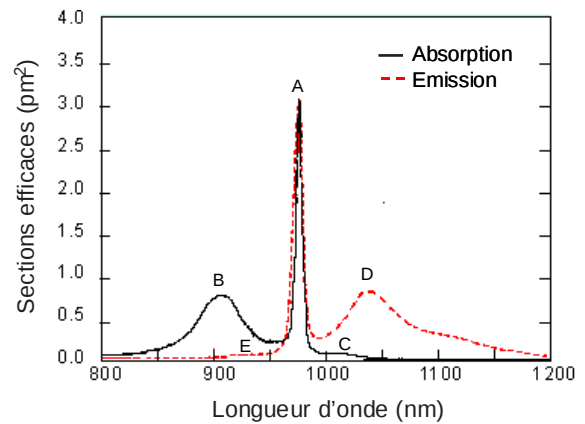


Figure 5.2 – Sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion ytterbium dans une matrice silice codopée germanium.

5.2.2 La fibre double-gaine

Le but de la technologie à fibre double-gaine (FDG) est de permettre l'injection de fortes puissances de pompe et de conserver un signal de sortie monomode à la longueur d'onde laser. La structure typique d'une fibre double-gaine est représentée sur la figure (5.3-a). Le diamètre du coeur est typiquement de l'ordre de 4 à 12 μm afin d'obtenir un guidage monomode. Les ions de terre rare (ytterbium dans notre cas) se trouvent dans cette dernière partie de la fibre et les photons lasers émis par ces ions sont guidés dans le coeur étant donné le profil d'indice (figure 5.3-b). Ce coeur est entouré d'un second coeur (première gaine) agissant comme un guide d'onde de grand diamètre ($> 100 \mu\text{m}$) permettant ainsi l'injection d'un intense signal de pompe multimode. Le signal de pompe est absorbé par le coeur dopé au cours de sa propagation. Afin d'éviter les rayons hélicoïdaux, la première gaine doit adopter une forme géométrique à rupture de symétrie. Plusieurs géométries ont été proposées. Dans notre cas, cette gaine est de forme carrée (figure 5.4).

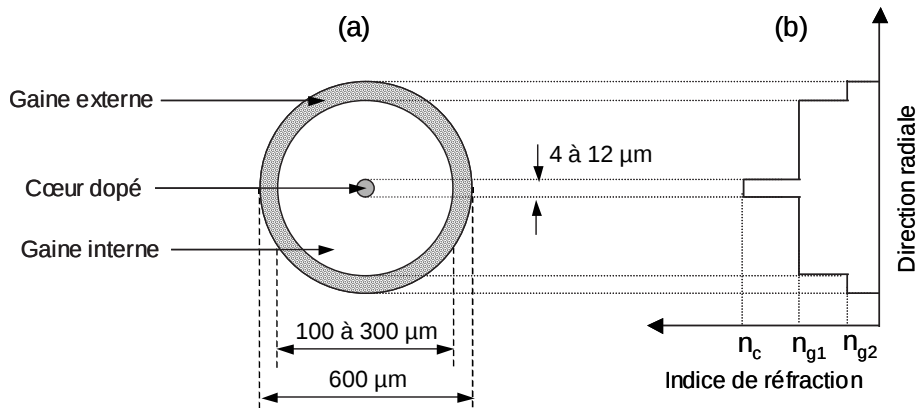


Figure 5.3 – Structure typique d'une FDG circulaire à saut d'indice (a) et profil de l'indice de réfraction (b). n_c est l'indice du coeur, n_{g1} est l'indice de la première gaine et n_{g2} est l'indice de la gaine externe.

5.2.3 Le système de pompage par une encoche

La technique de pompage transversal par une encoche en "V" a été développée par Ripin et Goldberg [189] et est représentée sur la figure (5.4). Elle permet d'améliorer considérablement les rendements d'injection dans les fibres optiques double-gaine. Elle consiste en une encoche en "v" taillée transversalement dans la gaine rectangulaire et dont la longueur ne dépasse pas le rayon de la gaine. Le signal de pompe incident sur l'encoche suivant un angle proche de la normale est totalement réfléchi par une des 2 facettes de l'encoche entraînant ainsi la propagation du signal de pompe le long de l'axe de la fibre. Les rendements de couplage obtenus par cette méthode sont de l'ordre de 90 %. Un des gros avantages de cette méthode est qu'elle libère les 2 extrémités de la fibre dopée laissant ainsi un plus grand choix de configuration de cavité. Elle autorise aussi un pompage multiple réparti le long de

la fibre.

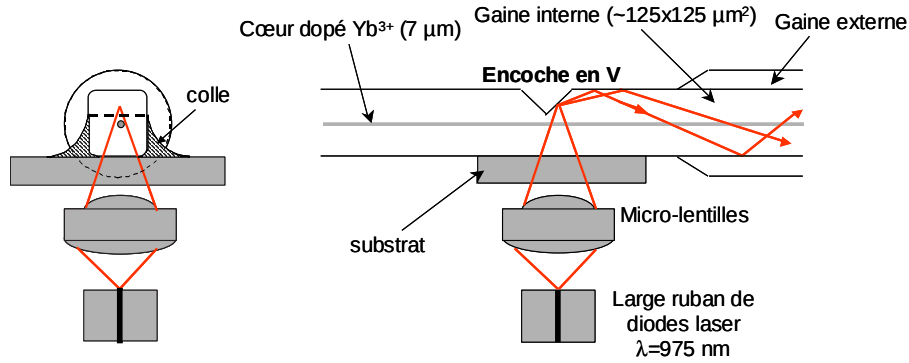


Figure 5.4 – Technique d'injection transversale à travers une encoche.

5.3 Laser à fibre auto-déclenché de moyenne énergie

Nous allons maintenant présenter les principaux résultats obtenus avec une cavité composée de l'amplificateur double-gaine auquel est associé un absorbant saturable. Après une brève description du dispositif expérimental, nous aborderons les caractéristiques des rendements et de la dynamique temporelle obtenus avec le laser.

5.3.1 Le dispositif expérimental

Le montage expérimental du laser est donné sur la figure (5.5). Le milieu amplificateur est constitué d'une fibre double-gaine dopée ytterbium à maintien de polarisation (PM), pompée transversalement grâce à la technique de l'encoche en "v" par 2 diodes laser délivrant chacune une puissance maximale de 4 Watts manufacturé par la société Kéopsys. Les 2 diodes sont contra-propagatives et sont positionnées aux 2 extrémités de la fibre. Le signal de pompe incident sur l'encoche est réfléchi vers l'essentiel de la fibre dopée ytterbium et il est totalement absorbé après avoir traversé les 7 mètres de la fibre dopée.

La cavité réalisée est en anneau unidirectionnel grâce à l'adjonction d'un isolateur à effet Faraday. Ceci permet de filtrer la rétrodiffusion Brillouin pouvant être à l'origine d'un régime impulsionnel plus court que celui que nous allons présenter. Toutefois ce régime est désordonné [42] et surtout peut s'avérer destructeur pour l'amplificateur du fait de la génération de puissances crêtes pouvant dépasser le seuil de dommage optique des composants. Après l'isolateur le signal est polarisé. Une lame demi-onde ($\frac{\lambda}{2}$) (L_3) devant l'entrée de la fibre dopée est utilisée pour injecter ce signal selon les axes propres de la fibre PM. Une lame $\frac{\lambda}{2}$ (L_1) avant l'isolateur permet de choisir le couplage de sortie qui s'effectue par le port de réjection du cube séparateur de polarisation tandis qu'une autre lame $\frac{\lambda}{2}$ (L_2) permet d'orienter la polarisation incidente sur le SESAT afin de contrôler la proportion de signal réfléchi par celui-ci. L'absorbant saturable est inséré dans la cavité avec une inclinaison permettant de s'affranchir des réflexions parasites (les réflexions multiples se produisant ainsi dans le

à la sortie de la fibre amplificatrice. Cette propriété est observable si l'on place une lame de verre très légèrement inclinée juste avant isolateur, en effet l'extinction du faisceau réfléchi par cette lame peut alors être obtenue grâce à un analyseur. On insère ensuite le SESAT incliné après l'isolateur. Entre les deux, on place une autre lame $\frac{\lambda}{2}$ (L_2) afin de contrôler la proportion de signal réfléchi par le SESAT (la transmittance du SESAT en fonction de son inclinaison et de son indice est rappelée au paragraphe 3.3.1). L'utilisation d'une dernière lame $\frac{\lambda}{2}$ (L_1) placée à la sortie de la fibre amplificatrice nous permet d'ajuster le couplage de sortie. Si la polarisation linéaire en sortie de fibre est orientée selon l'axe passant du cube séparateur de polarisation, on a un couplage de sortie qui tend vers 0 tandis que si la polarisation linéaire est orientée perpendiculairement à l'axe du cube séparateur de polarisation alors le couplage de sortie tend vers 1.

Nous avons évalué le couplage de sortie en fonction de l'angle de la lame $\frac{\lambda}{2}$ (L_1). Pour cela nous avons placé une lame de verre ($n = 1.5$, $R = 4\%$ sur chaque face) entre la lame $\frac{\lambda}{2}$ (L_1) et l'isolateur de Faraday. Signalons que l'angle entre le faisceau évacué par la lame et le faisceau intra-cavité est inférieur à 5 degrés afin d'approcher le plus possible des 4 % de réflexion théorique qui sont valables à incidence normale, au delà des effets notoires de polarisation modifient le coefficient de réflexion de la lame. La mesure de la puissance évacuée par la lame (P_{lame}) nous permet d'évaluer la quantité d'énergie lumineuse incidente dans l'isolateur car nous savons que la lame de verre réfléchit environ 8 % du signal incident. Il ne reste plus qu'à effectuer une mesure de puissance de sortie (P_{out}) au niveau de la réjection du cube et nous pouvons en déduire notre couplage de sortie (figure 5.6) selon la formule :

$$R = \frac{P_{out}}{\frac{92}{8} P_{lame}} \quad (5.1)$$

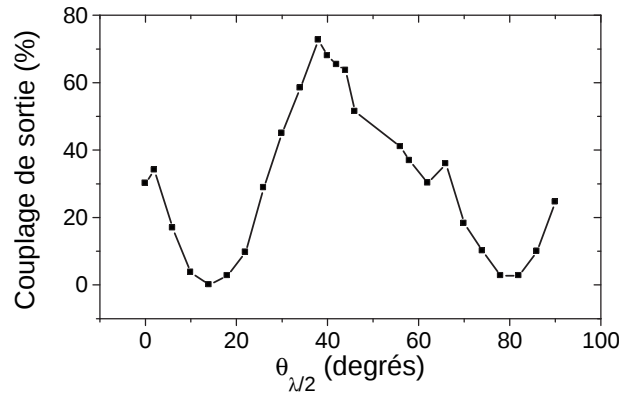


Figure 5.6 – Couplage de sortie en fonction de l'orientation de la lame $\frac{\lambda}{2}$ (L_1).

Pour un couplage de sortie évalué à 30 %, nous allons caractériser les régimes de fonctionnement du laser en fonction de la position (Z) de l'absorbant saturable entre les objectifs de microscope et de la puissance de pompage. Les résultats pour la structure 2230 600/1 sont présentés sur la figure (C.1) L'ensemble des résultats pour les autres structures sont présentés en annexe 2. On trouve deux régimes impulsionnels de type Q-switch de part et

d'autre d'une zone de régime continu. Sur une très mince zone entre le régime continu et le régime déclenché, on trouve un régime de verrouillage de modes (ML) et un régime intermédiaire déclenché/verrouillage de modes (QSM). La cartographie effectuée avec le substrat (figure C.1 de l'annexe D) présente une allure totalement différente. Le laser fonctionne en régime déclenché lorsque le substrat se trouve au plan focal des objectifs de microscope tandis qu'en défocalisant la structure, le laser fonctionne en régime continu. Notons que la dissymétrie des cartographies obtenues avec les monocouches est essentiellement due à la composition de la structure (substrat ou monocouche) traversée par le faisceau intra-cavité. L'expérience menant au résultat de la figure (5.7) a été reconduite en inversant la position de la structure et elle a mené au résultat de la figure (C.1) de l'annexe C qui présente une allure symétrique à celle de la figure (5.7).

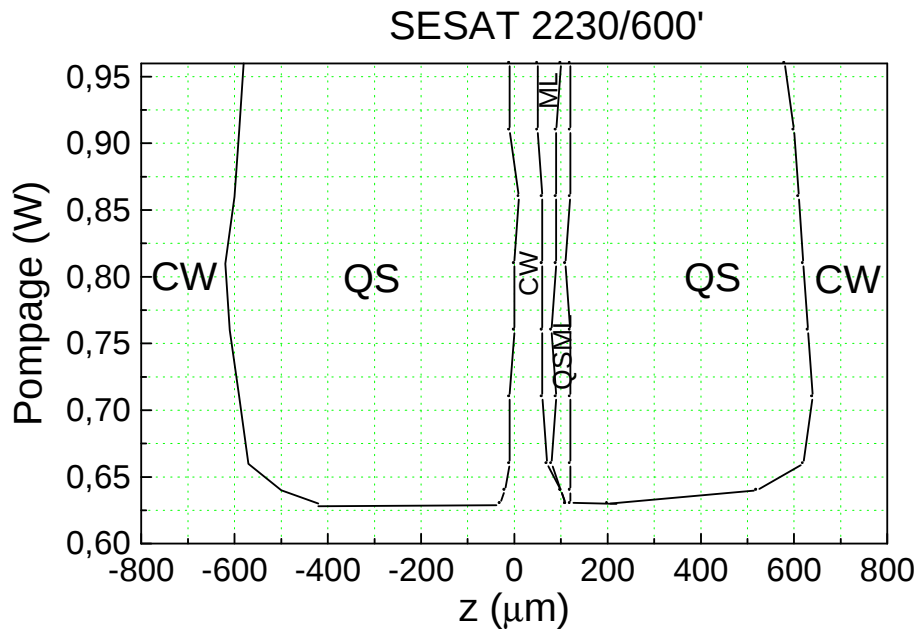


Figure 5.7 – Cartographie des régimes obtenus en translatant l'absorbant saturable. La structure est inclinée avec un angle de 30 degrés. ML : Mode-Lock, QS : Q-switch, CW : continu

Nous nous sommes d'abord intéressés au régime de verrouillage de modes obtenu avec ces structures : les impulsions sont émises à une fréquence de répétition de 20 MHz (ISL de la cavité). Leur durée (mesurée à l'oscilloscope rapide) est environ 1,5 ns. De plus cette impulsion n'est pas régulière comme l'illustre la figure (5.8) qui représente la trace enregistrée avec notre oscilloscope rapide. Le spectre optique (figure 5.9) est très perturbé et présente une largeur à mi-hauteur d'environ 6 nm réparti par paquets séparés de quelques nanomètres. Ces résultats montrent un verrouillage de modes de mauvaise qualité. Malgré plusieurs tentatives nous n'avons pas pu obtenir un verrouillage de modes plus propre, c'est pourquoi nous n'avons donc pas choisi d'étudier plus en détail ce régime. Les raisons de la piètre qualité de ce régime peuvent être un effet non-linéaire se produisant dans le substrat GaAs comme

l'absorption à 2 photons ou l'absorption par porteurs libres [190]. Si l'on compare avec les résultats obtenus au paragraphe (3.1.2) du chapitre 3, on peut également penser que la structure non-linéaire à un temps de relaxation trop long pour pouvoir générer correctement un régime de verrouillage de modes.

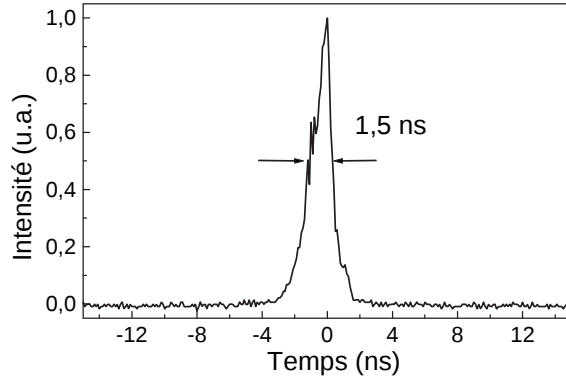


Figure 5.8 – Impulsion émise par le laser fonctionnant en régime de verrouillage de modes pour $P_P = 1,47$ Watts.

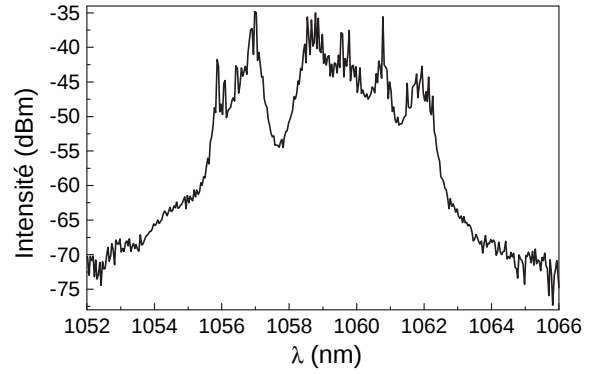


Figure 5.9 – Spectre optique du laser fonctionnant en régime de verrouillage de modes pour $P_P = 1,47$ Watts.

5.4 Etude et optimisation du régime déclenché

Nous nous sommes ensuite attardés sur l'étude du régime déclenché obtenu. Les expériences présentées ici ont pour but de produire les impulsions les plus énergétiques possibles. Pour ce faire il est nécessaire d'extraire un maximum d'énergie de la cavité tout en conservant suffisamment d'énergie dans la cavité pour permettre le blanchiment de l'absorbant saturable. Pour extraire le plus d'énergie possible, nous avons fixé le couplage de sortie à sa valeur maximale égale à 73 % en sachant que pour les lasers de longueur importante, le couplage permettant d'extraire le plus d'énergie de la cavité est supérieur à 90 % (voir chapitre 2).

5.4.1 Etude en fonction du pompage

Le laser démarre en régime continu avec une puissance de pompe de 800 mW ($P_{P,th1}^2$). La position de l'absorbant saturable (Z) est choisie de manière à obtenir le régime impulsionnel déclenché. Celui-ci n'est obtenu qu'à partir d'un pompage de 1 Watt. A cette puissance le laser émet un train d'impulsions stable de type déclenché (Q-switch) présentant une modulation en amplitude d'environ 20 % comme l'illustre la figure (5.10). Au delà de 2,5 Watts de puissance de pompe, le troisième seuil (de saturation) est atteint et le laser émet un signal continu. Dans la gamme du régime impulsionnel Q-switch, la puissance moyenne de sortie augmente linéairement et s'échelonne de 24,5 mW à 316 mW (figure 5.11) tandis que les fréquences de répétition vont de 31 kHz à 103 kHz (figure 5.12). Il en résulte que

l'énergie par impulsion augmente en fonction du pompage et atteint une valeur maximale de $3,43 \mu\text{J}$ pour une puissance de pompe $P_p = 2,36 \text{ W}$. L'efficacité de notre système est de 13 % ($\frac{P_{out}}{P_p} = 0,13$). Les durées d'impulsions sont d'environ $5\text{-}6 \mu\text{s}$ près du seuil et diminuent rapidement vers une valeur de l'ordre de la microseconde typique des lasers à fibre de cette longueur (figure 5.13). Le temps de vie du champ (τ_C) s'exprime de la façon suivante lorsque l'on ne tient compte que des pertes induites par le couplage de sortie :

$$\tau_C = \frac{t_{AR}}{-(\ln R)} \quad (5.2)$$

En prenant une cavité d'une longueur de 10 m et un couplage de sortie de 70 %, on obtient une durée de vie du champ de l'ordre de $0,2 \mu\text{s}$, soit une grandeur relativement proche de la durée de nos impulsions. Un comportement similaire pour l'évolution de la durée des impulsions a déjà été relevé avec un laser à fibre dopée erbium (chapitre 2).

