

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université 8Mai 1945 – Guelma
Faculté des sciences et de la Technologie
Département d'Electronique et Télécommunications



**Mémoire de fin d'étude
pour l'obtention du diplôme de Master Académique**

Domaine : **Sciences et Technologie**
Filière : **Télécommunications**
Spécialité : **Systeme de Télécommunications**

**Etude des lasers à fibre de deux microns à impulsions
ultra-courtes**

Présenté par :
GUERNINE Rania

Sous la direction de :
Dr . GRAINI Leila

Juillet 2021

A mes parents,

A mes sœurs

Remerciement

*Après avoir rendu grâce à Allah le tout puissant de m' avoir donné le courage, la santé et la volonté. J' adresse mes vifs remerciements à mon encadreur, Madame **Leila GRAINI** pour ses précieux conseils son soutien et ses efforts.*

Mes sincères remerciements vont aussi aux membres de jury qui ont accepté de lire et d' examiner ce modeste travail.

*Un grand Merci est également adressé à mes enseignants pendant mon cursus universitaire, surtout Mr **BOUALLEG Ahcene** et Mr **REDADAA Salah**.*

المخلص

تقترب تقنيات الألياف أحادية الوضع الحالية من حد أساسي يمنع زيادة كبيرة في الإنتاجية على مستوى الألياف الضوئية. تم اقتراح ظهور نطاق طيفي جديد ذات طول موجي 2 ميكرومتر بفضل استخدام تقنية نطاق التضخيم الواسع من الثوليوم لتجنب التشبع المفروض على النطاق الطيفي حول 1.5 ميكرومتر قيد الاستخدام حالياً.

الاهتمام المتزايد بتوليد نبضات قصيرة جداً عند 2 ميكرومتر قد كن الحافز وراء هذه المذكرة. وبذلك يفتح تطوير ليزر ليفي ذات طول موجي 2 ميكرومتر إمكانية إعادة استكشاف تقنية جديدة في هذا النطاق الطيفي.

تركز هذه المذكرة من جهة على استخدام أيونات الثوليوم كوسيط كسب في ليزر ليفي ذات طول موجي 2 ميكرومتر، ومن جهة أخرى على استخدام طرق حجب الوضع لتوليد نبضات قصيرة للغاية ونبضات من نوع soliton

الكلمات المفتاحية: الليزر الليفي ذات طول موجي 2 ميكرومتر، الألياف المشبعة بالثوليوم،

حجب الوضع السلبي (blocage de mode passif)، حجب الوضع النشط (blocage de)

(mode active)، ونبض soliton.

Abstract

Current single-mode fiber technologies are approaching a fundamental limit preventing a significant increase in throughput in optical fibers. The emergence of a new spectral band around 2 μm has been suggested due to the wide amplification band of thulium to avoid saturation imposed on the spectral band around 1.5 μm currently used.

A growing interest in the generation of ultra-short pulses at 2 μm has motivated this thesis work. The development of 2 μm fiber lasers opens up the possibility of re-exploring a new window in this wavelength band.

This thesis work consists on the use of thulium ions as a gain medium in 2 μm fiber lasers on the first hand, and the use of mode locking methods for the generation of ultra-short pulses and soliton pulses on the other hand,.

Keywords: 2 μm fiber laser, thulium doped fiber, passive mode locking, active mode locking, soliton pulse.

Résumé

Les technologies actuelles sur fibres monomodes approchent une limite fondamentale empêchant une augmentation conséquente du débit dans les fibres optiques. L'émergence d'une nouvelle bande spectrale autour de 2 μm grâce à la large bande d'amplification du Thulium est récemment proposée pour éviter la saturation imposée sur la bande spectrale autour de 1.5 μm actuellement exploitée.

Un intérêt croissant pour la génération des impulsions ultra courtes à 2 μm a motivé ce travail de mémoire. Le développement des lasers à fibre à 2 μm ouvre la possibilité de ré-explore une nouvelle fenêtre de longueur d'onde dans cette bande d'ondes.

Ce travail de mémoire consiste d'un côté sur l'utilisation des ions de thulium comme un milieu à gain dans les lasers à fibre à 2 μm , et de l'autre côté sur l'utilisation des méthodes de blocage de modes pour la génération des impulsions ultra courtes et des impulsions de type soliton.

Mots clés : Laser à fibre à 2 μm , fibre dopé au thulium, blocage de mode passif, blocage de mode active, impulsion soliton.