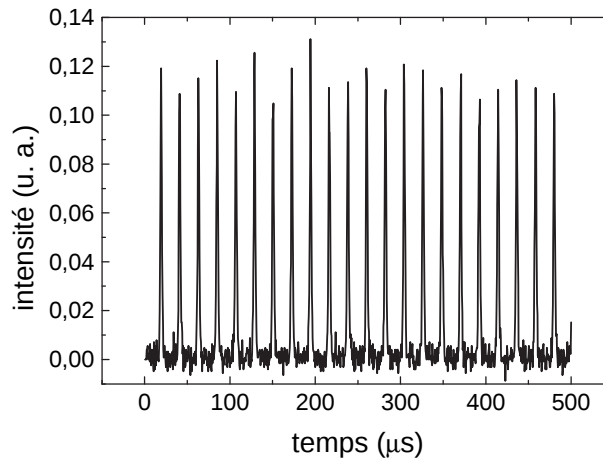


Figure 5.10 – Trace temporelle pour $P_p = 1,6 \text{ Watts}$.

5.4.2 Optimisation de l'énergie par impulsion

Afin de profiter totalement de la puissance de pompe disponible, nous allons faire en sorte que la densité d'énergie pénétrant le SESAT ne dépasse pas une certaine valeur critique pour lequel le régime impulsionnel ne peut exister car la fluence intra-cavité dépasse le seuil de destruction de l'échantillon. Pour cela, en plus d'augmenter la puissance de pompage, nous allons translater le SESAT en dehors du plan focal. Ce processus a pour but de maintenir un éclairement (E) environ constant tel que :

$$E = \frac{\phi}{S} \quad (5.3)$$

avec ϕ : la puissance intracavité et S : l'aire du faisceau sur l'échantillon.

Le diamètre du faisceau laser étant plus important de part et d'autre du plan focal des objectifs de microscope ($z=0$), nous pouvons ainsi adapter la fluence (densité d'énergie)

²les notations $P_{P,th1}$, $P_{P,th2}$ et $P_{P,th3}$ ont été définies au chapitre 2.

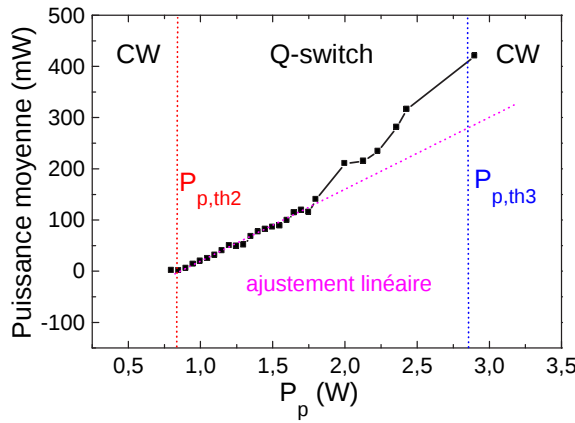


Figure 5.11 – Evolution de la puissance moyenne en fonction du pompage.

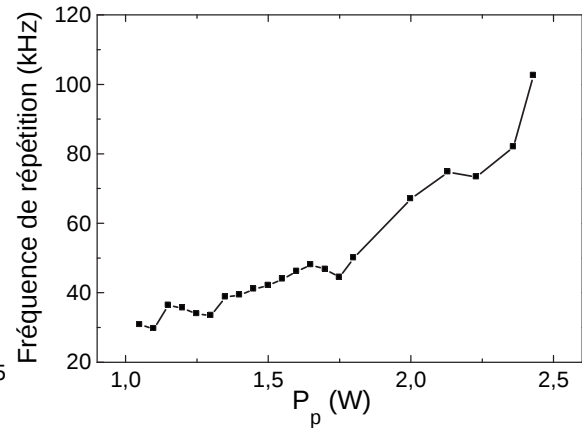


Figure 5.12 – Evolution de la fréquence de répétition en fonction du pompage.

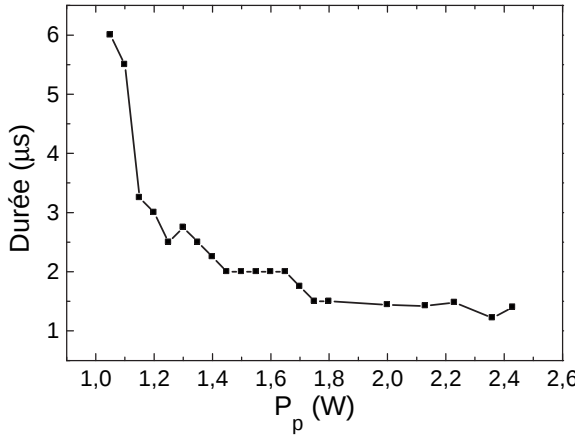


Figure 5.13 – Evolution de la durée en fonction du pompage.

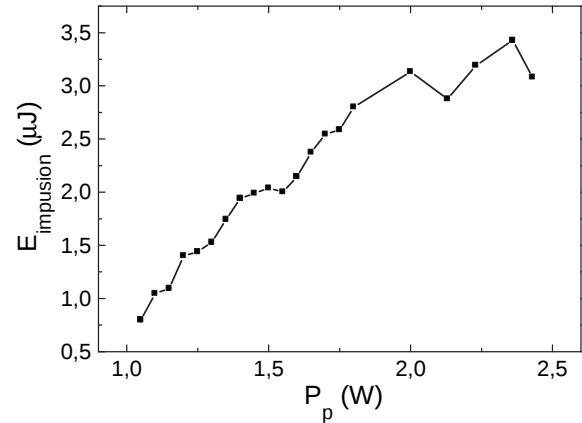


Figure 5.14 – Evolution de l'énergie par impulsion en fonction du pompage.

sur le SESAT (évaluée à 550 mJ.cm^{-2} pour une puissance de pompe de 2,8 Watts). Cette translation est nécessaire pour les puissances de pompe supérieures à 2,7 Watts. Du deuxième seuil ($P_{P,th2}$) jusqu'à cette valeur de pompage, la fréquence de répétition et la puissance moyenne de sortie augmentent. Au-delà, des translations de l'absorbant sont nécessaires pour conserver le régime impulsionnel. Généralement la fréquence de répétition se stabilise à environ 100 kHz.

En suivant ce protocole, l'énergie par impulsion est maximisée pour une valeur de pompage égale à 6 Watts et est alors égale à $7,7 \mu\text{J}$. La cadence est alors de 90 kHz et la durée de ces impulsions est de $0,96 \mu\text{s}$. Au-delà de cette valeur, l'énergie par impulsion diminue. La puissance moyenne de sortie et la fréquence de répétition les plus importantes ont été mesurées à pompage maximal et sont respectivement égales à 788 mW et 140 kHz. La forme des impulsions émises est asymétrique (figure 5.16). Le temps de montée est beaucoup plus

P_p (W)	1,54	1,74	2	2,8	3,42	3,98	4,83	5,51	6	7,01	7,55
P_{moy} (mW)	106	137	210	435	573	554	589	638	690	647	788
f_{rep} (kHz)	57	62	68	95	101	97	99	98	90	101	140
E_{pulse} (μJ)	1,9	2,2	3,1	4,6	5,7	5,7	5,9	6,5	7,7	6,4	5,6

Tableau 5.1 – Puissance moyenne, fréquence moyenne et énergie par impulsion en fonction du pompage.

court que le temps de descente. Cette forme est caractéristique des lasers fonctionnant avec un taux de pompage important [73,171]. Les résultats obtenus concernant l'énergie par impulsion sont comparables à ceux obtenus par Chen et al [181] qui ont obtenu des énergies d'impulsions de $7,4 \mu\text{J}$ avec cependant des durées d'impulsion beaucoup moins importantes dans leur cas. Les énergies d'impulsions obtenues par Adel et al [107] sont environ 3 fois plus importantes ($21,3 \mu\text{J}$) mais nécessitent cependant une diode de pompe pouvant délivrer plus de 15 Watts de puissance optique à 975 nm et une fibre dopée ytterbium d'une longueur de 32 m.

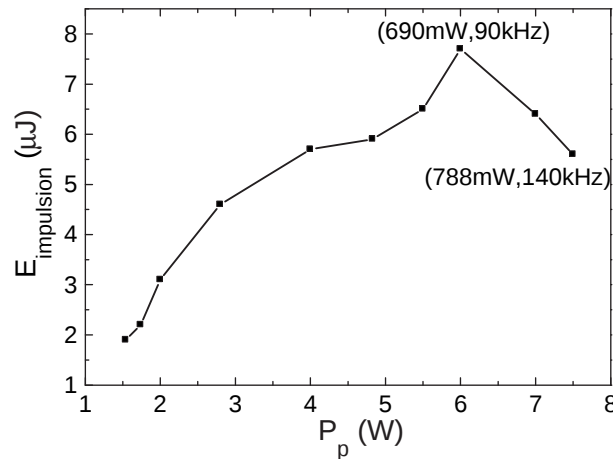
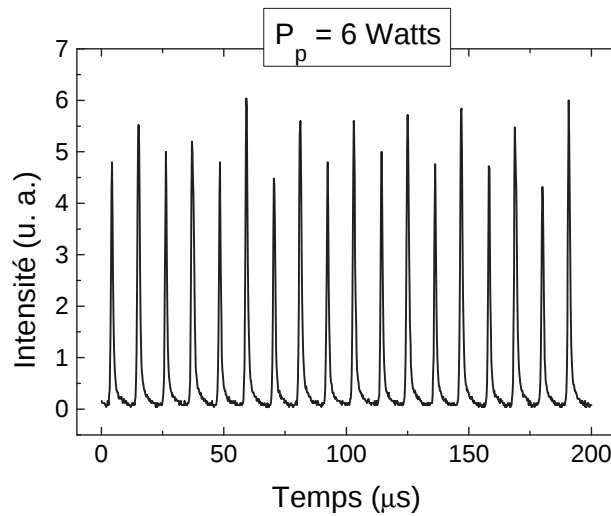


Figure 5.15 – Energie par impulsion en fonction du pompage.

5.5 Domaine d'accord en longueur d'onde

Nous avons également étudié les propriétés d'accordabilité de ce laser. Pour choisir la longueur d'onde de fonctionnement de notre laser, nous avons opéré un changement de cavité et nous avons inséré une paire de réseaux en configuration Littrow-Littman [107]. L'introduction d'une paire de réseaux pour l'étude spectrale entraîne l'utilisation nécessaire de la réjection du cube d'entrée de l'isolateur au sein de la cavité. Le couplage de sortie est donc dorénavant assuré par un miroir. La configuration de notre laser est une configuration "sigma", elle est représentée sur la figure (5.17). Après avoir vérifié l'énergie des impulsions avec cette cavité, nous allons étudier son accordabilité.

Figure 5.16 – Train d'impulsions pour $P_p = 6$ Watts.

5.5.1 Etude énergétique

Lors de cette étude énergétique, les réseaux sont absents. Le signal sortant du SESAT est directement réinjecté dans l'amplificateur. Le couplage de sortie est assuré par un miroir de réflectivité $R \approx 85\%$. Une lame de phase demi-onde et une lame de phase quart d'onde sont placées de manière à ce que le cube séparateur de polarisation associé à l'isolateur rejette le minimum de signal, le couplage de sortie s'effectuant via le miroir. Le signal perdu par la réjection constitue une perte "sèche" pour le laser : nous cherchons donc à le minimiser. La lame $\frac{\lambda}{2}$ (L_3) est orientée de manière à réinjecter la polarisation selon les axes propres de la fibre déterminés de manière similaire à la méthode décrite au paragraphe (5.3.1).

Le couplage de sortie a été mesuré grâce à une lame de verre placé devant le miroir et on a procédé selon la méthode décrite précédemment dans la paragraphe (5.3.1). Le résultat est présenté sur la figure (5.18).

Un couplage fixe de $85\% \pm 1\%$ est mesuré. Ce couplage présente une grande stabilité en fonction du pompage, ce qui n'est pas le cas de la configuration de la figure (5.5) pour laquelle le couplage est déterminé par l'état de polarisation des impulsions au niveau du cube séparateur. Cet état de polarisation varie en fonction de la puissance crête des impulsions puisque différents effets non-linéaires se produisent dans la fibre modifiant l'état de polarisation, notamment la rotation non-linéaire de la polarisation.

L'optimisation énergétique des impulsions lumineuses a été effectuée selon la méthode de la translation du SESAT. Voici les résultats obtenus. La figure (5.19) présente la puissance moyenne de sortie et la fréquence de répétition des impulsions en fonction du pompage. Ces deux grandeurs nous permettent de calculer l'énergie des impulsions qui est représentée sur la figure (5.20). Ces résultats sont obtenus avec une seule diode de pompe étant donné que la deuxième diode de pompe de l'amplificateur s'est montrée inopérante.

Une énergie maximale de $6,34 \mu\text{J}$ a été mesurée. Ce résultat est à peu près identique à

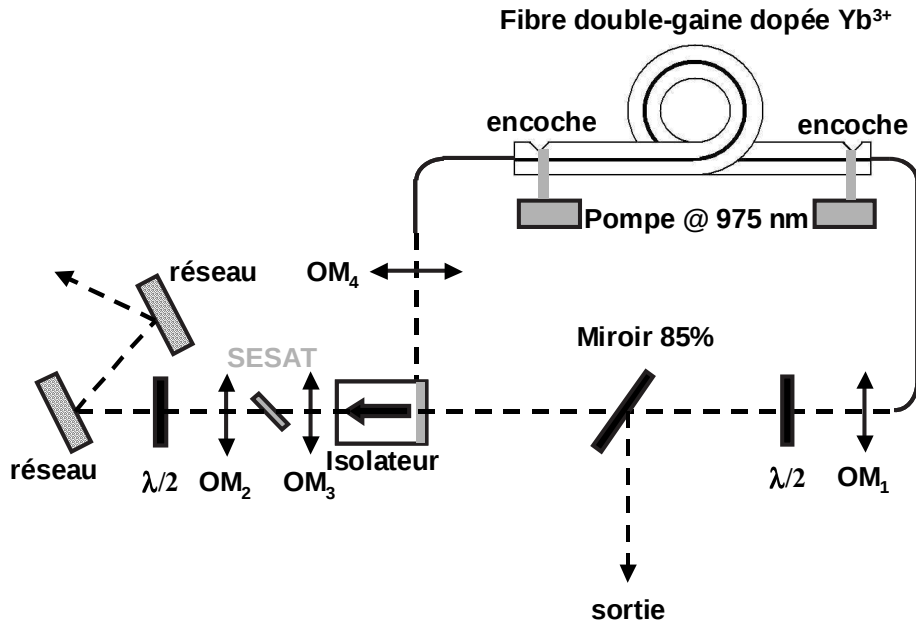


Figure 5.17 – Configuration expérimentale du laser

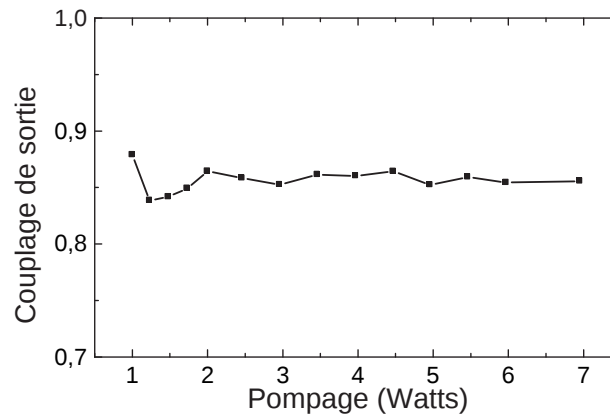


Figure 5.18 – Couplage de sortie avec un miroir

celui obtenu dans la configuration précédente ($E_{pulsé,max} = 7,7 \mu\text{J}$). Notons que les échantillons présentent une importante inhomogénéité conduisant à une fluence seuil de dommage qui varie en fonction de la zone traversée par le flux laser incident.

5.5.2 Etude du domaine d'accord en longueur d'onde

Le dispositif expérimental en forme de "sigma" représenté sur la figure (5.17), nous permet d'obtenir une cavité unidirectionnelle pour laquelle la longueur d'onde de fonctionnement est ajustable grâce à l'utilisation d'une paire de réseaux. Détaillons le principe de fonctionnement de cette cavité : Le signal laser émis par la fibre dopée ytterbium traversant le miroir ($R = 85 \%$) passe à travers l'isolateur de Faraday. Le SESAT est ensuite traversé avant d'atteindre les réseaux. La lame $\frac{\lambda}{2}$ sert à ajuster la polarisation (linéaire en sortie

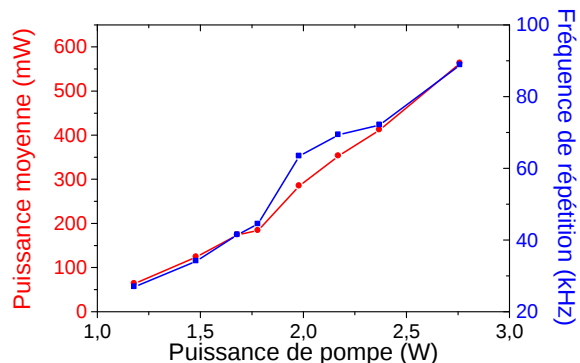


Figure 5.19 – Puissance moyenne et fréquence de répétition en fonction du pompage.

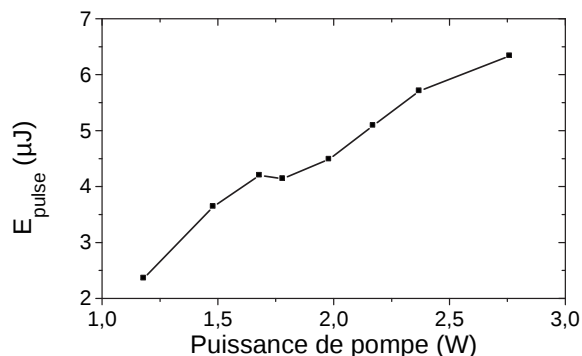


Figure 5.20 – Energie par impulsion en fonction du pompage.

d'isolateur) afin d'obtenir le maximum d'efficacité avec les réseaux. La paire de réseaux est en configuration Lithrow-Littman, la distance et l'angle entre les réseaux ne permettent donc qu'à une seule longueur d'onde (ou à une très faible bande spectrale) d'être réinjecté dans la cavité, les autres longueurs d'onde émises par le laser sont évacuées à l'issue de la réflexion sur le deuxième réseau. Le laser ne peut donc fonctionner qu'à la longueur d'onde imposée par les réseaux. Le signal monochromatique réfléchi passe de nouveau dans la lame $\frac{\lambda}{2}$ et dans le SESAT avant de traverser l'isolateur dans le sens bloquant. Le signal de sortie est donc rejeté par le cube, cette réjection est couplée dans la fibre dopée ytterbium. On a ainsi réalisé une cavité laser dont la longueur d'onde de fonctionnement est définie par la paire de réseaux [183, 184].

5.5.2.1 Résultats en régime continu

Le SESAT n'est pas introduit dans la cavité, le laser opère alors en régime continu. La puissance de pompe est maintenue constante et égale à 1,2 Watts. Le laser fonctionne pour des longueurs d'onde comprises entre 1039 nm et 1104 nm, soit une bande d'accordabilité de 65 nm. Ce résultat est identique à celui observé dans la référence [42].

5.5.2.2 Résultat en régime impulsionnel

La puissance de pompe est cette fois égale à 1,48 Watts, nous avons choisi arbitrairement cette valeur car nous savons qu'elle correspond à un fonctionnement impulsionnel du laser. Nous ajoutons le SESAT et les lentilles de focalisation OM_2 et OM_3 , le laser fonctionne en régime impulsionnel. Nous allons tester la gamme des longueurs d'onde pour laquelle on peut obtenir le régime déclenché.

Le régime déclenché a pu être obtenu pour les longueurs d'onde comprises entre 1055 et 1085 nm, soit un domaine d'accord égal à 30 nm centré autour de la longueur d'onde centrale

$\lambda_0 = 1070$ nm, avec une largeur de raie de 0,018 nm (figures 5.22 et 5.23). La durée des impulsions est constante en fonction de la longueur d'onde et égale à $2,3 \mu\text{s}$. La cadence est 35,6 kHz et l'énergie par impulsion correspondante est environ $3 \mu\text{J}$. La puissance moyenne de sortie émise est constante en fonction de la longueur d'onde de fonctionnement et environ égale à 100 mW comme l'illustre la figure suivante (5.21) :

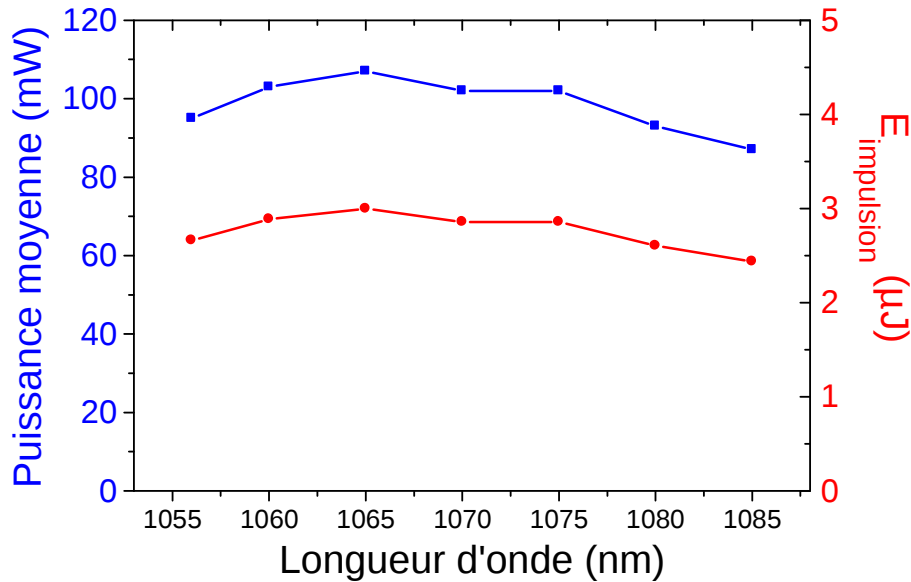


Figure 5.21 – Puissance moyenne et énergie par impulsion en fonction de la longueur d'onde de fonctionnement.

5.6 Conclusion

Nous avons réalisé un laser à fibre double-gaine dopée à l'ytterbium pompée par le système de l'encoche en "V" et passivement déclenché par un absorbant saturable semiconducteur.

Dans un premier temps nous avons cherché à maximiser l'énergie des impulsions délivrées par ce laser. Une énergie maximale de $7,7 \mu\text{J}$ par impulsion a été obtenue. Si l'on compare cette valeur avec les énergies d'impulsions publiées dans la littérature et obtenues avec des conditions similaires (pas d'utilisation de fibre large coeur), on s'aperçoit que la solution proposée par Laroche [180] permet l'obtention d'impulsions environ 8 fois plus énergétiques que les nôtres, cependant la qualité temporelle de l'impulsion est médiocre (présence de rebond). L'expérience de Chen et al [181] permet la génération d'impulsion de 2 ns de durée et de 3,7 kW de puissances crêtes. En supposant un profil triangulaire des impulsions, on obtient une énergie par impulsion de $7,4 \mu\text{J}$, ce qui est environ la même valeur que notre configuration. Des impulsions de $21,3 \mu\text{J}$ ont été obtenues par Adel et al [107], cependant la configuration expérimentale nécessite la présence d'une diode de pompe délivrant 15 W de puissance optique à 975 nm et d'utiliser une fibre dopée ytterbium de 32 m de longueur.

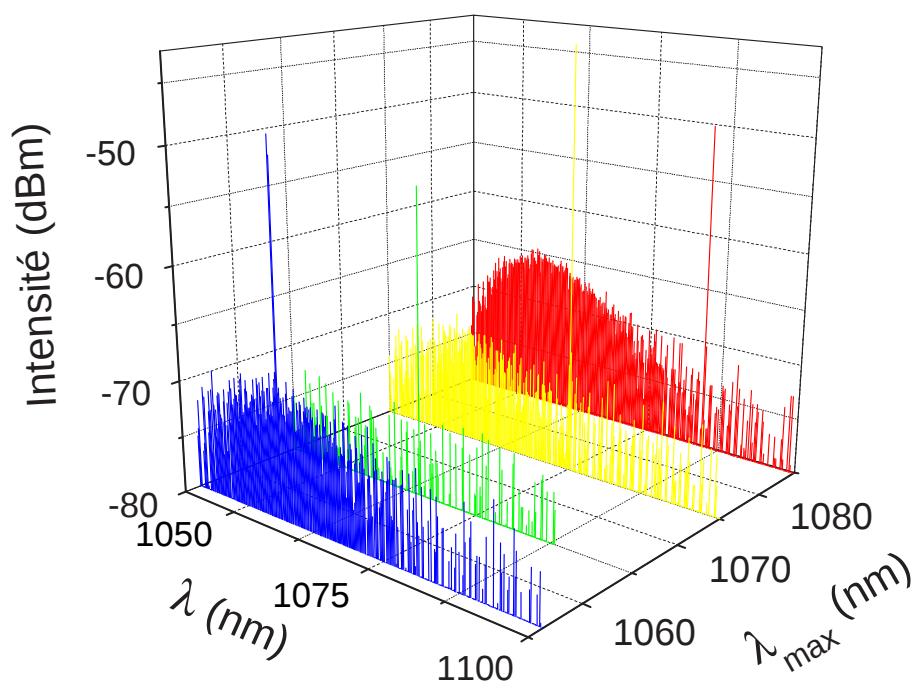


Figure 5.22 – Spectres optiques du laser en régime impulsif pour différentes longueurs d'onde de fonctionnement.

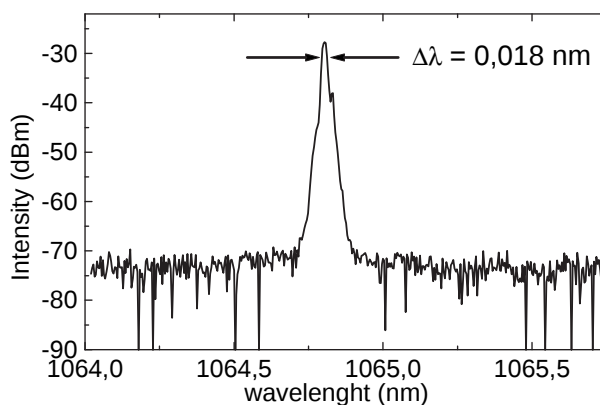


Figure 5.23 – Profil spectral de la raie laser pour un fonctionnement @ $\lambda = 1064,8$ nm.

L'absorbant saturable GaAs est donc un absorbant saturable de qualité pour produire des lasers passivement déclenchés émettant aux longueurs d'onde proches de $1 \mu\text{m}$.

L'augmentation significative de l'énergie des impulsions ne peut se faire qu'avec l'utilisation de fibres large-cœur. Une énergie maximale d'impulsions délivrées par un oscillateur laser de ce type a été $2,3 \text{ mJ}$ [172]. Le milieu amplificateur est une fibre ytterbium large-cœur (environ $350 \mu\text{m}$). Le régime impulsif est obtenu avec une cellule acousto-optique. Une autre solution consiste à amplifier les impulsions émises par un premier laser. Limpert et al [173] ont utilisé un amplificateur constitué d'une fibre ytterbium large-cœur pour amplifier les impulsions émises par un laser Nd : YAG et ont ainsi obtenu des énergies d'impulsions

de $8 \mu\text{J}$.

Enfin nous nous sommes intéressés aux propriétés d'accordabilité du laser. Ceci a pu être obtenu grâce à l'utilisation d'une paire de réseaux en configuration Littrow-Littman . Nous avons obtenu un régime impulsionnel sur une bande spectrale de 30 nm centrée autour de 1070 nm avec une largeur de raie de 0,018 nm.

Même si des résultats préliminaires ont été obtenus, le régime de verrouillage de modes avec ces structures est de mauvaise qualité. Etant donné que nous n'avons que très peu d'informations concernant les propriétés optiques de ces absorbants saturables, il est très difficile de dégager des pistes pour améliorer significativement le régime de verrouillage de modes obtenu avec cet amplificateur. Notons aussi que des expériences avec les nanotubes de carbone seront aussi entreprises et constituent une des perspectives à ce travail de thèse. Les possibilités qu'ont les nanotubes de carbone à servir d'absorbant saturable à la longueur d'onde $1 \mu\text{m}$ sont illustrées sur les courbes de photoluminescence et d'absorption de la figure (5.24) [163, 168] :

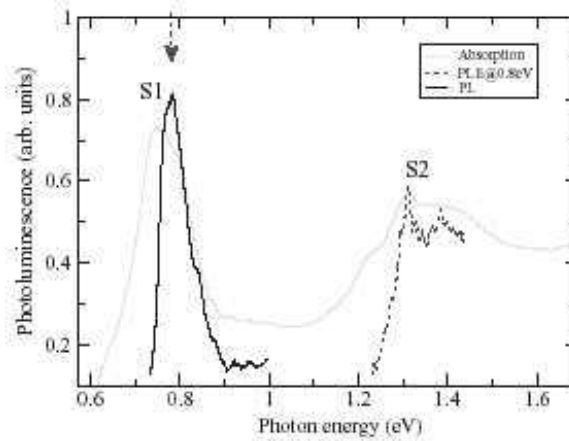


Figure 5.24 – Courbes de photoluminescence de nanotubes de carbone dispersés dans une solution de NMP (N-méthyl pyrrolidone).

Ces courbes montrent clairement un domaine d'absorption autour de $1 \mu\text{m}$ ($\approx 1,24 \text{ eV}$).

Conclusion et perspectives

Les travaux rapportés dans cette thèse sont consacrés à l'étude et à la réalisation de lasers à fibres fonctionnant en régime auto-impulsionnel grâce à un absorbant saturable. Notre étude s'est d'abord portée sur des impulsions de longues durées et énergétiques obtenues par des lasers passivement déclenchés. La technique du verrouillage de modes a ensuite été utilisée pour générer des impulsions ultra-courtes dont la durée est de l'ordre de quelques centaines de femtosecondes.

Dans un premier temps, nous avons réalisé un laser à fibre dopée erbium passivement déclenché par un absorbant saturable à base de multipuits quantiques InGaAs/InP dopés fer. Des impulsions de durées environ égales à une microseconde ont été obtenues. Nous nous sommes plus particulièrement focalisés sur la forme des impulsions émises. En effet des formes d'impulsions avec des temps de montée longs et des temps de descente courts ont été observées pour des pompages proches du seuil d'obtention des impulsions. En augmentant le pompage, ces impulsions se symétrisent. Dans le même temps, une modélisation classique de ce laser a été entreprise. Celle-ci est basée sur les équations cinétiques. Nous avons notamment contredit les prédictions de Luo et Chu [14] et noté la nécessité de tenir compte de l'émission spontanée. Ce modèle a donné des tendances et des ordres de grandeur convenables concernant les caractéristiques de sortie de notre laser et plus particulièrement les formes d'impulsions obtenues à bas pompage.

Les perspectives à cette étude concernent principalement d'un point de vue expérimental, la génération d'impulsions énergétiques. Cela reposera sur la capacité du SESAT à supporter de fortes fluences intra-cavité. Au niveau théorique, une meilleure modélisation de notre laser peut être obtenue en utilisant un modèle longitudinal tenant compte de la répartition du pompage, du gain... le long de la fibre erbium. Ce modèle serait particulièrement adapté à notre laser ($L_{ER} = 25\text{ m}$) et aux lasers à fibre en général.

Dans une seconde partie, nous nous sommes intéressés à la génération d'impulsions ultra-courtes ($\sim 100\text{ fs}$) obtenues grâce à la technique du verrouillage de modes. Nous avons ainsi réalisé un laser à fibre dopée erbium passivement déclenché par un absorbant saturable semiconducteur à base de multipuits quantiques InGaAs/InP dopés fer. Ce laser est totalement auto-démarrant, cependant les impulsions présentent un important piédestal. Nous avons donc opté pour une méthode hybride : Rotation Non-Linéaire de la Polarisation + SESAT qui nous a permis d'obtenir des impulsions de 793 fs de durées ($3,5 \times$ Fourier) et

d'énergie 235 pJ . Ce laser est totalement auto-démarrant grâce à la présence de l'absorbant saturable.

Une meilleure gestion de la dispersion en vue d'une augmentation de l'énergie des impulsions sont les perspectives à ce travail. Cependant le passage au régime de dispersion normale s'avère impossible étant donné les contraintes expérimentales : nécessité d'un isolateur fibré de dispersion anormale et de tronçons de fibre standard (dispersion anormale également). Une configuration de cavité en Fabry-Pérot nous a permis de choisir le régime de dispersion dans lequel opère le laser.

Ce travail a ensuite consisté en la réalisation de laser à fibre fonctionnant en régime de verrouillage de modes grâce à un absorbant saturable utilisé en réflexion dans une cavité Fabry-Pérot. Le premier absorbant saturable utilisé est une structure semiconductrice mise en cavité connue dans la littérature sous le nom de SESAM (SEmiconductor Saturable Absorber Mirror). Les résultats obtenus en régime de dispersion anormale sont intéressants : émission d'impulsions de durées inférieures à 300 fs auto-démarrantes, spectres optiques de largeurs supérieures à 40 nm. En revanche le même laser fonctionnant en régime de dispersion normale s'est révélé très instable (modulation d'amplitude évaluée à environ 50 % grâce au spectre basse-fréquence). Néanmoins la présence d'un polariseur a permis de diminuer considérablement la modulation d'amplitude ($<1\%$). Le deuxième absorbant saturable utilisé est composé de nanotubes de carbone déposés sur un miroir or. Cette absorbant saturable s'est montré efficace aussi bien en régime de dispersion normale qu'anormale. En régime de dispersion normale des impulsions de 130 pJ d'énergie et de 1,9 ps de durées ont été démontrées. Le spectre optique laisse envisager la possibilité de recomprimer ces impulsions jusqu'à une durée d'environ 100 fs .

Les perspectives à cette étude concernent surtout la compression des impulsions. Une diminution conséquente de la durée des impulsions est possible grâce à l'utilisation d'un système de dispersion adaptée à la dérive en fréquence de nos impulsions comme une paire de réseaux ou un tronçon de fibre de dispersion normale. Une autre perspective importante est l'amélioration de l'énergie des impulsions. Cette amélioration passe par un changement du dispositif de pompage (120 mW optique maximum dans notre configuration). Une diode laser pouvant délivrer 500 mW de puissance optique a d'ores et déjà été achetée à l'issue de ces études. L'utilisation d'un amplificateur erbium/ytterbium pouvant délivrer 8 W d'énergie lumineuse de pompage est aussi envisagée.

Enfin un laser à fibre double-gaine dopée ytterbium pompée par le système de l'encoche en "V" fonctionnant en régime déclenché par un absorbant saturable semiconducteur a été développé. Le but initial était de proposer un laser à fibre auto-démarrant pouvant émettre des impulsions courtes (durées inférieures à la picoseconde) et énergétiques de manière auto-démarrante grâce à un absorbant saturable. Cependant la qualité du régime de verrouillage de modes était médiocre, nous nous sommes donc focalisés sur le régime déclenché obtenu avec le même absorbant saturable. L'absorbant saturable est utilisé en transmission. L'objectif était de produire les impulsions les plus énergétiques possible en régime déclenché. Le

résultat obtenu est l'émission d'impulsions de $7,7 \mu\text{J}$ d'énergie. Avec une cavité accordable nous pouvons émettre des impulsions de plusieurs microJoules sur un domaine d'accord de 30 nm centrée autour de la longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 1070 \text{ nm}$.

Une caractérisation optique approfondie de notre absorbant saturable (spectre FTIR, temps de relaxation...) serait nécessaire pour une meilleure utilisation de cette structure pour l'émission d'impulsions énergétiques mais aussi bien pour verrouiller convenablement en phase un laser pouvant produire des impulsions ultra-courtes de façon auto-démarrante. Ce dernier chapitre est un premier pas vers la réalisation d'oscillateurs femtosecondes de haute énergie autodémarrants grâce à un verrouillage de modes initié par absorbant saturable. La réalisation de telles sources suscite de nombreuses recherches à l'heure actuelle.

Annexe A

Analyse de stabilité

A.1 Etats stationnaires

Notre laser est décrit par le système d'équations normalisées suivants (Y_1 , Y_2 et Y_3 sont explicités dans le chapitre 2) :

$$\begin{aligned}\frac{dY_1}{dt} &= (2a_1Y_2 + 2a_2Y_3 - a_3)Y_1 \\ \frac{dY_2}{dt} &= -t_{AR}(2b_1Y_1 + b_1 + W_p)Y_2 + (W_p - b_1)t_{AR} \\ \frac{dY_3}{dt} &= -(2c_1Y_1 + c_2)Y_3 - c_2\end{aligned}\tag{A.1}$$

avec $a_1 = \sigma_L L_{ROD} N_T$, $a_2 = \sigma_{AS} L_{AS} N_{TAS}$, $a_3 = \ln(\frac{1}{R_1 R_2}) + Los$, $b_1 = \frac{1}{\tau_L}$, $c_1 = \frac{\sigma_{AS} t_{AR}}{\sigma_L \tau_L}$ et $c_2 = \frac{t_{AR}}{\tau_{AS}}$.

Les états stationnaires sont obtenus en annulant les dérivées. On obtient :

$$\begin{aligned}(2a_1\bar{Y}_2 + 2a_2\bar{Y}_3 - a_3) \quad \text{ou} \quad \bar{Y}_1 &= 0 \\ \bar{Y}_2 &= \frac{W_p - b_1}{2b_1\bar{Y}_1 + b_1 + W_p} \\ \bar{Y}_3 &= \frac{-c_2}{2c_1\bar{Y}_1 + c_2}\end{aligned}\tag{A.2}$$

Le premier état stationnaire est l'état OFF ($\bar{Y}_1 = 0$) et le second état stationnaire est l'état ON dans lequel le laser émet un signal continu ($\bar{Y}_1$ est obtenu en résolvant $(2a_1\bar{Y}_2 + 2a_2\bar{Y}_3 - a_3) = 0$). Nous allons à présent opérer à une analyse perturbative de chacun de ces 2 états pour en déterminer la stabilité.