Table des matières

Table des matières.....	i
Liste des Figures.....	iii
Liste des tableaux.....	iv
Introduction générale	1
<i>Chapitre I : Généralités sur les lasers à fibre</i>	
I.1 Introduction	4
I.2 Etat de l'art	4
I.3 Généralité sur les lasers	5
I.3.1 Le milieu amplificateur.....	5
I.3.2 Le pompage (l'inversion de population).....	6
I.3.3 Résonateurs optiques (La Fabry-Pérot)	7
I.4 Laser solide	8
I.5 laser à fibre	8
I.5.1 Définition.....	8
I.5.2 Composants des lasers à fibre.....	9
I.5.2.1 Les fibres optiques.....	9
I.5.2.2 Milieu amplificateur à fibre.....	13
I.5.3 Laser à fibre à régime impulsionnelles.....	14
I.5.3.1 Le déclenchement (la commutation Q) « Q Switch ».....	14
I.5.3.2 Le verrouillage de modes « mode locking ».....	15
I.6 Les avantages et les inconvénients des lasers à fibre	16
I.7 Conclusion	17
<i>Chapitre II: Génération des impulsions ultra courtes autour de 2 μm</i>	
II.1 Introduction	19
II.2 La source laser à 2 μm	19
II.2.1 Les ions terre rare.....	20
II.2.2 Propriétés de l'ion Tm ⁺³	21
II.2.3 Caractéristiques de la fibre dopée Tm ³⁺	23
II.3 Laser à fibres dopée au thulium	24
II.3.1 Le blocage de modes (verrouillage de modes).....	24
II.3.1.1 Méthode de blocage de modes active.....	24
II.3.1.2 Méthode de blocage de modes passive.....	30
II.5 Génération de soliton dans les lasers à fibre	34

II.6 Conclusion	35
<i>Chapitre III: Les résultats de la simulation</i>	
III.1 Introduction	36
III.2 Résultats obtenus pour un laser à fibre à 2 μm à verrouillage de modes actif	36
• Résultats de simulation.....	37
III.3 Résultats obtenus pour un laser à fibre à verrouillage de modes actif avec SPM et GDD	41
a. Génération de pair de Solitons (Soliton pair).....	43
b. Cas de quatre solitons.....	46
c. Solitons Liés (bound soliton).....	48
IV. Conclusion	52
Conclusion générale	54
Références Bibliographiques	56
Liste des abréviations	59

Listes des figures

Chapitre I :

Figure	Titre	Page
Figure I.1	Processus d'émissions	6
Figure I.2	La cavité Fabry-Pérot	7
Figure I.3	Fibre optique	9
Figure I.4	L'atténuation	10
Figure I.5	La dispersion	10
Figure I.6	Représentation schématique du concept de mélange à quatre ondes	11
Figure I.7	Courbe de l'enveloppe du gain limitant les modes longitudinaux séparer par l'intervalle spectral libre (ISL)	15
Figure I.8	Description spectrale et temporelle du mode locking	16

Chapitre II :

Figure II.1	Bande de gain des ions terres rares	21
Figure II.2	Diagramme d'énergie de l'ion thulium dans la silice	22
Figure II.3	Section efficace d'absorption et d'émission	23
Figure II.4	Schéma représente le verrouillage de mode actif	25
Figure II.5	L'équilibre entre gain et modulation des pertes	27
Figure II.6	Schéma représente le verrouillage de mode actif avec GDD et SPM	29

Figure II.7	L'absorption en fonction d'intensité incidente	31
Figure II.8	(a) Modèle d'un laser à blocage de modes passif avec un absorbant saturable, (b) courbes de gain saturé, pertes et impulsion en fonction de temps.	32
Figure II.9	Différents mécanismes de verrouillage de mode passif : (a) SA lent avec saturation de gain du milieu actif, (b) SA rapide et (c) SA lent à verrouillage de mode sans saturation de gain	33

Chapitre III :

Figure III.1	Chaîne de blocage de modes actif	36
Figure III.2	Evolution temporelle de l'impulsion laser en fonction de nombre de tours dans la chaîne à verrouillage de mode actif	38
Figure III.3	Variation de l'amplitude (en haut) et la position du pic(en bas) de l'impulsion laser en fonction de nombre de tours dans la chaîne à verrouillage de mode actif	38
Figure III.4	Variation de la phase en fonction de nombre de tours dans la chaîne à verrouillage de mode actif	39
Figure III.5	Spectre de l'impulsion laser à la sortie de filtre (courbe en rouge), et à la sortie de modulateur (courbe en bleu)	40
Figure III.6	Spectre de l'impulsion laser à la sortie de filtre (courbe en rouge), et à la sortie de modulateur (courbe en bleu) (a) pour $f_{\text{filtre}} = f_{\text{modulation}}$, (b) pour $f_{\text{modulation}} = \frac{f_{\text{filtre}}}{2}$	40
Figure III.7	Chaîne de verrouillage de modes actif avec SPM et GDD	42
Figure III.8	Evolution temporelle de soliton de faible puissance (a), et de puissance élevé (b) en fonction de nombre de tours dans la chaîne	44