A.2 Stabilité de l'état OFF

On analyse à présent la stabilité linéaire de cet état, pour cela on considère une petite perturbation (Y_n^*) autour de l'état stationnaire de forme générale : $Y_n = \bar{Y}_n + Y_n^*$. Cette

opération nous mène au système d'équations suivant :

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} Y_1^* \\ Y_2^* \\ Y_3^* \end{pmatrix} = \mathbf{M}_{\text{stab}} \begin{pmatrix} Y_1^* \\ Y_2^* \\ Y_3^* \end{pmatrix}$$

avec :

$$\mathbf{M}_{\text{stab}} = \begin{pmatrix} 2a_1\overline{Y_2} + 2a_2\overline{Y_3} - a_3 & 2a_1\overline{Y_1} & 2a_2\overline{Y_1} \\ -2t_{ar}b_1\overline{Y_2} & -t_{ar}(W_p + b_1 + 2b_1\overline{Y_1}) & 0 \\ -2c_1\overline{Y_3} & 0 & -(2c_1\overline{Y_1} + c_2) \end{pmatrix}$$

L'état OFF correspond aux états stationnaires $\overline{Y_1} = 0$, $\overline{Y_2} = \frac{W_p - b_1}{b_1 + W_p}$ et $\overline{Y_3} = -1$. La matrice de stabilité devient donc :

$$\mathbf{M}_{\text{stab,OFF}} = \begin{pmatrix} 2a_1\overline{Y_2} - 2a_2 - a_3 & 0 & 0 \\ -2t_{ar}b_1\overline{Y_2} & -t_{ar}(W_p + b_1) & 0 \\ 2c_1 & 0 & -c_2 \end{pmatrix}$$

La recherche des valeurs propres(λ) nous mène au polynôme caractéristique suivant :

$$(2a_1\overline{Y_2} - 2a_2 - a_3 - \lambda)(-2t_{ar}b_1\overline{Y_2} - \lambda)(-c_2 - \lambda) = 0 \quad (\text{A.3})$$

Le signe des différentes valeurs propres nous indique la stabilité du système. Les valeurs de λ négatives représentent un système stable tandis que les valeurs positives représentent le contraire.

Parmi les trois valeurs propres $\lambda_1 = 2a_1\overline{Y_2} - 2a_2 - a_3$, $\lambda_2 = -2t_{ar}b_1\overline{Y_2}$ et $\lambda_3 = -c_2$, seul λ_1 peut prendre une valeur positive, les deux autres étant forcément négatives. La stabilité du système repose donc sur le signe de λ_1 . Nous allons à présent étudier la condition sur W_p pour que λ_1 soit positif.

$$\lambda_1 > 0$$

$$2a_1\overline{Y_2} - 2a_2 - a_3 > 0$$

$$W_p > b_1 \frac{2a_1 + 2a_2 - a_3}{2a_1 - 2a_2 - a_3} \quad (\text{A.4})$$

L'état OFF n'est donc plus stable au-delà d'un pompage $W_{p,th1} = b_1 \frac{2a_1 + 2a_2 - a_3}{2a_1 - 2a_2 - a_3}$, c'est le seuil de démarrage du laser

A.3 Stabilité de l'état ON

L'état ON correspond aux états stationnaires $\overline{Y}_1 \neq 0$, $\overline{Y}_2 = \frac{W_p - b_1}{b_1 + W_p}$ et $\overline{Y}_3 = \frac{-c_2}{2c_1\overline{Y}_1 + c_2}$. L'obtention de $\overline{Y}_1$ nécessite la résolution du système :

$$P_1\overline{Y}_1^2 + P_2\overline{Y}_1 + P_3 = 0 \quad (\text{A.5})$$

avec $P_1 = -4a_3b_1c_1$, $P_2 = 4a_1c_1(W_p - b_1) - 4a_2b_1c_2 - 2a_3b_2c_2 - 2a_3(b_1 + W_p)c_1$ et $P_3 = 2a_1c_2(W_p - b_1) - 2a_2c_2(b_1 + W_p)c_2$.

La matrice de stabilité de l'état ON est beaucoup plus compliquée que celle de l'état OFF si bien qu'aucune expression analytique rigoureuse du seuil de pulsation ne peut être déterminée. Soit :

$$\mathbf{M}_{\text{stab,ON}} = \begin{pmatrix} 2a_1\overline{Y}_2 + 2a_2\overline{Y}_3 - a_3 & 2a_1\overline{Y}_1 & 2a_2\overline{Y}_1 \\ -2t_{ar}b_1\overline{Y}_2 & -t_{ar}(W_p + b_1 + 2b_1\overline{Y}_1) & 0 \\ -2c_1\overline{Y}_3 & 0 & -(2c_1\overline{Y}_1 + c_2) \end{pmatrix}$$

On pose :

$$\mathbf{M}_{\text{stab,ON}} = \begin{pmatrix} A & B & C \\ D & E & F \\ G & H & I \end{pmatrix}$$

la matrice de stabilité de l'état ON, avec A,B,C...,I les paramètres déduits de la matrice $\mathbf{M}_{\text{stab}}$.

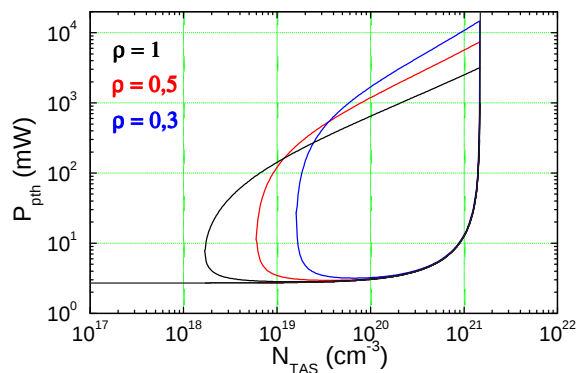
Le polynôme caractéristique devient :

$$-\lambda^3 + (A + E + I)\lambda^2 + (-AE - A - E + BD + CG)\lambda + AEI - BID - CGE = 0 \quad (\text{A.6})$$

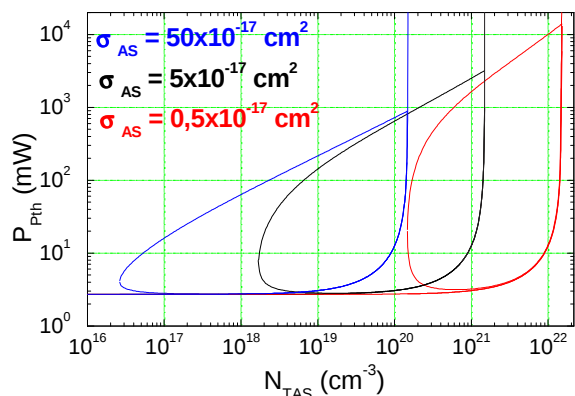
Aucune expression analytique ne peut être déduite de cette équation, la détermination des valeurs propres et de leurs signes se fait donc numériquement.

A.4 Analyses de stabilité en fonction des paramètres de notre laser

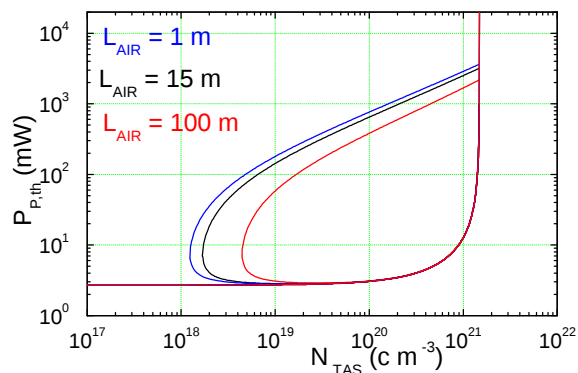
Les figures (A.1) et (A.2) représentent les différents seuils en fonction des paramètres du laser. Ces résultats sont obtenus grâce à l'analyse de stabilité. Ces résultats nous permettent de choisir l'éventail des grandeurs physiques de notre laser qui permettent l'obtention d'impulsions.



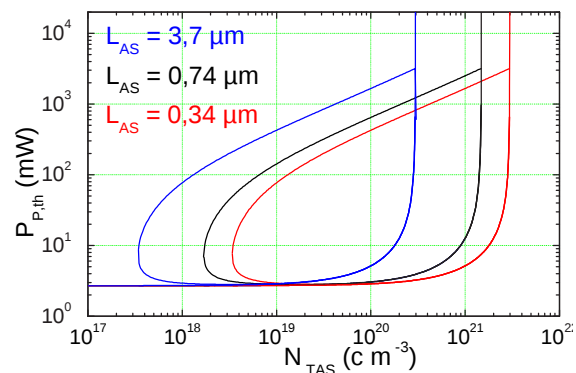
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure A.1 – Seuils du laser en fonction de la concentration d'absorbant saturable : (a) Le rapport de l'aire effective du gain sur celle de l'absorbant saturable (ρ) varie. (b) La section efficace (σ_{AS}) de l'absorbant saturable varie. (c) La longueur d'air (L_{air}) varie. (d) La longueur d'absorbant saturable (L_{AS}) varie.

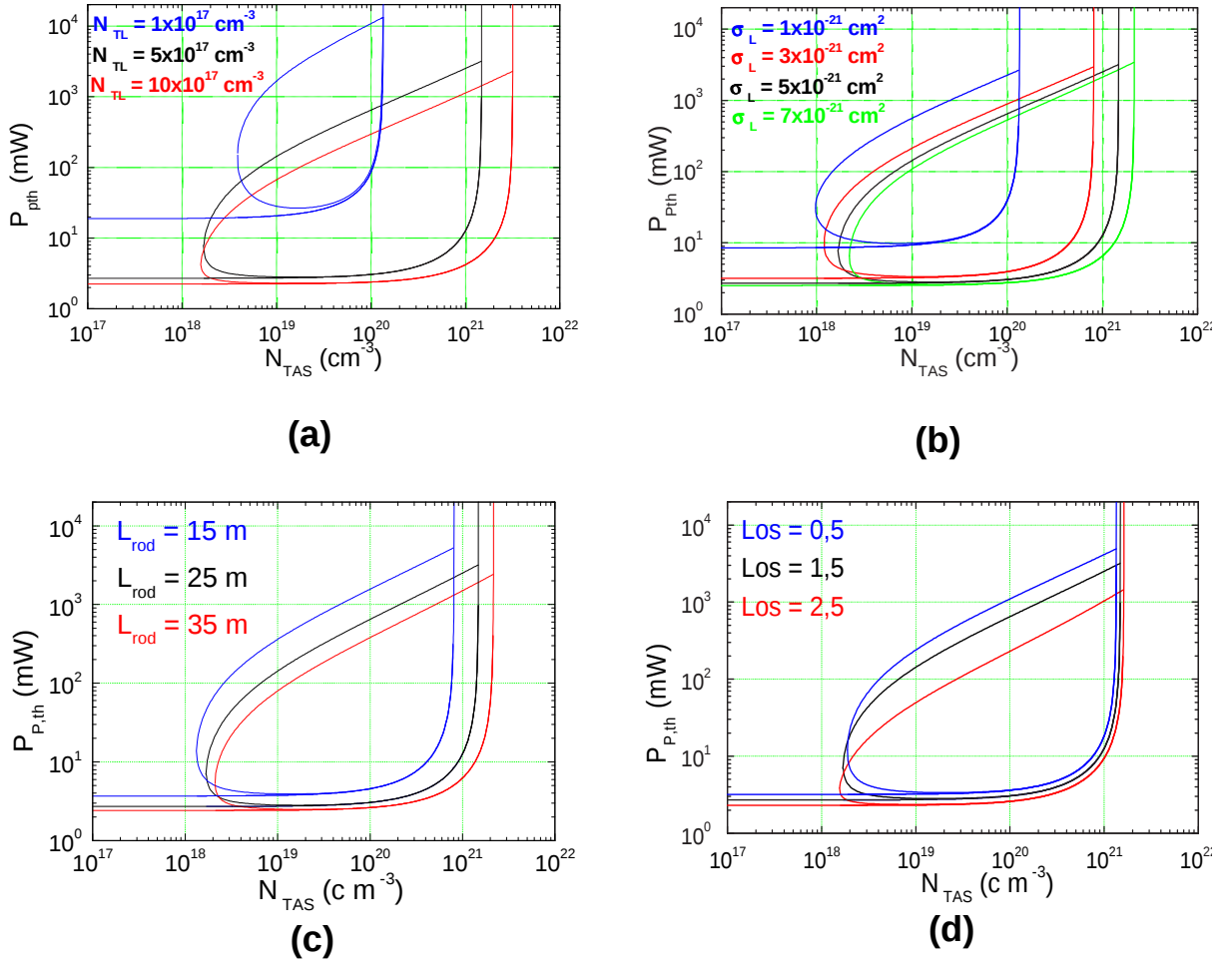


Figure A.2 – Seuils du laser en fonction de la concentration d'absorbant saturable : (a) La concentration d'erbium (N_{TL}) varie. (b) La section efficace (σ_L) du milieu amplificateur varie. (c) La longueur de la fibre erbium (L_{rod}) varie. (d) Les pertes (Los) varient.

Annexe B

Calcul analytique du seuil du régime impulsif d'un laser

B.1 Introduction

On utilise les équations d'un laser dont le milieu amplificateur est un 4 niveaux et l'absorbant saturable un 3 niveaux. Cette condition a été choisie pour correspondre à un laser à fibre dopée Néodyme et passivement déclenché par une fibre dopée aux ions Cr^{4+} [11]. Voici les équations normalisées décrivant un tel laser :

$$S_1 = \begin{cases} \frac{dY_1}{dt} = (2a_1Y_2 + 2a_2Y_3 - a_3)Y_1 \\ \frac{dY_2}{dt} = -t_{ar}(W_p - b_1 + b_2Y_1)Y_2 + W_p t_{ar} \\ \frac{dY_3}{dt} = -(2c_1Y_1 + c_2)Y_3 - c_2 \end{cases} \quad (B.1)$$

où Y_1 , Y_2 et Y_3 représente respectivement le nombre de photons normalisé, l'inversion de population du milieu amplificateur normalisée et l'inversion de population de l'absorbant saturable normalisée. On a :

- $a_1 = \sigma_L l_{rod} N_{T_{LAS}}$
- $a_2 = \sigma_{abs} l_{abs} N_{T_{abs}}$
- $a_3 = \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) + Los$
- $b_1 = -\frac{1}{\tau_2}$
- $b_2 = \frac{1}{\tau_2}$
- $c_1 = \frac{\sigma_{abs}}{\sigma_L} \frac{t_{ar}}{\tau_2}$
- $c_2 = \frac{t_{ar}}{\tau_{absat}}$

Avec σ_L la section efficace d'émission de la transition laser du milieu amplificateur, l_{rod} la longueur du milieu laser, $N_{T_{las}}$ la concentration du milieu laser, σ_{abs} la section efficace d'émission de l'absorbant saturable, l_{abs} la longueur d'absorbant saturable, $N_{T_{abs}}$ la concentration de l'absorbant saturable, R_1 et R_2 les coefficients de réflexion des miroirs, Los les

perdes, τ_2 le temps de vie du niveau haut de la transition laser, τ_{absat} le temps de vie du niveau haut de la transition d'absorption et t_{ar} le temps d'aller-retour du champ dans la cavité.

B.2 Etats stationnaires et approximations

Soit $\overline{Y}_n$, l'état stationnaire de la variable Y_n . Les états stationnaires sont calculés en annulant les dérivées dans les équations du laser. On obtient si on annule les trois dérivés une équation du second degré pour le nombre de photons stationnaire :

$$p_1 \overline{Y}_1^2 + p_2 \overline{Y}_1 + p_3 = 0 \quad (\text{B.2})$$

et

$$\begin{aligned} -p_1 &= -2 * a_3 * b_2 * c_1 \\ -p_2 &= (4 * a_1 * c_1 * W_p) - (2 * a_2 * b_2 * c_2) - (2 * a_3 * c_1 * (W_p - b_1)) - (a_3 * b_2 * c_2) \\ -p_3 &= (2 * a_1 * c_2 * W_p) - (2 * a_2 * c_2 * (W_p - b_1)) - (a_3 * (W_p - b_1) * c_2) \end{aligned}$$

La détermination de l'état stationnaire du nombre de photons nous amène à la résolution d'une équation du second degré (équation (B.2)). On peut déterminer les états stationnaires des inversions de population en fonction de l'état stationnaire du nombre de photons.

$$\overline{Y}_2 = \frac{W_p}{(W_p - b_1 + b_2 \overline{Y}_1)} \quad (\text{B.3})$$

$$\overline{Y}_3 = -\frac{c_2}{(2c_1 \overline{Y}_1 + c_2)} \quad (\text{B.4})$$

Si l'on utilise ces formulations mathématiques pour les états stationnaires, on n'arrivera jamais à une expression analytique pour le second seuil. Aussi nous allons utiliser quelques approximations.

On va supposer que l'état stationnaire du nombre de photon est nul avant le premier seuil et qu'il peut être décrit par une droite au-delà du premier seuil. Le second et le troisième seuil se trouvant toujours après le premier seuil, l'approximation utilisée pour décrire l'état stationnaire du nombre de photons sera la droite. On a donc :

$$\overline{Y}_1 = mW_p - m_0 \quad \text{avec } m_0 > 0 \quad (\text{B.5})$$

Injectons cette expression dans l'équation (B.4) et on a :

$$\overline{Y}_3 = -\frac{1}{K_3 W_p + K'_3} \quad (\text{B.6})$$

Avec $K_3 = 2 \frac{c_1}{c_2} m$ et $K'_3 = -2 \frac{c_1}{c_2} m_0 + 1$

Pour déterminer l'état stationnaire de l'inversion de population du milieu amplificateur, on utilise le fait que dans un laser le gain égale les pertes. Ce qui se traduit mathématiquement par :

$$\underbrace{2a_1\bar{Y}_2}_{\text{gain}} + \underbrace{2a_2\bar{Y}_3 - a_3}_{\text{pertes}} = 0 \quad (\text{B.7})$$

Donc :

$$\bar{Y}_2 = \frac{K_2}{K_3W_p + K'_3} + K'_2 \quad (\text{B.8})$$

avec $K_2 = \frac{a_2}{a_1}$ et $K'_2 = \frac{a_3}{2a_1}$

Nous avons déterminé les états stationnaires en fonction de deux paramètres qui sont m et m_0 . Il faut à présent les déterminer.

B.3 Détermination des paramètres m et m_0

Le but de cette partie est de déterminer les constantes m et m_0 . La détermination de m et m_0 nous permet donc de définir complètement les états stationnaires. On va voir que l'on utilisera 2 approximations pour m et m_0

-Premièrement, on peut déterminer m grâce à l'équation (B.2), cette première valeur de m sera appelée m_a . On dérive cette équation par rapport à W_p . On obtient :

$$\begin{aligned} & \bar{Y}_1^2(W_p = W_{pth1}) \frac{dp_1}{dW_p} \Big|_{W_p=W_{pth1}} + p_1(W_p = W_{pth1}) 2\bar{Y}_1(W_p = W_{pth1}) \frac{d\bar{Y}_1^2}{dW_p} \Big|_{W_p=W_{pth1}} \\ & + \bar{Y}_1(W_p = W_{pth1}) \frac{dp_2}{dW_p} \Big|_{W_p=W_{pth1}} + p_2(W_p = W_{pth1}) \frac{d\bar{Y}_1}{dW_p} \Big|_{W_p=W_{pth1}} + \frac{dp_3}{dW_p} \Big|_{W_p=W_{pth1}} = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Or quand $W_p = W_{pth1}$, $\bar{Y}_1 = 0$ donc il nous reste :

$$p_2(W_p = W_{pth1}) \frac{d\bar{Y}_1}{dW_p} \Big|_{W_p=W_{pth1}} + \frac{dp_3}{dW_p} \Big|_{W_p=W_{pth1}} = 0 \quad (\text{B.10})$$

Au final, on trouve :

$$m_a = \frac{d\bar{Y}_1}{dW_p} \Big|_{W_p=W_{pth1}} = -\frac{1}{p_2(W_p = W_{pth1})} \frac{dp_3}{dW_p} \Big|_{W_p=W_{pth1}} \quad (\text{B.11})$$

On a donc obtenu la valeur de m_a qui est égal à :

$$m_a = -c_2 \frac{2a_1 - 2a_2 - a_3}{4a_1c_1W_{pth1} - 2a_2b_2c_2 - 2a_3c_1(W_{pth1} - b_1) - a_3b_2c_2} \quad (\text{B.12})$$

m_0 est facilement déterminé car on sait que la droite qui définit l'état stationnaire $\bar{Y}_1$ coupe l'axe des abscisses en W_{pth1} . On a donc :

$$m_{0a} = m_a W_{pth1} \quad (\text{B.13})$$

Cette formule est la mieux adaptée dans la recherche du second seuil.

Cependant dans certains cas, la résolution exacte de l'équation (B.2) montre que l'état stationnaire du nombre de photons ne passe pas directement d'un régime nul à un régime linéaire comme l'illustre la figure (B.1).

Or cette transition peut entraîner des grosses erreurs sur l'approximation de $\bar{Y}_1$ dans les grandes valeurs de puissance de pompe si le premier seuil est situé dans cette transition. On va calculer m d'une autre façon basée sur la résolution de l'équation (B.2). La solution de cette équation s'écrit :

$$Sol = \frac{-p_2 \pm \sqrt{p_2^2 - 4p_1p_3}}{2p_1} \quad (\text{B.14})$$

Pour connaître le coefficient directeur il suffit de dériver la solution par rapport à W_p et de calculer la limite en $W_p \rightarrow +\infty$, ce qui permet de nous affranchir de l'erreur sur le calcul de la pente. On obtient :

$$m_b = \frac{4a_1c_1 - 2a_3c_1}{2a_3b_2c_1} \quad (\text{B.15})$$

m_0 est donné par la relation suivante :

$$m_{0b} = \lim_{W_p \rightarrow \infty} (m_b W_p - Sol)$$

On trouve :

$$m_{0b} = \frac{(2a_2c_2 + 2a_3c_1 + a_3c_2)}{4a_3c_1} \quad (\text{B.16})$$

Cette deuxième méthode sera retenue pour calculer le carré des parties imaginaires. En effet, si cette méthode est moins précise que la première dans la zone allant du premier au deuxième seuil ; elle est en revanche plus adaptée pour un calcul sur une grande gamme de valeur de puissance de pompe.

B.4 Analyse de stabilité

La théorie des perturbations conduit à la matrice de stabilité suivante :

$$\mathbf{M}_{\text{stab}} = \begin{pmatrix} 2a_1\overline{Y_2} + 2a_2\overline{Y_3} - a_3 & 2a_1\overline{Y_1} & 2a_2\overline{Y_1} \\ -t_{ar}b_2\overline{Y_2} & -t_{ar}(W_p - b_1 + b_2\overline{Y_1}) & 0 \\ -2c_1\overline{Y_3} & 0 & -(2c_1\overline{Y_1} + c_2) \end{pmatrix}$$

On notera dans la suite :

$$\mathbf{M}_{\text{stab}} = \begin{pmatrix} A & B & C \\ D & E & F \\ G & H & I \end{pmatrix}$$

La recherche des valeurs propres(λ) nous mène au polynôme caractéristique suivant :

$$(A - \lambda)(E - \lambda)(I - \lambda) - B(I - \lambda)D - CG(E - \lambda) = 0 \quad (\text{B.17})$$

Ce polynôme possède 3 solutions mais on ne peut pas trouver de solutions analytiques simples pour λ car cette équation est un polynôme du troisième degré. On va donc faire quelques simplifications.

La valeur propre λ est décomposée en une partie réelle α et une partie imaginaire $i\omega$ tel que :

$$\lambda = \alpha + i\omega \quad (\text{B.18})$$

Le changement d'état pour un laser passant du régime continu au régime déclenché se traduit par une bifurcation de Hopf. Cette bifurcation génère 2 valeurs propres complexes conjuguées et 1 autre purement réelle. Or lorsque le laser devient impulsif, il passe d'un état stable(continu) à un état instable(impulsif) ; c'est à dire que la partie réelle de la valeur propre(α) est négative avant la transition et positive ensuite. Donc au niveau du second seuil, il existe une valeur propre purement imaginaire qui est solution du polynôme caractéristique.

On injecte donc directement la solution $\lambda = i\omega$ dans l'équation (B.17) et on obtient les deux équations suivantes :

$$S_2 = \begin{cases} AEI - (A + E + I)\omega^2 - BDI - CGE = 0 \\ A(E + I) + (EI - \omega^2) - BD - CG = 0 \end{cases} \quad (\text{B.19})$$

On ne peut toujours pas résoudre ces équations, il faut donc encore procéder à quelques simplifications. La principale difficulté vient du fait qu'on ne connaît a priori aucune formulation du carré de la partie imaginaire ω^2 .

B.5 Détermination du carré des parties imaginaires

Le premier problème du système d'équations (B.19), c'est qu'il apparaît de terme ω^2 . On va s'affranchir de ce problème en considérant que le carré de la partie imaginaire de la

valeur propre varie linéairement avec le taux de pompage au-delà du premier seuil. Cette propriété est un comportement habituel des lasers impulsionnels. On pose donc :

$$\omega^2 = KW_p - \omega_0 \quad \text{avec} \quad \omega_0 > 0 \quad (\text{B.20})$$

Le problème se trouve maintenant dans la recherche du terme K.

Pour déterminer K, on va prendre la deuxième équation du système (B.19). Dérivons cette équation par rapport à W_p . On obtient :

$$\left. \frac{d\omega^2}{dW_p} \right|_{W_p=W_{pth1}} = K = \left. \frac{d(AI + EI + AE - BD - CG)}{dW_p} \right|_{W_p=W_{pth1}} \quad (\text{B.21})$$

Il existe tout de même un problème (qui ressemble à celui du calcul de l'état stationnaire du nombre de photons). En effet lorsque l'on augmente la longueur d'absorbant saturable, on retrouve une petite zone de transition où le carré des parties imaginaires n'évoluent plus linéairement avec le taux de pompage. La figure (B.2) illustre ce problème. On va s'affranchir de ce problème en faisant tendre la longueur d'absorbant saturable vers 0 dans le calcul de K. On obtient :

$$K = t_{ar} \frac{(4a_1(a_3b_2 - 2(3b_1 + b_2)) + a_3(4b_1c_1 + b_2(-2a_3 + 2c_1 + c_2)))}{2a_3b_2} \quad (\text{B.22})$$

On sait que la droite qui décrit l'évolution de ω^2 coupe l'axe des abscisses en W_{pth1} , on a donc :

$$\omega_0 = KW_{pth1} \quad (\text{B.23})$$

B.6 Résolution du système de 2 équations

A présent il ne reste plus qu'à résoudre le système d'équations (B.19). Si on exprime ces équations en fonction de W_p , on obtient :

$$S_3 = \begin{cases} x_1 W_p^3 + x_2 W_p^2 + x_3 W_p + x_4 = 0 \\ x'_1 W_p^3 + x'_2 W_p^2 + x'_3 W_p + x'_4 = 0 \end{cases} \quad (\text{B.24})$$

Ces deux équations sont des polynômes d'ordre 3. W_{pth2} est forcément solution du système (B.24). Ce système peut facilement être réduit à une équation du second degré qui est :

$$(x'_2 - x_2 \frac{x'_1}{x_1}) * W_p^2 + (x'_3 - x_3 \frac{x'_1}{x_1}) * W_p + x'_4 - x_4 \frac{x'_1}{x_1} = 0 \quad (\text{B.25})$$

Cette équation possède deux solutions dont une seule est physiquement acceptable (parce qu'elle est la seule positive). Cette solution nous donne le second seuil

$$W_{pth2} = \frac{-(x'_3 - x_3 \frac{x'_1}{x_1}) - \sqrt{\Delta}}{2(x'_2 - x_2 \frac{x'_1}{x_1})} \quad (\text{B.26})$$

$$\text{avec } \Delta = (x'_3 - x_3 \frac{x'_1}{x_1})^2 - 4(x'_2 - x_2 \frac{x'_1}{x_1})(x'_4 - x_4 \frac{x'_1}{x_1})$$

B.7 Vérification

Pour vérifier cette solution, on va la comparer à celle obtenue par résolution numérique qui peut être considérée comme la solution "exacte". On va calculer le seuil de pulsation d'un laser dont les paramètres spectroscopiques ont été proposé par B. Dussardier (laser à fibre dopée néodyme (4 niveaux) et absorbant saturable à fibre dopée chrome (3 niveaux)), tout en faisant varier la longueur d'absorbant saturable. Cette comparaison est présentée figure (B.3)

B.8 Conclusion

Cette formule analytique nous permet de déterminer simplement le deuxième seuil sans passer par l'analyse de stabilité, ce qui évite les longs temps de calcul parfois nécessaire dans la recherche des seuils. Ce calcul peut être facilement refait dans divers configurations : milieu amplificateur 3 ou 4 niveaux et absorbant saturable 2 ou 3 niveaux.

CALCULS ANNEXES

B.9 Annexe 1 : Les coefficients x_i

$$\begin{aligned} - x_1 &= -2t_{ar}(1+b_2m)c_1m(a_3K_3-2a_1K'_2K_3)+K_3(2c_1m+t_{ar}+b_2mt_{ar})K-4a_1b_2t_{ar}m^2c_1K'_2K_3 \\ - x_2 &= -2t_{ar}c_1m(1+b_2m)(2a_2+a_3K'_3-2a_1K_2-2a_1K'_2K'_3)-t_{ar}((1+b_2m)(c_2-2c_1m_0)- \\ &\quad (b_1+b_2m_0)(2c_1m))(a_3K_3-2a_1K'_2K_3)+K'_3(2c_1m+t_{ar}+t_{ar}mb_2)K-\omega_0K_3(2c_1m+ \\ &\quad t_{ar}+b_2mt_{ar})-K_3(-a_3-c_2+2a_1K'_2+2c_1m_0+b_1t_{ar}+b_2m_0t_{ar})K-4a_1b_2t_{ar}mc_1m(K_2+ \\ &\quad K'_2K'_3)-2a_1b_2t_{ar}m(c_2-2c_1m_0)K'_2K_3+4a_1b_2t_{ar}m_0c_1mK'_2K_3+4a_2c_1t_{ar}m(1+b_2m) \\ - x_3 &= -t_{ar}(1+b_2m)(c_2-2c_1m_0)(2a_2+a_3K'_3-2a_1K_2-2a_1K'_2K'_3)+t_{ar}(b_1+b_2m_0)2c_1m(2a_2+ \\ &\quad a_3K'_3-2a_1K_2-2a_1K'_2K'_3)+t_{ar}(b_1+b_2m_0)(c_2-2c_1m_0)(a_3K_3-2a_1K'_2K_3)+2(a_2-a_1K_2)K- \\ &\quad K'_3K(-a_3-c_2+2a_1K'_2+2c_1m_0+b_1t_{ar}+b_2m_0t_{ar})+K_3(-a_3-c_2+2a_1K'_2+2c_1m_0+b_1t_{ar}+ \\ &\quad b_2m_0t_{ar})\omega_0-K'_3(2c_1m+t_{ar}+t_{ar}mb_2)\omega_0-2a_1b_2t_{ar}(m(c_2-2c_1m_0)(K_2+K'_2K'_3)- \\ &\quad 2m_0c_1m(K_2+K'_2K'_3)-m_0K'_2K_3(c_2-2c_1m_0))+4a_2c_1t_{ar}(-m_0(1+b_2m)-m(b_1+b_2m_0)) \\ - x_4 &= t_{ar}(b_1+b_2m_0)(c_2-2c_1m_0)(2a_2+a_3K'_3-2a_1K_2-2a_1K'_2K'_3)+\omega_0(-2(a_2-a_1K_2)+ \\ &\quad K'_3(-a_3-c_2+2a_1K'_2+2c_1m_0+b_1t_{ar}+b_2m_0t_{ar}))+2a_1b_2t_{ar}m_0(c_2-2c_1m_0)(K_2+K'_2K'_3) \\ &\quad +4a_2c_1t_{ar}m_0(b_1+b_2m_0) \\ - x'_1 &= 2(1+b_2m)c_1mt_{ar}K_3 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
- x'_2 &= t_{ar}(1 + mb_2)(a_3 * K_3 - 2a_1 K'_2 K_3) + 2c_1 m(a_3 K_3 - 2a_1 K'_2 K_3) - 2t_{ar} K_3 c_1 m(b_1 + b_2 m_0) + 2t_{ar} K'_3 c_1 m(1 + b_2 m) + t_{ar} K_3(c_2 - 2c_1 m_0)(1 + b_2 m) + 2a_1 b_2 t_{ar} m K'_2 K_3 - K K_3 \\
- x'_3 &= t_{ar}(1 + b_2 m)(2a_2 + a_3 K'_3 - 2a_1(K_2 + K'_2 K'_3)) - t_{ar}(b_1 + b_2 m_0)(a_3 K_3 - 2a_1 K'_2 K_3) + 2c_1 m(2a_2 + a_3 K'_3 - 2a_1 K_2 - 2a_1 K'_2 K'_3) + (c_2 - 2c_1 m_0)(a_3 K_3 - 2a_1 K'_2 K_3) + t_{ar} K'_3(c_2 - 2c_1 m_0)(1 + b_2 m) - 2t_{ar} K'_3 c_1 m(b_1 + b_2 m_0) - t_{ar} K_3(c_2 - 2c_1 m_0)(b_1 + b_2 m_0) - K K'_3 + K_3 \omega_0 + 2a_1 b_2 t_{ar} m(K_2 + K'_2 K'_3) - 2a_1 b_2 t_{ar} m_0 K'_2 K_3 - 4a_2 c_1 m \\
- x'_4 &= -t_{ar}(b_1 + b_2 m_0)(2a_2 + a_3 K'_3 - 2a_1(K_2 + K'_2 K'_3)) + (c_2 - 2c_1 m_0)(2a_2 + a_3 K'_3 - 2a_1(K_2 + K'_2 K'_3)) - t_{ar} K'_3(c_2 - 2c_1 m_0)(b_1 + b_2 m_0) + K'_3 \omega_0 - 2a_1 b_2 t_{ar} m_0(K'_2 K'_3 + K_2) + 4a_2 c_1 m_0
\end{aligned}$$

B.10 Annexe 2 : Autres vérifications

On calcule le deuxième seuil pour un laser avec des paramètres différents ($N_{t_{abs}} = 3,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma_{abs} = 1,43 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$, $\tau_{abs} = 3 \mu\text{s}$, $l_{rod} = 13 \text{ metres}$, $\tau_2 = 470 \cdot 10^{-6} \text{ s}$, $\sigma_L = 4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, $N_{t_{las}} = 4,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

Les figures (B.4) et (B.5) illustrent ces vérifications.

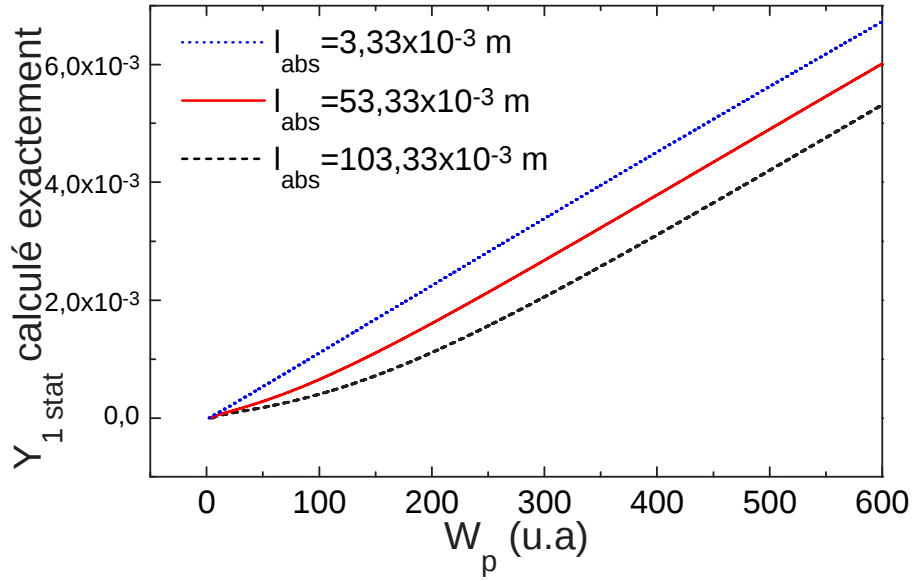


Figure B.1 – Evolution du nombre de photon stationnaire en fonction du pompage.

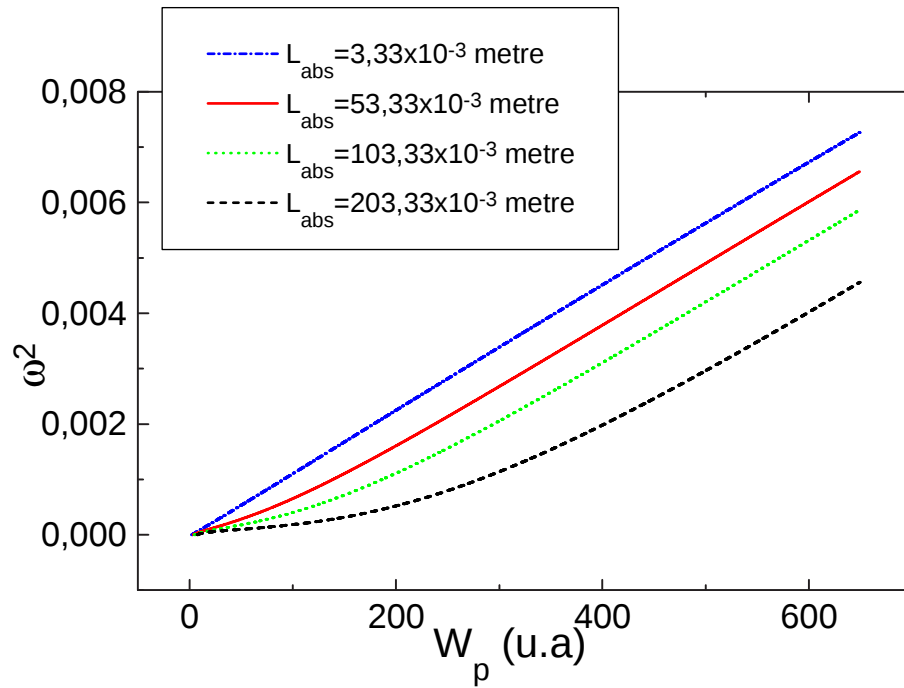


Figure B.2 – Evolution du carré des parties imaginaires en fonction de la puissance de pompe pour différentes longueurs d'absorbant saturable.

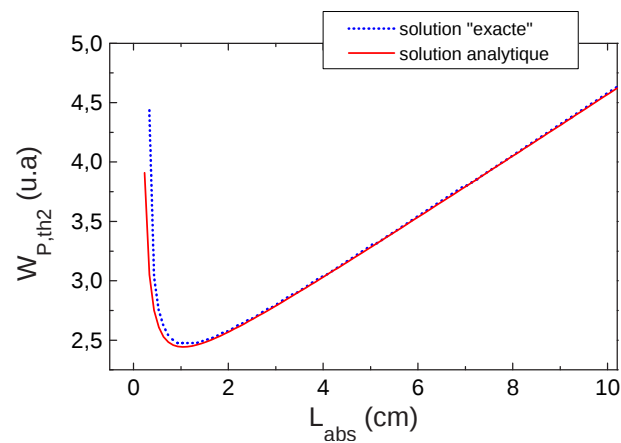


Figure B.3 – Comparaison entre la solution exacte et la solution analytique approchée du seuil du régime pulsé en fonction de la longueur d'absorbant saturable.