	de verrouillage de mode actif avec SPM et GDD,	
Figure III.9	Evolution temporelle (a) et spectral (b) de pair solitons pour (N =1, 5, 20 et 50 tours)	45
Figure III.10	Evolution temporelle de quatre solitons en fonction de nombre de tours dans la chaine de verrouillage de mode actif avec SPM et GDD	46
Figure III.11	Evolution temporelle (en haut) et spectral (en bas) des quatre solitons pour (N =1, 5, 20 et 50 tours)	47
Figure III.12	La variation de phase du quatre solitons en fonction de nombre de tours dans la chaine de de verrouillage de mode actif avec SPM et GDD (N = 1, 5, 20 et 50)	48
Figure III.13	Evolution temporelle de solitons liés (bound soliton) en fonction de nombre de tours dans la chaine de verrouillage de mode actif avec SPM et GDD	48
Figure III.14	Evolution temporel (a) et spectral (b) de solitons liés (bound soliton) pour (N =1, 5, 20 et 50 tours)	49
Figure III.15	Variation de chirp de solitons liés pour (N =1, 5, 20 et 50 tours)	50
Figure III.16	La variation de la largeur d'impulsion (en bleu) et de l'intervalle de temps entre les impulsions solitons (en rouge) en fonction de nombre de solitons liés	51
Figure III.17	La variation de la puissance crête maximale d'une impulsion soliton (a), et la puissance optique moyenne de la cavité (b) en fonction de nombre de solitons liés	52

Liste des tableaux

Chapitre II

Tableau	Titre	Page
Tab II.1	caractéristiques des ions thulium	21

Chapitre III

Tab III.1	Les paramètres de simulation pour le blocage de modes actif	37
Tab III.2	Les fréquences de filtre et de modulateur	39
Tab III.3	Effet de l'indice de modulation sur l'amplitude de l'impulsion laser généré.	41
Tab III.4	Les paramètres de la simulation pour le blocage de mode actif avec SPM et GDD	42

Introduction générale

Introduction générale

Les ruptures technologiques que le monde a connues ces dernières années ont permis l'accélération du développement des lasers, cette technologie a subi un réel essor et a suscité un intérêt croissant pour de nombreuses applications. En effet, leur utilisation s'est diversifié dans plusieurs domaines tels que le domaine de la télécommunication bien évidemment la transmission de l'information et les transmissions optiques. Le réel challenge consiste donc à envoyer une quantité intense d'informations par des techniques de plus en plus améliorés. Le résultat de ces recherches est l'apparition de nouvelles solutions prometteuses, les lasers à fibre en sont un bon exemple.

Les lasers à fibre ont intéressé les scientifiques grâce au dopage du cœur des fibres avec des ions terres rares, cependant il existe des difficultés qui font un obstacle à leur développement. Depuis des années de recherche et d'amélioration, les laser à fibre dopée au thulium à $2 \mu\text{m}$ trouvent particulièrement leur place dans des nombreuse applications comme la télécommunication grâce à leurs avantages ; nous pouvons citer :leur excellente dissipation thermique, les procédures simples de dopage des fibres optiques et leur compatibilité pour un pompage avec des diodes laser monomodes, ce qui en fait des dispositifs très compacts le Confinement de la puissance optique pour les grandes longueurs à gain élevé et a des larges bandes de gain ce qui permet la génération d'impulsions ultracourtes , le plus important c'est l'exploitation des effets non linéaires . Le laser à fibre peut être utilisé dans un système de verrouillage de mode pour générer des impulsions courtes à ultra courtes et des impulsions de type soliton [1]. Les sources laser à $2 \mu\text{m}$ peuvent être proposées comme solution dans les réseaux optiques passifs pour éviter la saturation des réseaux utilisant la longueur d'onde 1550 nm , et parce que la longueur d'onde autour de 2 est particulièrement plus sécurisé pour les êtres humains.

Les lasers à fibre dopée au thulium fonctionnent en régime de blocage de mode : le blocage de mode actif, qui sert à moduler les pertes pour récupérer des impulsions courtes à l'ordre de nanoseconde, et le verrouillage de modes passif utilisant un modulateur de phase , par l'exploitation des effets linéaires (effet de kerr) et aussi au biais de l'absorbant saturable. Toutes ces méthodes permettent de générer des impulsions ultra courtes à l'ordre picoseconde et des solitons.

L'impulsion optique ultracourte est très adaptée à une utilisation à grande échelle car elle occupe une distance énormément courte et se propage à la vitesse de la lumière,

permettant un contrôle précis des retards temporels dans de petites dimensions. Il présente également une grande largeur spectrale en raison de la corrélation entre les domaines temps-fréquence extraits de la transformée de Fourier.