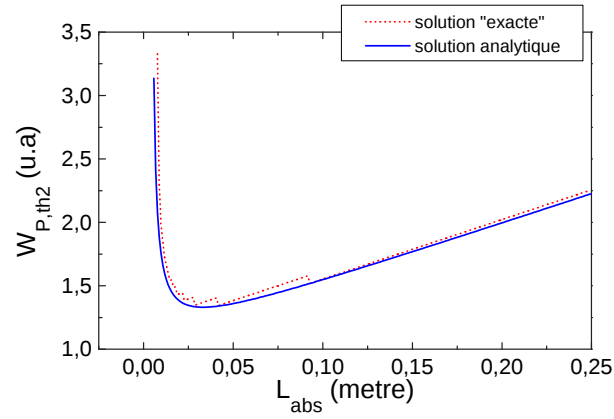


Figure B.4 – Comparaison entre la solution exacte et la solution analytique approchée du seuil du régime pulsé en fonction de la longueur d'absorbant saturable.

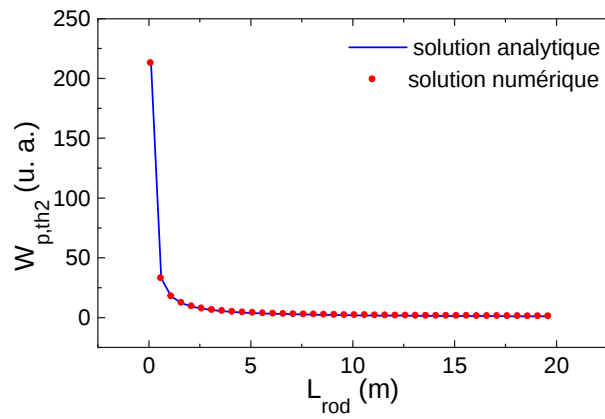


Figure B.5 – Comparaison entre la solution exacte et la solution analytique approchée du seuil du régime pulsé en fonction de la longueur du milieu à gain.

Annexe C

Cartographie

C.1 Cartographie des régimes obtenus

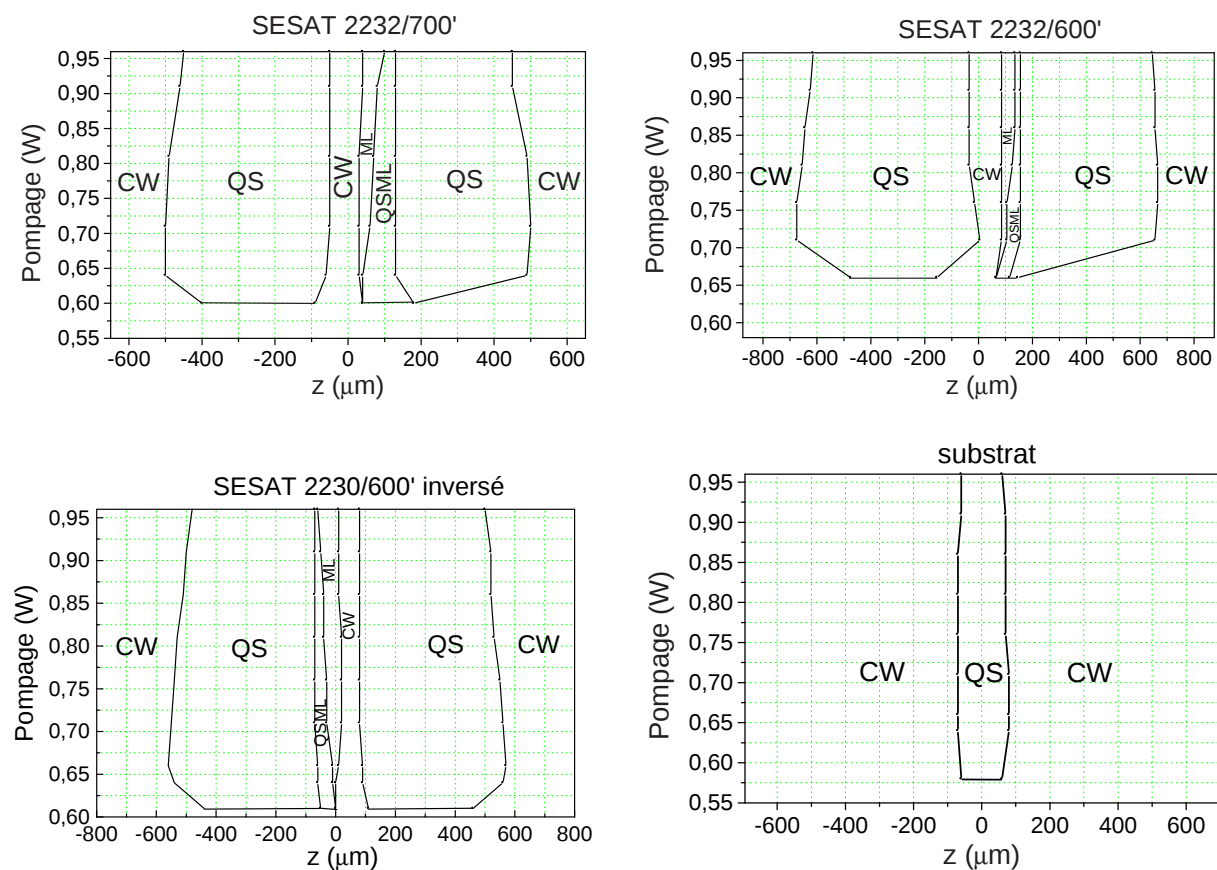


Figure C.1 – Cartographie des régimes obtenus en translatant les absorbants saturables selon l'axe z . L'angle d'inclinaison est 30 degrés.

Annexe D

Mesure du bruit d'un laser impulsif

La caractérisation du bruit du train d'impulsions du laser en termes des fluctuations d'énergie d'impulsion à impulsion (bruit d'amplitude) et de gigue temporelle (bruit de phase) est un aspect particulièrement important. Ces fluctuations peuvent être détectées et quantitativement caractérisées à partir des mesures du spectre de puissance (basse fréquence) du signal laser. Ces mesures peuvent être obtenues par l'utilisation d'un photodétecteur rapide associé à un analyseur de spectre basse fréquence. Le signal temporel collecté par une photodiode rapide est envoyé sur un analyseur de spectre basse fréquence. Les bandes latérales adjacentes aux composantes de Fourier du signal sont liées au bruit d'amplitude et à la gigue temporelle. Les relations théoriques permettant d'extraire les informations sur le bruit à partir du spectre de puissance d'un train d'impulsions ont été rapportées pour la première fois dans les travaux de D. Von der Linde [128]. Dans cette annexe nous allons donner quelques éléments de cette théorie. L'intensité de sortie d'un laser à verrouillage de mode parfait $F(t)$ peut s'écrire sous la forme :

$$F(t) = \sum_{\mu} f(t + \mu T) \quad (D.1)$$

où $f(t)$ est l'intensité temporelle de chaque impulsion du train et T le temps d'un aller-retour dans la cavité. Considérons une situation spéciale dans laquelle les fluctuations varient lentement en comparaison de la durée de l'impulsion $f(t)$; c'est à dire, l'amplitude et le temps de répétition présentent des fluctuations aléatoires, mais la forme de l'impulsion reste constante. L'intensité laser en présence de bruit $F(t)$ s'écrit sous la forme :

$$F(t) = F_0 + F_0 A(t) + \dot{F}_0 T J(t) \quad (D.2)$$

Le deuxième terme dans l'équation (D.2) représente les fluctuations d'amplitude caractérisées par une fonction aléatoire $A(t)$ qui donne la déviation relative de l'amplitude moyenne d'impulsion. Le troisième terme représente les fluctuations de la période, c'est à dire la gigue

temporelle de l'impulsion :

$$\delta T(t) = TJ(t) \quad (D.3)$$

Le spectre basse fréquence de l'intensité laser est donnée par la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation de $F(t)$, et peut s'écrire :

$$P_F(\omega) = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 |f(\omega)|^2 \sum_{\mu} \left(\delta(\omega_{\mu}) + P_A(\omega_{\mu}) + (2\pi\mu)^2 P_J(\omega_{\mu}) \right) \quad (D.4)$$

où $P_A(\omega)$ et $P_J(\omega)$ sont les spectres de puissance de $A(t)$ et $J(t)$, respectivement, $\omega_{\mu} = \omega_0 - \frac{2p\mu}{T}$ et μ est un entier positif. Comme illustré sur la figure (D.1), la somme représente une série de bandes spectrales centrées autour de $\omega_{\mu} = \frac{2p\mu}{T}$ avec un espacement constant $\Delta\omega = \frac{2p}{T}$. Chaque bande contient les trois contributions. La contribution de la fonction d correspondant au train d'impulsions parfaitement synchronisées sur la fréquence de répétition, c'est à dire sans bruit. Le deuxième terme est le spectre de puissance décalé du bruit d'amplitude. Le troisième terme représente le spectre de puissance de la fonction aléatoire $J(t)$ qui représente la gigue temporelle.

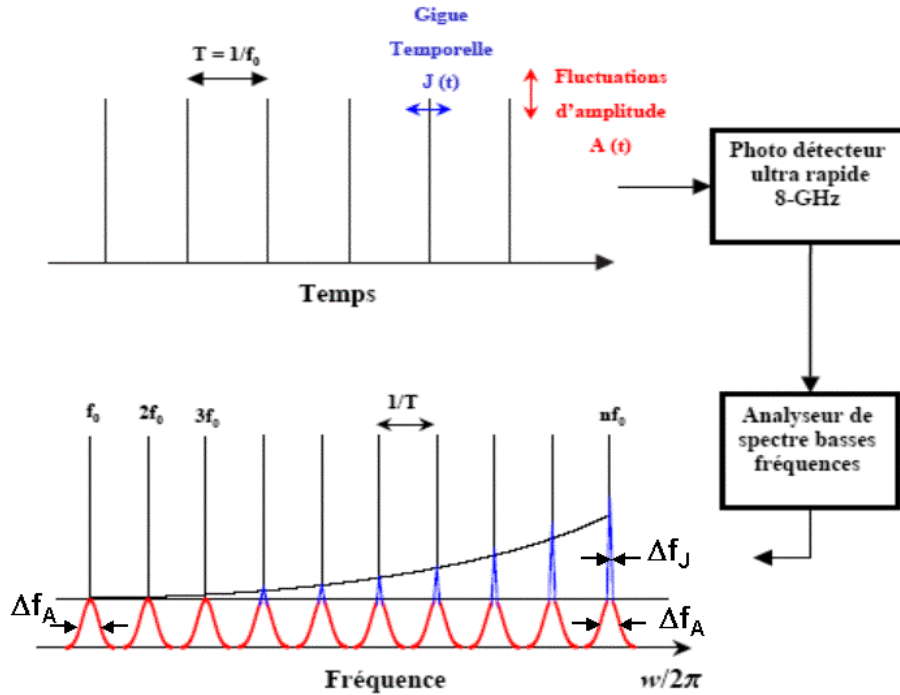


Figure D.1 – La représentation montre les fluctuations d'amplitude $A(t)$ et le bruit de gigue temporelle $J(t)$ sur le train d'impulsions du laser à fibre à verrouillage de modes et correspond aux bandes latérales générées dans le spectre basse fréquence.

Il est très important de noter que le terme de gigue est proportionnel à μ^2 , où μ identifie les différentes bandes spectrales. Il est donc possible de distinguer les deux types de bruit et de déterminer $P_A(\omega)$ et $P_J(\omega)$ séparément. Puisqu'il n'y a aucune contribution de la gigue temporelle pour $\mu = 0$, le spectre de puissance du bruit d'amplitude peut être obtenu

de la composante de fréquence centrée autour de $\omega = \omega_0$. D'autre part, aux ordres supérieurs le bruit temporel devient prédominant, et $P_J(\omega_\mu)$ peut être déterminé rapidement en utilisant les composantes fréquentielles avec $\mu > 0$. Lorsque les répartitions $P_A(\omega)$ et $P_J(\omega)$ sont connues, les fluctuations d'amplitude et la gigue temporelle du laser peuvent être caractérisées. Par exemple, si on se réfère à la figure (D.1), l'aire du spectre de bruit de la composante fondamentale ($\mu = 0$) donne directement la variance ou écart-type ΔE de l'énergie de l'impulsion.

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = \langle A^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} P_A(\omega) d\omega \quad (D.5)$$

où E est l'énergie moyenne de l'impulsion. D'autre part, la déviation r.m.s. $\Delta t = \langle \delta^2 T \rangle^{\frac{1}{2}}$ qui caractérise la gigue temporelle des impulsions, est obtenue directement à partir de l'aire du spectre de bruit temporel

$$\left(\frac{\Delta t}{T}\right)^2 = \langle J^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} P_J(\omega) d\omega \quad (D.6)$$

Ces intégrales peuvent être approximées par le produit de la largeur spectrale à mi-hauteur par la puissance maximale de la $n^{\text{ème}}$ harmonique :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(\omega) d\omega \approx 2\pi \Delta f P(\omega_n) \quad (D.7)$$

La figure (D.2) représente la $n^{\text{ème}}$ harmonique du spectre de puissance du laser.

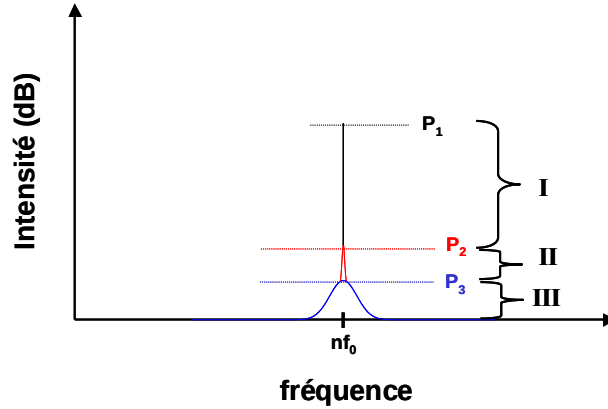


Figure D.2 – Le spectre basse fréquence de la $n^{\text{ième}}$ harmonique du laser à fibre à verrouillage de modes. P_b et P_c indiquent les fluctuations d'amplitude et la gigue temporelle.

Pour effectuer des mesures quantitatives de bruit, il est utile de considérer les quantités suivantes :

- (i) les rapports de la puissance P_A correspondant au maximum des pics, et les puissances des différentes bandes de bruit P_B et P_C .
- (ii) les largeurs à mi-hauteur des bandes spectrales de bruit.

Nous obtenons la formule suivante pour les fluctuations d'énergie :

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\left(\frac{P_3}{P_1}\right)_{n=1} \frac{\Delta f_3}{\Delta f_{res}}} \quad (D.8)$$

$\left(\frac{P_3}{P_1}\right)_{n=0}$ indique le rapport de puissance de la composante spectrale à $n = 1$, Δf_3 est la largeur à mi-hauteur de la bande de bruit d'amplitude ($\Delta f_3 = \Delta f_A$) et Δf_{res} est la résolution de l'analyseur de spectre basse fréquence sur lequel se fait la mesure. La gigue temporelle est directement évaluée à partir des harmoniques d'ordre supérieur. Elle se calcule par la formule suivante :

$$\frac{\Delta T}{T} = \left(\frac{1}{2\pi n}\right) \sqrt{\left(\frac{P_2}{P_1}\right)_n \frac{\Delta f_2}{\Delta f_{res}}} \quad (D.9)$$

où n est l'ordre de l'harmonique considérée, $\left(\frac{P_2}{P_1}\right)_n$ le rapport des puissances à cet ordre et Δf_2 la largeur à mi-hauteur de la bande de bruit temporel ($\Delta f_2 = \Delta f_J$). T est la période de la cavité (ISL^{-1}).

Bibliographie

- [1] J. F. McClung and R. W. Hellwarth, "Characteristics of giant optical pulsations from ruby," *Proc. IEEE*, vol. 51, p. 46, 1963.
- [2] T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby," *Nature*, vol. 187, p. 493, 1960.
- [3] A. J. DeMaria, D. A. Stetser, and H. Heynau, "Self-modelocking of lasers with saturable absorbers," *Applied Physics Letters*, vol. 8, p. 174, 1966.
- [4] C. Koester and E. Snitzer, "Amplification in a fiber laser," *Applied Optics*, vol. 3, p. 1182, 1964.
- [5] R. Mears, L. Reekie, S. Poole, and D. Payne, "Neodymium-doped silica single-mode fibre lasers," *Electronics Letters*, vol. 21, no. 17, p. 738, 1985.
- [6] R. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey, and D. N. Payne, "Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at $1,54\text{ }\mu\text{m}$," *Electronics Letters*, vol. 23, no. 19, p. 1026, 1987.
- [7] D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry, R. G. Smart, P. J. Suni, J. E. Townsend, and A. C. Trooper, "Continuous wave oscillations of a monomode ytterbium-doped fibre laser," *Electronics Letters*, vol. 24, no. 17, p. 1111, 1988.
- [8] J. Y. Allain, J. F. Bayon, M. Monnerie, P. Bernage, and P. Niay, "Ytterbium-doped silica fiber laser with intracore bragg gratings operating at $1.02\text{ }\mu\text{m}$," *Electronics Letters*, vol. 29, no. 3, p. 309, 1993.
- [9] D. C. Hanna, I. Jauncey, R. M. Percival, I. R. Perry, R. G. Smart, P. J. Suni, J. E. Townsend, and A. C. Trooper, "Continuous wave oscillations of a monomode thulium-doped fibre laser," *Electronics Letters*, vol. 24, no. 19, p. 1222, 1988.
- [10] X. Zhang, S. Zhao, Q. Wang, Q. Zhang, L. Sun, and S. Zhang, "Optimization of Cr^{4+} -doped saturable-absorber Q-switched lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, p. 2286, december 1997.
- [11] L. Tordella, H. Djellout, B. Dussardier, A. Saissy, and G. Monnom, "High repetition rate passively Q-switched $\text{Nd}^{3+} : \text{Cr}^{4+}$ all-fibre laser," *Electronics Letters*, vol. 39, p. 1307, september 2003.
- [12] U. Keller, D. A. B. Miller, G. D. Boyd, T. H. Chiu, J. F. Ferguson, and M. T. Asom, "Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd :YLF lasers : an antiresonant semiconductor fabry-perot saturable absorber," *Optics Letters*, vol. 17, no. 7, p. 505, 1992.

- [13] M. Zirngibl, L. W. Stulz, J. Stone, J. Hugl, D. DiGiovanni, and P. B. Hansen, "1.2 ps pulses from passively mode-locked laser diode pumped er-doped fibre ring laser," *Electronics Letters*, vol. 27, p. 1734, september 1991.
- [14] L. Luo and P. L. Chu, "Passive Q-switched erbium-doped fibre laser with saturable absorber," *Optics Communications*, vol. 161, pp. 257–263, March 1999.
- [15] Q. Li, Y. Zheng, Z. Wang, and T. Zuo, "A novel high peak power double AO Q-switched pulse Nd :YAG laser for drilling," *Optics and Laser Technology*, vol. 37, p. 357, july 2004.
- [16] Y. Li, Q. Wang, S. Zhang, X. Zhang, Z. Liu, Z. Jiang, Z. Liu, and S. Li, "A novel $La_3Ga_5SiO_{14}$ electro-optic Q-switched Nd :LiYF (Nd :YLF) laser with a cassegrain unstable cavity," *Optics Communications*, vol. 244, p. 333, january 2005.
- [17] A. Szabo and R. A. Stein, "Theory of laser giant pulsing by a saturable absorber," *Journal of Applied Physics*, vol. 36, p. 1562, may 1965.
- [18] W. G. Wagner and B. A. Lengyel, "Evolution of the giant pulse in a laser," *Journal of Applied Physics*, vol. 34, p. 2040, 1963.
- [19] W. G. Wagner and B. A. Lengyel, "Erratum : Evolution of the giant pulse in a laser," *Journal of Applied Physics*, p. 936, 1966.
- [20] P. Peterson and A. Gavrielides, "Pulse train characteristics of a passively Q-switched microchip laser," *Optics Express*, vol. 5, pp. 149–156, september 1999.
- [21] G. Xiao and M. Bass, "A generalized model for passively Q-switched lasers including excited state absorption in the saturable absorber," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, p. 41, january 1997.
- [22] D. C. Jones and D. A. Rockwell, "Single-frequency, 500-ns laser pulses generated by a passively Q-switched Nd laser," *Applied Optics*, vol. 32, p. 1547, march 1993.
- [23] Y. Bai, N. Wu, J. Zhang, J. Li, S. Li, J. Xu, and P. Deng, "Passively Q-switched Nd :YVO₄ laser with a Cr⁴⁺ :YAG crystal saturable absorber," *Applied Optics*, vol. 36, p. 2468, April 1997.
- [24] V. N. Filippov, A. N. Stardumov, and A. V. Kir'yanov, "All-fiber passively q-switched low-threshold erbium laser," *Optics Letters*, vol. 26, p. 343, march 2001.
- [25] F. Druon, *Nouvelles sources laser d'impulsions brèves pompées par diodes*. PhD thesis, Université de Paris Sud, 1996.
- [26] M. Fromager, *Caractérisation et modélisation des lasers solides pompés optiquement*. PhD thesis, Université de Caen, 2002.
- [27] T. T. Kajava and A. L. Gaeta, "Q-switching of a diode-pumped Nd :YAG laser with GaAs," *Optics Letters*, vol. 21, p. 1244, august 1996.
- [28] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, and N. Matuschek, "Semiconductor saturable absorber mirrors (sesams)

- for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers,” *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 2, p. 435, 1996.
- [29] G. J. Spuhler, R. Paschotta, R. Fluck, B. Braun, M. Moser, G. Zhang, E. Gini, and U. Keller, “Experimentally confirmed design guidelines for passively Q-switched microchip lasers using semiconductor saturable absorbers,” *Journal of Optical Society of America B*, vol. 16, p. 376, march 1999.
- [30] R. Paschotta, R. Haring, E. Gini, H. Melchior, U. Keller, H. L. Offerhaus, and D. J. Richardson, “Passively Q-switched 0.1-mJ fiber laser system at 1.53 μm ,” *Optics Letters*, vol. 24, p. 388, march 1999.
- [31] Y.-K. Kho and M. Birnbaum, “Ho :YVO₄ solid-state saturable absorber Q-switch for a 2- μm Tm,Cr :Y₃Al₅O₁₂ laser,” *Applied Optics*, vol. 35, p. 881, february 1996.
- [32] Siegmann, *Lasers*. Oxford Univ Press, 1986.
- [33] M. DiDomenico, “Small signal analysis of internal (coupling type) modulation of lasers,” *Journal of Applied Physics*, vol. 35, p. 2870, 1964.
- [34] S. E. Harris and O. P. McDuff, “Theory of fm laser oscillation,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 1, p. 245, 1965.
- [35] D. Kuizenga and A. Siegmann, “Fm and am mode locking of the homogeneous laser ii : Experimental results,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 6, p. 709, 1970.
- [36] P. Smith, T. Bridges, E. Burkhardt, and O. Wood, “Mode locked high pressure waveguide co₂ laser,” *Applied Physics Letters*, vol. 21, p. 470, 1972.
- [37] B. Schenkel, J. Biegert, U. Keller, C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, S. D. Silvestri, and O. Svelto, “Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum,” *Optics Letters*, vol. 28, no. 20, p. 1987, 2003.
- [38] P. Grelu, J. Béal, and J. M. Soto-Crespo, “Soliton pairs in a fiber laser : from anomalous to normal average dispersion regime,” *Optics Express*, vol. 11, p. 2238, september 2003.
- [39] P. Grelu and N. Akhmediev, “Group interactions of dissipative solitons in a laser cavity : the case of 2+1,” *Optics Express*, vol. 12, p. 3184, july 2004.
- [40] A. B. Grudinin, D. J. Richardson, and D. N. Payne, “Energy quantisation in figure eight fibre laser,” *Electronics Letters*, vol. 28, p. 67, 1992.
- [41] M. Guina, N. Xiang, and O. G. Okhotnikov, “Stretched-pulse fiber lasers based on semiconductor saturable absorbers,” *Applied Physics B*, vol. 74, p. 193, 2002.
- [42] A. Hideur, *Etude et réalisation de lasers à fibre de puissance*. PhD thesis, Université de Rouen, 2001.
- [43] S. C.V. and I. E.P., “Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked c.w. dye laser,” *Applied physics letters*, vol. 24, p. 373, 1974.
- [44] R. I.S. and B. D.J., “Bandwidth-limited subpicosecond pulse generation in modelocked c.w. dye lasers,” *Applied Physics Letters*, vol. 29, p. 296, 1976.

- [45] R. L. Fork, C. H. B. Cruz, P. C. Becker, and C. V. Shank, "Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation," *Optics Letters*, vol. 12, p. 483, july 1987.
- [46] M. Hofer, M. H. Ober, F. Haberl, and M. E. Fermann, "Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, no. 3, p. 720, 1992.
- [47] M. H. Ober, M. Hofer, U. Keller, and T. H. Chiu, "Self-starting diode-pumped femtosecond Nd fiber laser," *Optics Letters*, vol. 18, p. 1532, september 1993.
- [48] K. Tamura, H. Haus, and E. Ippen, "Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser," *Electronics Letters*, vol. 28, no. 24, p. 2226, 1992.
- [49] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus, and L. E. Nelson, "77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser," *Optics Letters*, vol. 18, no. 13, p. 1080, 1993.
- [50] K. Tamura, C. R. Doerr, H. A. Haus, and E. P. Ippen, "Soliton fiber ring laser stabilization and tuning with a broad intracavity filter," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 6, no. 6, p. 697, 1994.
- [51] K. Tamura, C. R. Doerr, L. E. Nelson, H. A. Haus, and E. P. Ippen, "Technique for obtaining high-energy ultrashort pulses from an additive-pulse mode-locked erbium-doped fiber ring laser," *Optics Letters*, vol. 19, no. 1, p. 46, 1994.
- [52] K. Tamura, L. E. Nelson, , H. A. Haus, and E. P. Ippen, "Soliton versus nonsoliton operation of fiber ring lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 64, no. 2, p. 149, 1994.
- [53] K. Tamura and M. Nakazawa, "Optimizing power extraction in stretched-pulse fiber ring laser," *Applied Physics Letters*, vol. 67, no. 25, p. 3691, 1995.
- [54] G. Lenz, K. Tamura, H. A. Haus, and E. P. Ippen, "All-solid state femtosecond source at 1,55 μm ," *Optics Letters*, vol. 20, no. 11, p. 1289, 1995.
- [55] L. E. Nelson, S. B. Fleischer, G. Lenz, and E. P. Ippen, "Efficient frequency doubling of a femtosecond fiber," *Optics Letters*, vol. 21, no. 21, p. 1759, 1996.
- [56] B. C. Barnett, L. Rahman, M. N. Islam, Y. C. Chen, P. Bhattacharya, W. Riha, K. V. Reddy, A. T. Howe, K. A. Stair, H. Iwamura, S. R. Friberg, , and T. Mukai, "High-power erbium-doped fiber laser mode-locked by a semiconductor saturable absorber," *Optics Letters*, vol. 20, p. 471, march 1995.
- [57] M. Guina, N. Xiang, A. Vainionpaa, O. G. Okhotnikov, T. Sajavaara, and J. Keinonen, "Self-starting stretched-pulse fiber laser mode locked and stabilized with slow and fast semiconductor saturable absorbers," *Optics Letters*, vol. 26, p. 1809, november 2001.
- [58] O. G. Okhotnikov, T. Jouhti, J. Konttinen, S. Karirinne, and M. Pessa, "1.5- μm monolithic GaInNAs semiconductor saturable-absorber mode-locking of an erbium fiber laser," *Optics Letters*, vol. 28, p. 364, march 2003.

- [59] J. Feldmann, J. Sacher, and E. Gobel, "Mode-locking using a type ii multiple-quantum-well structure as a fast saturable absorber," *Optics Letters*, vol. 16, p. 241, february 1991.
- [60] H. A. Haus, "Theory of mode-locking with a slow saturable absorber," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 11, p. 736, september 1975.
- [61] H. A. Haus, "Theory of mode-locking with a fast saturable absorber," *Journal of Applied Physics*, vol. 46, p. 3049, july 1975.
- [62] F. X. Kartner, J. A. der Au, and U. Keller, "Mode-locking with slow and fast saturable absorbers-what's the difference?," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 4, p. 159, march 1998.
- [63] R. Paschotta and U. Keller, "Passive mode locking with slow saturable absorbers," *Applied Physics B*, vol. 73, p. 653, 2001.
- [64] N. Akhmediev, A. Ankiewicz, M. J. Lederer, and B. Luther-Davies, "Ultrashort pulses generated by mode-locked lasers with either a slow or a fast saturable-absorber response," *Optics Letters*, vol. 23, no. 4, p. 280, 1998.
- [65] B. Ortac, *Développement d'un laser à fibre double-gaine dopée à l'ytterbium femtoseconde et caractérisation des régimes multi-impulsionnels*. PhD thesis, Université de Rouen, 2004.
- [66] T. T. Kajava and A. L. Gaeta, "Intra-cavity frequency-doubling of a Nd :YAG laser passively Q-switched with GaAs," *Optics Communications*, vol. 137, p. 93, april 1997.
- [67] D. Shen, D. Tang, and J. Kong, "Passively Q-switched yb :yag laser with a gaas output coupler," *Optics Communications*, vol. 221, pp. 271–275, october 2002.
- [68] F. Sanchez and G. Stéphan, "General analysis of instabilities in erbium-doped fiber lasers," *Physical Review E*, vol. 53, p. 2110, march 1996.
- [69] G. Martel, M. Bennoud, B. Ortac, T. Chartier, J.-M. Nunzi, G. Boudebs, and F. Sanchez, "Dynamics of a vectorial neodymium-doped fibre laser passively Q-switched by a polymer-based saturable absorber," *Journal Of Modern Optics*, vol. 51, no. 1, p. 85, 2004.
- [70] J. Liu, D. Shen, S.-C. Tam, and Y.-L. Lam, "Modeling pulse shape of Q-switched lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, p. 888, july 2001.
- [71] T. Erneux, P. Peterson, and A. Gavrielides, "The pulse shape of a passively Q-switched microchip laser," *The european physical journal*, vol. 10, pp. 423–431, 2000.
- [72] M. Haiml, R. Grange, and U. Keller, "Optical characterization of semiconductor saturable absorbers," *Applied Physics B*, vol. 79, p. 331, 2004.
- [73] R. Haring, R. Paschotta, R. Fluck, E. Gini, H. Melchior, and U. Keller, "Passively Q-switched microchip laser at 1.5 μm ," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 18, p. 1805, december 2001.

- [74] B. Braun and U. Keller, "Single frequency Q-switched ring laser with an A-FPSA," *Optics Letters*, vol. 20, p. 1020, 1995.
- [75] M. Gicquel-Guézo, *Absorbant saturable ultra-rapide à multipuits quantiques pour le traitement tout-optique du signal*. PhD thesis, INSA Rennes, 2003.
- [76] E. Rosencher and B. Vinter, *Optoélectronique*. Masson, masson ed., 1997.
- [77] A. M. Fox, A. C. Maciel, M. G. Shorthose, J. F. Ryan, M. D. Scott, J. I. Davies, and J. R. Riffat, "Nonlinear excitonic optical absorption in GaInAs/InP quantum wells," *Applied Physics Letters*, vol. 51, p. 30, july 1987.
- [78] D. S. Chemla, D. A. B. Miller, P. W. Smith, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, "Room temperature excitonic nonlinear absorption and refraction in GaAs/AlGaAs multiple quantum well structures," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 20, p. 265, march 1984.
- [79] P. Langlois, M. Joschko, E. R. Thoen, E. M. Koontz, F. X. Kartner, E. P. Ippen, and L. A. Kolodziejski, "High fluence ultrafast dynamics of semiconductor saturable absorber mirrors," *Applied Physics Letters*, vol. 75, pp. 3841–3843, december 1999.
- [80] D. Vignaud, J. F. Lampin, and F. Molloy, "Two-photon absorption in InP substrates in the 1.55 μm range," *Applied Physics Letters*, vol. 85, pp. 239–241, july 2004.
- [81] T. Okuno, Y. Masumoto, M. Ito, and H. Okamoto, "Large optical nonlinearity and fast response time in low-temperature grown GaAs/AlAs multiple quantum wells," *Applied Physics Letters*, vol. 77, p. 58, july 2000.
- [82] R. Takahashi, Y. Kawamura, T. Kagawa, and H. Iwamura, "Ultrafast 1.55- μm photo-responses in low-temperature-grown InGaAs/InAlAs quantum wells," *Applied Physics Letters*, vol. 65, p. 1790, october 1994.
- [83] K. Biermann, D. Nickel, K. Reimann, M. Woermer, T. Elsaesser, and H. Künzel, "Ultrafast optical nonlinearity of low-temperature-grown GaInAs/AlInAs quantum wells at wavelengths around 1.55 μm ," *Applied Physics Letters*, vol. 80, p. 1936, march 2002.
- [84] T. Hakkarainen, E.-M. Pavelescu, K. Arstila, V. D. S. Dhaka, T. Hakulinen, R. Herda, J. Konttinen, N. Tkachenko, H. Lemmetyinen, J. Keinonen, and M. Pessa, "Optical properties of ion irradiated and annealed InGaAs/GaAs quantum wells and semiconductor saturable absorber mirrors," *Journal Of Physics D : Applied Physics*, vol. 38, p. 985, 2005.
- [85] E. S. Demidov *Sov. Phys. Solid State*, vol. 19, p. 100, 1977.
- [86] M. Guezo, S. Loualiche, J. Even, A. L. Corre, O. Dehaese, , Y. Pellan, and A. Marceaux, "Nonlinear absorption temporal dynamics of Fe-doped GaInAs/InP multiple quantum wells," *Journal of Applied Physics*, vol. 94, august 2003.
- [87] M. Guezo, S. Loualiche, J. Even, A. L. Corre, H. Folliot, C. Labbe, O. Dehaese, and G. Dousselin, "Ultrashort, nonlinear, optical time response of Fe-doped InGaAs/InP

- multiple quantum wells in 1.55 μm range,” *Applied Physics Letters*, vol. 82, march 2003.
- [88] J.-B. Lecourt, B. Ortac, M. Gicquel-Gu  zo, C. Labbé, H. Folliot, S. Loualiche, A. Hideur, and G. Martel, “Highly Fe-doped InGaAs/InP saturable absorber mode-locking of an erbium fiber laser,” *Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials*, vol. 14, january 2006.
 - [89] T. Chartier, *Etude expérimentale et théorique du laser    fibre dop  e néodyme : synthèse des propriétés vectorielles et longitudinales*. PhD thesis, Université de Rennes, 1997.
 - [90] J. J. Zayhowsky and C. D. III, “Diode-pumped passively Q-switched picosecond microchip laser,” *Optics Letters*, vol. 19, p. 1427, 1994.
 - [91] A. V. Kir’yanov, V. N. Fillipov, and andrei N. Starodumov, “Cw-pumped erbium-doped fiber laser passively Q-switched with co2+/znse crystal : modeling and experimental study,” *Journal of Optical Society of America B*, vol. 19, pp. 353–359, March 2002.
 - [92] J. J. Degnan, “Optimization of passively Q-switched lasers,” *Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, pp. 1890–1901, november 1995.
 - [93] C. Honninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, “Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode-locking,” *Journal of Optical Society of America B*, vol. 16, p. 46, January 1999.
 - [94] H. A. Haus, “Parameter ranges for CW passive mode-locking,” *IEEE journal of Quantum Electronics*, vol. 12, p. 169, march 1976.
 - [95] O. Svelto, *Principles of lasers*.
 - [96] L. E. Erickson and A. Szabo, “Effects of saturable absorber lifetime on the performance of giant-pulse lasers,” *journal of Applied Physics*, vol. 37, p. 4953, december 1966.
 - [97] F. X. Kartner, L. R. Brovelli, D. Kopf, M. Kamp, I. Calasso, and U. Keller, “Control of solid state laser dynamics by semiconductor devices,” *Optical Engineering*, vol. 34, p. 2024, july 1995.
 - [98] R. Giles and ans Emmanuel Desurvire, “Modeling erbium-doped fiber amplifiers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 9, p. 272, february 1991.
 - [99] Y. L. Xue, P. L. Chu, and W. Zhang, “Resonance-enhanced refractive index and its dynamics in rare-earth-doped fibers,” *Journal of Optical Society of America B*, vol. 10, p. 1840, october 1993.
 - [100] W. Koechner, *Solid-state laser engineering*. Berlin heidelberg : Springer Verlag, 1999.
 - [101] S. Bielawski, D. Derozier, and P. Glorieux, “Antiphase dynamics and polarization effects in the nd-doped fiber laser,” *Physical Review A*, vol. 46, pp. 2811–2822, 1992.
 - [102] M. L. Flohic, P. L. François, J. Y. allain, F. Sanchez, and G. Stéphan, “Dynamics of the transient buildup of emission in neodymium-doped fiber lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 27, pp. 1910–1921, 1991.

- [103] Z. G. Li, "Amplified-spontaneous-emission effects in a passively Q-switched diode-pumped $Nd : YVO_4$ laser," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 21, pp. 1479–1485, august 2004.
- [104] Z. G. Li, Z. Xiong, N. Moore, G. C. Lim, W. L. Huang, and D. X. Huang, "Amplified-spontaneous-emission effects in a passively Q-switched diode-pumped $Nd : YVO_4$ laser," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 21, p. 1479, august 2004.
- [105] Y. F. Chen, Y. P. Lan, and H. L. Chang, "Analytical model for design criteria of passively Q-switched lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, p. 462, march 2001.
- [106] E. Lavastre, *Déclenchement des microlasers solides émettant à 1,55 μm par un dispositif à semiconducteur*. PhD thesis, Université de Grenoble, 1998.
- [107] P. Adel, M. Auerbach, C. Fallnich, S. Unger, H.-R. Muller, and J. Kirchhof, "Passive Q-switching by Tm^{3+} co-doping of a Yb^{3+} -fiber laser," *Optics Express*, vol. 11, p. 2730, october 2003.
- [108] N. A. Russo, R. Duchowicz, J. Mora, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "High-efficiency Q-switched erbium fiber laser using a bragg gratting-based modulator," *Optics Communications*, vol. 210, p. 361, september 2002.
- [109] B. Braun, F. X. Kartner, G. Zhang, M. Moser, and U. Keller, "56-ps passively Q-switched diode-pumped microchip laser," *Optics Letters*, vol. 22, p. 381, march 1997.
- [110] A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, S. Louis, C. Özkul, and F. Sanchez, "Generation of high energy femtosecond pulses from a side-pumped Yb-doped double-clad fiber laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, p. 3389, november 2001.
- [111] A. Hideur, B. Ortac, T. Chartier, M. Brunel, C. Ozkul, and F. Sanchez, "Ultra-short bound states generation with a passively mode-locked high power Yb-doped double-clad fiber laser," *Optics Communications*, vol. 225, p. 71, 2003.
- [112] B. Ortac, A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, P. Grelu, H. Leblond, and F. Sanchez, "Generation of bound states of three ultra-short pulses with a passively mode-locked high power Yb-doped double-clad fiber laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, p. 1274, 2004.
- [113] B. Ortac, A. Hideur, and M. Brunel, "Passive harmonic mode-locking in a high-power Yb-doped double-clad fiber laser," *Optics Letters*, vol. 29, p. 1995, 2004.
- [114] L. E. Nelson, D. J. Jones, K. Tamura, H. A. Haus, and E. P. Ippen, "Ultrashort-pulse fiber ring lasers," *Applied Physics B*, vol. 65, p. 277, 1997.
- [115] H. A. Haus and E. P. Ippen, "Self-starting of passively mode-locked lasers," *Optics Letters*, vol. 16, no. 17, p. 1331, 1991.
- [116] E. P. Ippen, C. V. Shank, and A. Dienes, "Passive mode locking of the cw dye laser," *Applied Physics Letters*, vol. 21, p. 348, october 1972.