Notre intérêt accordé à ce sujet nous a poussés à problématiser notre travail à partir d'une panoplie d'informations et de réflexions enchaînées les unes avec les autres et desquelles nous avons choisi la question suivante comme question principale de recherche : est-ce que les lasers à fibre dopés au thulium à $2 \mu\text{m}$ sont aptes pour générer des impulsions ultra courtes ?

Notre travail trouve son prolongement à travers un cadrage théorique se présente dans deux chapitres et un cadrage pratique se présente dans un chapitre. Le premier chapitre est établi pour définir et mettre au clair toutes les notions théoriques qui se rapportent aux notions fondamentales sur les lasers à fibres. Ce chapitre va commencer d'abord par la définition de laser simple et leur fonctionnement. Ensuite, nous allons détailler les propriétés des fibres optiques et nous décrirons aussi les effets linéaires et non linéaires de la fibre, les particularités des différentes sources laser à fibre et les composants essentiels de ce dernier. Pour finir, nous allons citer les avantages et les inconvénients des lasers à fibre comparés à d'autres technologies laser.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude des fibres dopées à l'ion de terre rare. Dans cette étude nous nous intéresserons particulièrement aux lasers à fibre dopés au thulium émettant à $2 \mu\text{m}$. Nous allons commencer par la présentation des avantages de source à $2 \mu\text{m}$ et les propriétés spectroscopiques de l'ion thulium (Tm^{3+}) avec ces principaux niveaux d'énergie. Ensuite nous allons montrer les différentes méthodes pour générer des impulsions ultra courtes comme le blocage de mode passif et actif et nous développerons en guise de conclusion l'ensemble des équations qui décrivent ces méthodes pour arriver à la description d'une étude sur les impulsions soliton.

Le troisième chapitre concerne les simulations numériques des lasers à fibre dopés au Tm^{3+} à $2 \mu\text{m}$ par les méthodes de blocage de mode actif. Dans un premier temps, nous étudierons le verrouillage de modes actif sans SPM et GDD. Nous discuterons l'architecture et les paramètres utilisés, ensuite nous allons montrer les résultats obtenus avec notre oscillateur. Nous finirons notre analyse par les présentations de la génération d'états stables de plusieurs solitons liés dans un laser à fibre à verrouillage de modes actif avec la présence de SPM et GDD utilisant un modulateur de phase.

Nous concluons ce mémoire en effectuant un résumé de différentes phases de travail.

Chapitre I

Généralités sur les lasers à fibre

I.1 Introduction

Depuis l'invention de laser au début des années 1960 par Maiman, les lasers deviennent un élément essentiel dans les transmissions optiques en raison de leurs capacités à générer des faisceaux très étroits. Grâce au développement technologique que le monde a connus le domaine de laser a vu un développement très accéléré, les efforts de recherche ont conduit aux développements des lasers à fibre.

Les lasers à fibre deviennent une composante très importante dans plusieurs applications comme le domaine médicale et le domaine militaire et aussi dans notre domaine les télécommunications grâce à l'excellente qualité de faisceau et la disponibilité des composantes fibres qui facilitent la réalisation d'un système totalement fibré et efficace. Plus particulièrement ce sont des systèmes compacts et robustes nécessitant peu de maintenance et qui ne sont généralement pas sujet à la dégradation des performances au cours du temps comme certains lasers à solide et aussi la propriété la plus majeure c'est la propriété spectrale [2].

Afin d'approcher et de comprendre les techniques de laser à fibre, nous allons commencer par une présentation de l'état de l'art des lasers à fibre. Ensuite, nous allons faire une description générale sur le principe de fonctionnement des lasers suivi par un bref rappel sur les lasers à solide. Enfin, nous allons décrire l'objectif de notre mémoire par une explication des lasers à fibre et leurs principaux composants, ainsi que les régimes impulsions caractérisant ce type de laser : le blocage des modes (mode locking) et La commutation-Q (Q Switching).

I.2 Etat de l'art

Les lasers à fibre ont une longue histoire dont l'idée provient de la théorie d'Albert Einstein sur « l'émission stimulée ».

Au milieu du XXe siècle, les lasers sont devenus une invention marquante, qui a conduit au développement de nouvelles technologies telles que les fibres optiques, l'optoélectronique et les capteurs. Cette évolution a touché de nombreux domaines tels que le domaine de télécommunication [3]

En 1960, les lasers ont été inventés par Theodore H. Maiman en utilisant un cylindre rubis de 2 cm de long comme milieu de gain actif. Il a utilisé une lampe flash pour pomper la tige de rubis pour générer un laser à 694 nm. Cependant, Gordon Gould a été la première

personne à utiliser le mot «laser» [3] En 1963 a été rapporté émettant la première impulsion.