- [117] H. Kubota, K. Kurokawa, and M. Nakazawa, "29-fsec pulse generation from a linear-cavity synchronously pumped dye laser," *Optics Letters*, vol. 13, p. 749, september 1988.
- [118] Y. X. Wu and P.-T. Ho, "Evolution of gain and absorption in a cw mode-locked dye laser," *Optics Letters*, vol. 14, p. 362, april 1989.
- [119] K. L. Sala, G. Kenney-Wallace, , and G. E. Hall, "Cw autocorrelation measurements of picosecond laser pulses," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 16, p. 990, september 1980.
- [120] M. Leitner, P. Glas, T. Sandrock, M. Wrage, G. Apostolopoulos, A. Riedel, H. Kostial, J. Herfort, K.-J. Friedland, and L. Däweritz, "Self-starting mode locking of a Nd :glass fiber laser by use of the third-order nonlinearity of low-temperature-grown GaAs," *Optics Letters*, vol. 24, no. 22, p. 1567, 1999.
- [121] E. R. Thoen, E. M. Koontz, M. Joschko, P. Langlois, T. Schibli, F. X. Kärtner, E. P. Ippen, and L. A. Kolodziejski, "Two-photon absorption in semiconductor saturable absorber mirrors," *Applied Physics Letters*, vol. 74, no. 26, p. 3927, 1999.
- [122] A. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, "Multistability and hysteresis phenomena in passively mode-locked fiber lasers," *PHYSICAL REVIEW A*, vol. 71, 2005.
- [123] S. M. J. Kelly, "Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton," *Electronics Letters*, vol. 28, p. 806, 1992.
- [124] N. Pandit, D. U. Noske, S. M. J. Kelly, and J. R. Taylor, "Characterstic instability of fibre loop soliton lasers," *Electronics Letters*, vol. 28, no. 5, p. 455, 1992.
- [125] G. P. Agrawal, *Non-Linear Fiber Optics*. Academic Press, 1995.
- [126] M. L. Dennis and I. N. D. III, "Third-order dispersion in femtosecond fiber lasers," *Optics Letters*, vol. 19, p. 1750, november 1994.
- [127] S. Gray and A. B. Grudinin, "Soliton fiber laser with a hybrid saturable absorber," *Optics Letters*, vol. 21, p. 207, february 1996.
- [128] D. von der Linde, "Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers," *Applied Physics B*, vol. 39, p. 201, 1986.
- [129] L. Lefort, J. H. V. Price, D. J. Richardson, G. J. Spühler, R. Paschotta, U. Keller, A. R. Fry, and J. Weston, "Practical low-noise stretched-pulse Yb³⁺-doped fiber laser," *Optics Letters*, vol. 27, p. 291, march 2002.
- [130] J.-B. Lecourt, A. Hideur, G. Martel, M. Gicquel-Guézo, C. Labbé, and S. Loualiche, "300 fs, 100 pJ pulses from an erbium-doped fiber laser self-started by an highly Fe-doped InGaAs/InP SESAM," en cours de rédaction.
- [131] J.-B. Lecourt, A. Hideur, G. Martel, M. Gicquel-Guézo, C. Labbé, and S. Loualiche, "Régime impulsif 300 fs, 100pj, autodémarrant généré par un laser à fibre Er³⁺ avec absorbant saturable InGaAs/InP dopés fer ultrarapide," *Coloq9, Dijon*, 2005.

- [132] S. Yamashita, Y. Inoue, S. Maruyama, Y. Murakami, H. Yaguchi, M. Jablonski, and S. Y. Set, "Saturable absorbers incorporating carbon nanotubes directly synthesized onto substrates and fibers and their application to mode-locked fiber lasers," *Optics letters*, vol. 29, p. 1581, july 2004.
- [133] J.-B. Lecourt, G. Martel, A. Hideur, M. Gicquel-Guézo, P. Roussignol, and S. Berger, "Régime de verrouillage de modes obtenu dans un laser à fibre dopée erbium grace à un absorbant saturable à base de nanotubes de carbone," *Journées nationales de l'Optique Guidée, Chambéry*, 2005.
- [134] J.-B. Lecourt, G. Martel, A. Hideur, M. Gicquel-Guézo, P. Roussignol, and S. Berger, "Régime de verrouillage de modes obtenu dans un laser à fibre dopée erbium grace à un absorbant saturable à base de nanotubes de carbone," *Horizon de l'optique, Chambéry*, 2005.
- [135] U. Keller, "Ultrafast all-solid-state laser technology," *Applied Physics B*, vol. 58, no. 5, p. 347, 1994.
- [136] J. A. der Au, G. J. Spühler, T. Südmeyer, R. Paschotta, R. Hövel, M. Moser, S. Erhard, M. Karszewski, A. Giesen, and U. Keller, "16,2 W average power from a diode-pumped femtosecond Yb :YAG thin disk laser," *Optics Letters*, vol. 25, no. 11, p. 859, 2000.
- [137] F. X. Kartner, I. D. Jung, and U. Keller, "Soliton mode-locking with saturable absorbers," *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 2, p. 540, september 1996.
- [138] G. J. Spühler, T. Südmeyer, R. Paschotta, M. Moser, K. J. Weingarten, and U. Keller, "Passively mode-locked high-power Nd : YAG lasers with multiple laser heads," *Applied Physics B*, vol. 71, p. 19, 2000.
- [139] L. R. Brovelli, U. Keller, and T. H. Chiu, "Design and operation of antiresonant Fabry-Perot saturable semiconductor absorbers for mode-locked solid-state lasers," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 12, no. 2, p. 311, 1995.
- [140] U. Keller, "Recent developments in compact ultrafast lasers," *Nature*, vol. 424, p. 831, 2003.
- [141] G. Steinmeyer, D. H. Sutter, L. Gallmann, N. Matuschek, and U. Keller, "New frontiers in ultrashort pulse generation : pushing the limits in linear and nonlinear optics," *Science*, vol. 286, p. 1507, 1999.
- [142] N. Xiang, M. Guina, A.-M. Vainionpää, J. Lyytikäinen, M. J. Saarinen, O. Okhotnikov, T. Sajavaara, and J. Keinonen, "Broadband semiconductor saturable absorber mirrors in the 1,55 μm wavelength range for pulse generation in fiber lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, no. 4, p. 369, 2002.
- [143] S. Iijima, "Helical microtubules of graphitic carbon," *Nature*, vol. 354, p. 56, 1991.

- [144] H. S. Loka and P. W. E. Smith, "Ultrafast all-optical switching with an asymmetric fabry-perot device using low-temperature-grown gaas : material and device issues," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 36, p. 100, 2000.
- [145] D. Y. Tang, W. S. Man, and H. Y. Tam, "Stimulated soliton pulse formation and its mechanism in a passively mode-locked fibre soliton laser," *Optics Communications*, vol. 165, p. 189, 1999.
- [146] D. Y. Tang, W. S. Man, H. Y. Tam, and P. D. Drummond, "Observation of bound states solitons in a passively mode-locked fiber laser," *Physical Review A*, vol. 64, 2001.
- [147] Y. Deng and W. H. Knox, "Self-starting passive harmonic mode-locked femtosecond Yb³⁺-doped fiber laser at 1030 nm," *Optics Letters*, vol. 29, p. 2121, september 2004.
- [148] F. O. Ilday, J. R. Buckley, W. G. Clark, and F. W. Wise, "Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser," *Physical Review Letters*, vol. 92, may 2004.
- [149] O. Okhotnikov, A. Grudinin, and M. Pessa, "Ultra-fast fibre laser systems based on sesam technology : new horizons and applications," *New journal of physics*, vol. 6, p. 177, 2004.
- [150] C. S. Goh, K. Kikuchi, S. Y. Set, D. Tanaka, T. Kotake, M. Jablonski, S. Yamashita, and T. Kobayashi, "Femtosecond mode-locking of a ytterbium-doped fiber laser using a carbon nanotube based mode-locker with ultra-wide absorption band," *CThG2*, 2005.
- [151] A. Thess, R. Lee, P. Nikolaev, H. Dai, P. Petit, J. Robert, C. Xu, Y. H. Lee, S. G. Kim, A. G. Rinzler, D. T. Colbert, G. E. Scuseria, D. Tomanek, J. E. Fischer, and R. E. Smalley, "Crystalline ropes of metallic carbon nanotubes," *Science*, vol. 273, p. 483, july 1996.
- [152] P. Nikolaev, M. J. Bronikowski, R. K. Bradley, F. Rohmund, D. T. Colbert, K. Smith, and R. E. Smalley, "Gas-phase catalytic growth of single-walled carbon nanotubes from carbon monoxide," *Chemical Physics Letters*, vol. 313, p. 91, november 1999.
- [153] O. Jost, A. A. Gorbunov, W. Pompe, T. Pichler, R. Friedlein, M. Knupfer, M. Reibold, H.-D. Bauer, L. Dunsch, M. S. Golden, and J. Fink, "Diameter grouping in bulk samples of single-walled carbon nanotubes from optical absorption spectroscopy," *Applied Physics Letters*, vol. 75, p. 2217, october 1999.
- [154] A. Hagen, G. Moos, V. Talalaev, and T. Hertel, "Electronic structure and dynamics of optically excited single-wall carbon nanotubes," *Applied Physics A*, vol. 78, p. 1137, march 2004.
- [155] S. Bandow, S. Asaka, X. Zhao, and Y. Ando, "Purification and magnetic properties of carbon nanotubes," *Applied Physics A*, vol. 67, no. 1, p. 23, 1998.
- [156] E. Dujardin, A. Krishnan, M. Treacy, and T. Ebbesen, "Purification of single-walled nanotubes," *Advanced Materials*, vol. 10, p. 611, 1998.

- [157] J. Liu, A. G. Rinzler, H. Dai, J. H. Hafner, R. K. Bradley, P. J. Boul, A. Lu, T. Iverson, K. Shelimov, C. B. Huffman, F. Rodriguez-Macias, Y.-S. Shon, T. R. Lee, D. T. Colbert, and R. E. Smalley, "Fullerene pipes," *Science*, vol. 280, p. 1253, may 1998.
- [158] A. C. Dillon, T. Gennett, K. M. Jones, J. L. Alleman, P. A. Parilla, and M. J. Heben, "A simple and complete purification of single-walled carbon nanotube materials," *Advanced Materials*, vol. 11, no. 16, p. 1354, 1999.
- [159] P. Umek, A. Hassanien, M. Tokumoto, and D. Mihailovic, "Microcrystalline swnt material," *Carbon*, vol. 38, p. 1723, 2000.
- [160] H. Hu, P. Bhowmik, B. Zhao, M. A. Hamon, M. E. Itkis, and R. C. Haddon, "Determination of the acidic sites of purified single-walled carbon nanotubes by acid base titration," *Chemical Physics Letters*, vol. 345, p. 25, 2001.
- [161] S. C. Tsang, P. J. F. Harris, and M. L. H. Green, "Thinning and opening of carbon nanotubes by oxidation using carbon dioxide," *Nature*, vol. 362, p. 520, 1993.
- [162] P. M. Ajayan, T. Ebbesen, T. Ichihashi, S. Iijima, K. Tanigaki, and H. Hiura, "Opening carbon nanotubes with oxygen and implications for filling," *Nature*, vol. 360, p. 522, 1993.
- [163] J.-S. Lauret, C. Voisina, G. Cassaboiss, P. Roussignol, C. Delalande, A. Filoramo, L. Capes, E. Valentin, and O. Jostc, "Bandgap photoluminescence of semiconducting single-wall carbon nanotubes," *Physica E*, vol. 21, p. 1057, 2004.
- [164] J.-S. Lauret, *Etude des propriétés optiques des nanotubes de carbone*. PhD thesis, LPMC, Université Pierre et Marie Curie - PARIS VI, 2003.
- [165] A. Maeda, S. Matsumoto, H. Kishida, T. Takenobu, Y. Iwasa, M. Shiraishi, M. Ata, and H. Okamoto, "Large optical nonlinearity of semiconducting single-walled carbon nanotubes under resonant excitations," *Physical Review Letters*, vol. 94, february 2005.
- [166] J.-S. Lauret, C. Voisin, G. Cassaboiss, J. Tignon, C. Delalande, and P. Roussignol, "Third-order optical nonlinearities of carbon nanotubes in the femtosecond regime," *Applied Physics Letters*, vol. 85, p. 3572, october 2004.
- [167] J.-S. Lauret, C. Voisin, G. Cassaboiss, C. Delalande, P. Roussignol, O. Jost, and L. Capes, "Ultrafast carrier dynamics in single-wall carbon nanotubes," *Physical Review Letters*, vol. 90, february 2003.
- [168] G. N. Ostojic, S. Zaric, J. Kono, M. S. Strano, V. C. Moore, R. H. Hauge, and R. E. Smalley, "Interband recombination dynamics in resonantly excited single-walled carbon nanotubes," *Physical Review Letters*, vol. 92, no. 11, 2004.
- [169] J. Kono, G. N. Ostojic, S. Zaric, M. S. Strano, V. C. Moore, J. Shaver, R. H. Hauge, and R. E. Smalley
- [170] P. R. Morkel, K. P. Jedrzejewski, E. R. Taylor, and D. N. Payne, "Short-pulse, high power Q-switched fiber laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, p. 545, june 1992.

- [171] A. F. El-Sherif and T. A. King, "High-energy, high brightness Q-switch tm^{3+} -doped fiber laser using an electro-optic modulator," *Optics Communications*, vol. 218, p. 337, 2003.
- [172] J. A. Alvarez-Chavez, H. L. Offerhaus, J. Nilsson, P. W. Turner, W. A. Clarkson, and D. J. Richardson, "High-energy, high-power ytterbium-doped Q-switched fiber laser," *Optics Letters*, vol. 25, p. 37, January 2000.
- [173] J. Limpert, S. Hofer, A. Liem, H. Zellmer, A. Tunnermann, S. Knoke, and H. Voelckel, "100-W average-power, high-energy nanosecond fiber amplifier," *Applied Physics B*, vol. 75, p. 477, 2002.
- [174] C. C. Renaud, R. J. Selvas-Aguilar, J. Nilsson, P. W. Turner, and A. B. Grudinin, "Compact high-energy Q-switched cladding-pumped fiber laser with a tuning range over 40 nm," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, p. 976, august 1999.
- [175] M. Auerbach, P. Adel, D. Wandt, C. Fallnich, S. Unger, S. Jetschke, and H. R. Muller, "10 W widely tunable narrow linewidth double-clad fiber ring laser," *Optics Express*, vol. 10, p. 139, january 2002.
- [176] H. L. Offerhaus, N. G. Broderick, D. J. Richardson, R. Sammut, J. Caplen, and L. Dong, "High-energy single-transverse-mode Q-switched fiber laser based on a multimode large-mode-area erbium-doped fiber," *Optics Letters*, vol. 23, p. 1683, november 1998.
- [177] A. Hideur, *Etude et réalisation de lasers à fibre de puissance*. PhD thesis, Université de Rouen, 2001.
- [178] Y. Wang, A. Martinez-Rios, and H. Po, "Analysis of a Q-switched ytterbium-doped double-clad fiber laser with simultaneous mode-locking," *Optics Communications*, vol. 224, p. 113, 2003.
- [179] C. C. Renaud, H. L. Offerhaus, J. A. Alvarez-Chavez, J. Nilsson, W. A. Clarkson, P. W. Turner, D. J. Richardson, and A. B. Grudinin, "Characteristics of Q-switched cladding-pumped ytterbium-doped fiber lasers with different high-energy fiber designs," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, p. 199, february 2001.
- [180] M. Laroche, A. M. Chardon, J. Nilsson, D. P. Shepherd, W. A. Clarkson, S. Girard, and R. Moncorgé, "Compact diode-pumped passively Q-switched tunable Er-Yb double-clad fiber laser," *Optics Letters*, vol. 27, p. 1980, november 2002.
- [181] Z. J. Chen, A. B. Grudinin, J. Porta, and J. D. Minelly, "Enhanced Q-switching in double-clad fiber lasers," *Optics Letters*, vol. 23, p. 454, march 1998.
- [182] M. E. Fermann, D. Harter, J. D. Minelly, and G. G. Vienne, "Cladding-pumped passively mode-locked fiber laser generating femtosecond and picosecond pulses," *Optics Letters*, vol. 21, p. 967, july 1996.
- [183] M. Sahli, H. Leblond, and F. Sanchez, "Laser à fibre à double-gaine dopée erbium accordable," *JNOG 2004*, vol. Paris, 2004.

- [184] A. Hideur, T. Chartier, C. Ozkul, and F. Sanchez, "Dynamics and stabilization of a high power side-pumped Yb-doped double-clad fiber laser," *Optics Communications*, vol. 186, p. 311, december 2000.
- [185] A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, M. Salhi, C. Özkul, and F. Sanchez, "Mode-lock, Q-switch and CW operation of an Yb-doped double-clad fiber ring laser,"
- [186] B. Braun, F. X. Kartner, U. Keller, J.-P. Meyn, and G. Huber, "Passively Q-switched 180-ps Nd :LaSc3(bo3)4 microchip laser," *Optics Letters*, vol. 21, p. 405, march 1996.
- [187] R. Fluck, B. Braun, E. Gini, H. Melchior, and U. Keller, "Passively Q-switched 1.34 μm Nd :YVO4 microchip laser with semiconductor saturable-absorber mirrors," *Optics Letters*, vol. 22, p. 991, july 1997.
- [188] R. Fluck, R. Haring, R. Paschotta, E. Gini, H. Melchior, and U. Keller, "Eyesafe pulsed microchip laser using semiconductor saturable absorber mirrors," *Applied Physics Letters*, vol. 72, p. 3273, june 1998.
- [189] D. J. Ripin and L. Goldberg, "High efficiency side-coupling of light into optical fibres using imbedded v-grooves," *Electronic Letters*, vol. 31, no. 25, p. 2204, 1995.
- [190] A. A. Said, M. Sheik-Bahae, D. J. Hagan, T. H. Wei, J. Wang, J. Young, and E. W. V. Stryland, "Determination of bound-electronic and free-carrier nonlinearities in ZnSe, GaAs, CdTe, and ZnTe," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 9, p. 405, march 1992.