Grace au progrès technologique, le domaine du laser a connu un développement rapide où plusieurs types ont été découverts.

En 1964 laser à fibre multimode a été inventé. Ce type était pompé par lampe flash et délivrait quelque milliwatts de puissance a une longueur d'onde $1\mu m$. [1]

En 1980 était la découverte du 1^{er} laser à fibre monomode à une base d'une fibre dopée en ion néodyme, ce laser à une faible perte.

Dès 1986 ont été démontré des lasers à fibre dopés avec différents ions de terres rares fonctionnant en régime déclenché avec des impulsions de quelques centaine de nanosecondes [1]. La même année a vu l'apparition d'un laser à fibre à verrouillage de mode actif utilisant un modulateur acousto-optique pour moduler les pertes. Après quelques années de cette découverte de nombreuses recherches sur le laser à fibre $2\mu m$ ont été menées en utilisant une fibre dopée au thulium (TDF) comme milieu de gain [3]. Les chercheurs en laser ont fait des efforts pour développer les meilleurs lasers à fibre avec différentes caractéristiques telle que largeur de l'impulsion plus étroite (fréquence unique) et durée d'impulsion plus courte [3]

I.3 Généralité sur les lasers

Le mot laser, s'il est devenu un terme commun, est à l'origine un acronyme pour "Light amplification by stimulated emission of radiation", c'est-à-dire "Amplification de lumière par émission stimulée de rayonnement"[4]. Il repose sur trois éléments essentiels un milieu actif (milieu amplificateur) à une boucle de contre-réaction., un résonateur optique qui permet la circulation des photons et enfin une source de pompage.

I.3.1 Le milieu amplificateur

Dans un laser, le milieu amplificateur est un matériau qui permet d'amplifier la lumière le traversant. Ce gain est souvent créé par l'inversion de population. On parle alors d'amplificateur laser. Cependant, en général, l'amplificateur est inséré dans un résonateur optique (ou cavité). On parle alors d'oscillateur laser.

Les milieux amplificateurs peuvent être constitués de différents matériaux, pour une diode laser sont des semi-conducteurs comme l'arséniure de gallium.

Dans le semi-conducteur, les électrons peuvent passer d'un état à un autre par trois méthodes :

- **L'émission spontanée** : l'atome initialement dans son état excité redescend dans son état fondamental en émettant un photon. Ce photon est émis dans une direction aléatoire [4]
- **L'absorption** : l'atome passe de son état fondamental d'énergie E_1 à son état excité d'énergie E_2 en absorbant un photon [4].
- **L'émission stimulée** : en 1917, Einstein a introduit un troisième processus, l'émission stimulée. Il s'agit du processus inverse de l'absorption, se produisant, comme elle, en présence de rayonnement incident résonant avec la fréquence de transition. Sous l'effet de celui-ci, l'atome passe de son état excité à son état fondamental en émettant un photon. L'onde émise l'est avec la même direction et la même phase que l'onde incidente : celle-ci se trouve donc amplifiée [4]. Pour favoriser l'émission stimulée, il faut que la population du niveau excité E_2 soit plus élevée que celle du niveau fondamental E_1 . Cette situation d'inversion de population nécessite un mécanisme de pompage pour maintenir constante la population du niveau supérieur E_2 , qui tend naturellement à se vider [5].

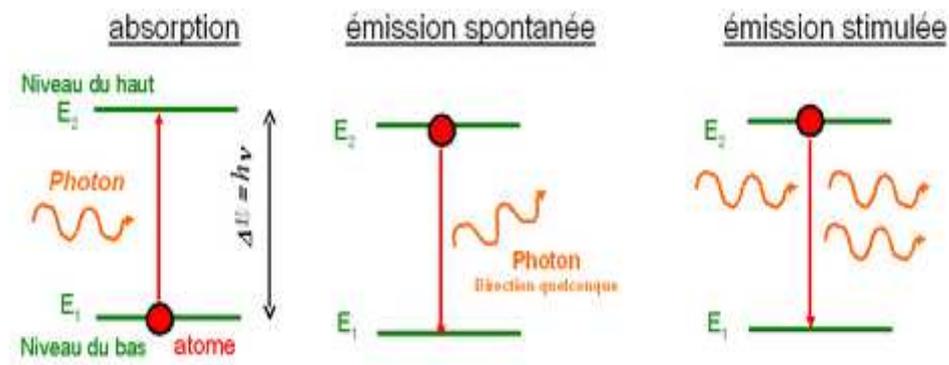


Figure I.1 : Processus d'émissions

I.3.2 Le pompage (l'inversion de population) :

Pour obtenir l'effet laser il faut il y ait suffisamment d'électrons dans l'état d'énergie supérieure. Ceci est réalisé par une inversion de population. L'inversion de population est réalisée par l'opération de pompage qui consiste à fournir de l'énergie aux électrons afin qu'ils passent dans la bande de conduction [6] Le pompage peut être

obtenu avec un courant électrique ou optique. Ce milieu actif est placé dans une cavité de résonance (résonateur optique).

I.3.3 Résonateurs optiques (La Fabry-Pérot) :

Pour réaliser un laser, il faut donc renvoyer la lumière dans le milieu amplificateur grâce à un jeu de miroirs, en réalisant une cavité optique (Résonateurs optiques). La cavité laser la plus simple est constituée de deux miroirs se faisant face. On parle de cavité « Fabry-Pérot », bien connue en interférométrie (figure I.2). Dans une telle cavité, l'un des miroirs réfléchit totalement la lumière à la longueur d'onde considérée. L'autre, le miroir de sortie, transmet une petite fraction de la puissance lumineuse présente dans la cavité ; l'onde transmise constitue le faisceau laser. La lumière, réfléchié successivement par les deux miroirs, fait des allers-retours dans la cavité. Pour que la lumière vienne, à chaque passage dans l'amplificateur, renforcer l'onde lumineuse qui circule dans le laser, il faut que ces ondes soient en phase. Le chemin optique dans la cavité, correspondant à un aller-retour, doit être égal à un nombre entier de fois la longueur d'onde. C'est la condition de résonance : $2L = p\lambda$, soit $L = p\lambda/2$, où L : est la distance séparant les deux miroirs, λ la longueur d'onde de la lumière et p un nombre entier. Pour une longueur L fixée, seules les longueurs d'onde vérifiant la relation ci-dessus pourront donc être présentes dans le faisceau laser. Les modes associés aux différentes valeurs de p vérifiant cette relation sont appelés modes longitudinaux de la cavité. L'écart en fréquence entre deux modes voisins est donné par $\Delta\nu = c/2L$, ou c 'est la vitesse de la lumière.[4]

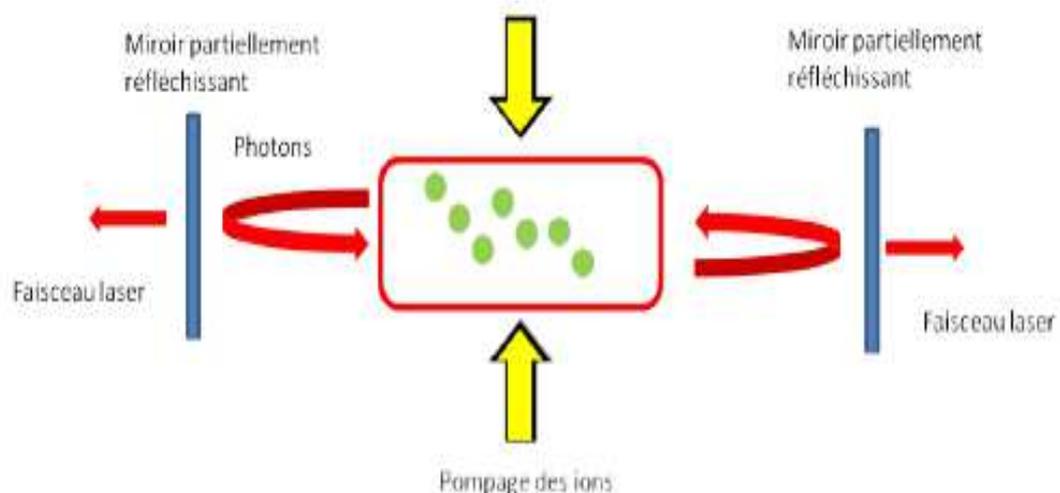


Figure I.2 : La cavité Fabry-Pérot.

I.4 Laser solide

Laser solide est toute source dont le milieu à gain solide (massif ou fibré) à l'état cristallin ou amorphe et le pompage peut être optique ou électrique [7] Ils utilisent des cristaux dopés comme milieu amplificateur de la lumière. Les ions utilisés comme dopants sont les éléments actifs produisant l'effet laser, exemple : Néodyme (Nd^{3+}), titane Ti^{3+} , ytterbium [8] Presque tous les ions mettent dans l'infrarouge proche.

Les cristaux ont la forme d'une tige ou cube a une dimension millimétrique est entourée d'une cavité optique soit en recouvrant deux faces opposées du cristal par des miroirs diélectriques, soit en les plaçant entre deux miroirs indépendants. Ils ont l'avantage de posséder des densités volumiques en centres actifs très importantes.

Les cristaux ne sont pas les seules matrices permettant d'accueillir des ions actifs : on peut aussi utiliser des fibres optiques (donc de la silice). Dans ce cas, la très grande longueur du milieu amplificateur permet de gérer efficacement l'échauffement produit par la pompe et donc d'obtenir des lasers de très haute puissance [8]

Les solides ont l'avantage de posséder des densités volumiques en centres actifs très importantes. Ceci permet d'obtenir des gains importants pour de faibles dimensions et donc d'offrir la possibilité de faire des sources lasers compactes et robustes [7]

I.5 laser à fibre :

Dans cette partie, nous abordons dans un premier temps la définition de laser à fibre puis, nous présentons brièvement leurs composants.

I.5.1 Définition

Le laser à fibre est une partie de lasers à solide utilise plusieurs composants pour produire le faisceau laser et l'amplifient dans des fibres de verre montées spécialement auxquelles de l'énergie est amenée via des diodes de pompage.[9]

Le milieu amplificateur de lasers à fibre est une fibre optique dopée. Le pompage de ce laser peut être longitudinale et ce fait par une diode laser , ce dernier a une efficacité plus grande mais le taux de pompage n'est pas homogène (dans toute la fibre), ceci implique une inversion de population, et donc le gain varie en général le long de la fibre contrairement au pompage transverse homogène et les cavités ,tout dépend du type de laser que l'on souhaite développer [1]

I.5.2 Composants des lasers à fibre

Il est clair que le composant principal du laser à fibre est la fibre dopée par des ions de terres rares. Avant de présenter les composants de laser à fibre, nous allons brièvement présenter les fibres optiques.

I.5.2.1 Les fibres optiques

La fibre optique est un guide puissant très fin à une forme cylindrique en verre ou en plastique à la propriété de transférer une grande quantité de données numériques (Plus de 10 Térabits). La figure I.3 représente la forme de la fibre optique qui se forme à partir d'un cœur et d'une gaine ; le cœur est la région de la propagation de la lumière cette partie est dite principale produit par la silice le cœur a aussi un indice de réfraction n_1 , la gaine, c'est la partie qui entoure le cœur produit par la silice a un indice de réfraction n_2 son rôle est d'appliquer le principe de réflexion.

La fibre optique se caractérise par :

- L'indice de réfraction qui est le rapport entre la vitesse de la lumière dans le vide et la vitesse dans un milieu considéré. $n = c/v$ Avec $c = 3 * 10^8 m/s$.
- L'ouverture numérique qui représente par la formule suivante : $ON = \sin\theta = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ Signifie pour qu'un rayon lumineux à l'entrée de la fibre soit guidé il faut qu'il ait un angle d'incidence θ inférieur à l'angle d'incidence maximal θ_0 , ainsi le rayon à l'intérieur de la fibre optique est guidé par réflexion totale à l'interface cœur gaine[3].

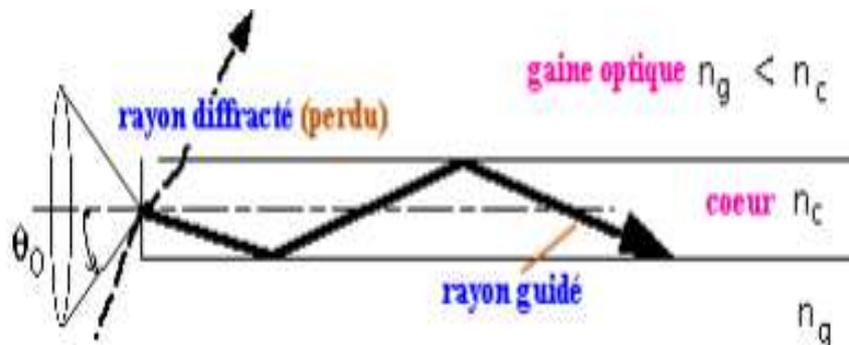


Figure I.3 : Fibre optique

La lumière peut se propager dans le cœur à différents modes de propagation en fonction de la dimension, du profil d'indice de la fibre optique et de la longueur d'onde de

la lumière. On peut déterminer si la fibre est capable de confiner un ou plusieurs modes par

le calcul de la fréquence normalisée v :
$$v = K * n_1 * a * \sqrt{2\Delta} = \frac{(2\pi a \sqrt{(n_c^2 - n_g^2)})}{\lambda_0}$$

Avec : a le rayon de cœur de la fibre

λ_0 La longueur d'onde dans le vide

n_c l'indices du cœur

n_g l'indice de la gaine

Si $v < 2.405$ la fibre est monomode qui a la possibilité de confiner un seul mode (Accepte seulement le mode fondamentale de la propagation) caractérisé par une bande passante large et une atténuation faible. C'est pour cette raison elle est utilisée pour les transmissions haut débit et sur des longues distances [10].

Si $v > 2.405$ la fibre est multimode. Le faisceau de la lumière peut se propager suivant plusieurs chemins nommés Modes. Les modes propagent dans la fibre certains d'entre eux se propagent plus rapidement que d'autres, qui résultent la dispersions inter modales [11], elle est compose de deux types : fibre saut d'indice et fibre gradient d'indice.

Par la suite, nous allons introduire les principaux problèmes qui se manifestent lors de la propagation de la lumière dans une fibre optique, ensuite on va décrire les effets non linéaires comme l'effet Kerr, l'effet Raman et l'effet Brillouin.

a. L'Atténuation : L'atténuation c'est l'affaiblissement de puissance du signal optique et elle est représentée par la différence entre la puissance injectée P_i et la puissance de sortie P_s .

L'affaiblissement est représenté par le coefficient d'atténuation linéique α , varie en fonction de la longueur d'onde à cause de l'absorption et de la diffusion Rayleigh :

$$\alpha = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_s}{P_i}\right) \text{ avec } L \text{ la longueur de la fibre}$$

La diffusion Rayleigh est la principale cause d'atténuation dans la fibre. Cette diffusion est due aux variations microscopiques de l'indice de réfraction de la fibre lors de sa fabrication.[12]

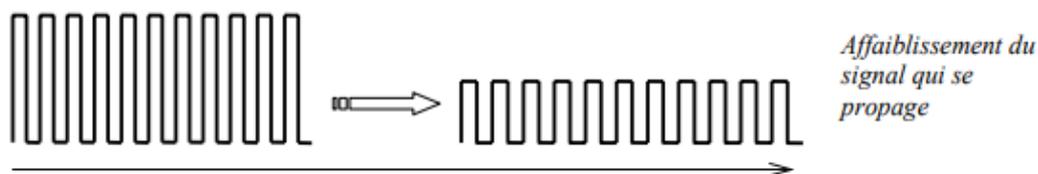


Figure I.4: L'atténuation

L'absorption est due aux caractéristiques physiques des matériaux de la fibre (la silice) qui absorbe une partie de l'énergie électromagnétique du signal lumineux propagé et la transforme en énergie mécanique sous forme de vibrations moléculaires [12]

b. La dispersion : C'est la distorsion du signal, les impulsions à la sortie de la fibre sont élargies par rapport aux impulsions à l'entrée. Il existe deux types :

- **La dispersion chromatique** est liée à la dépendance de l'indice de réfraction linéaire du milieu n à la longueur d'onde, et aussi c'est la somme de la dispersion du matériau et de la dispersion introduite par l'effet de guidage [1]

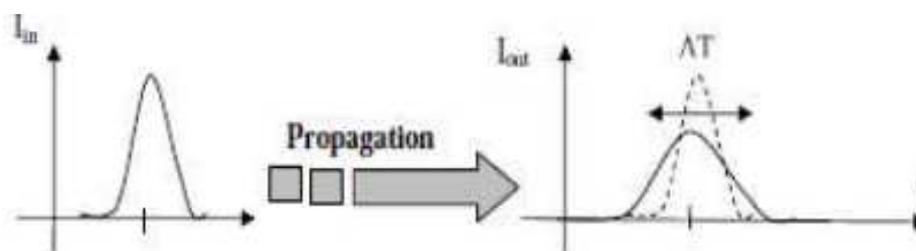


Figure I.5 : La dispersion

• **La dispersion modale** existe seulement dans la fibre multimode car il y a plusieurs modes injectés dans la fibre en même temps mais chaque mode à une vitesse déférente propre à chaque mode. L'ensemble des retards entre les différents rayons qui composent le signal lumineux, détermine en réception une distorsion du signal [13]

L'influence de ce phénomène est exprimée par le développement de la constante de propagation $\beta(\omega)$ en série de Taylor autour de la pulsation centrale ω_0 .

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (\text{I.1})$$

Avec : $\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m}\right)_{\omega=\omega_0}$ ou $m=0,1,2,3,\dots$

c. Les effets non linéaires :

- **L'effet Kerr** : L'effet Kerr est découvert en 1875 par le physicien écossais John Kerr, L'effet Kerr est un type d'effet non-linéaire très important dans les fibres optiques quand l'intensité du signal devient si importante elle cause une modification de l'indice de réfraction n de la fibre. Sous l'action d'un champ lumineux intense, l'indice de réfraction d'un milieu transparent accuse une variation considérée en première approximation comme locale et instantanée [14]

Cette modification provient de la création de dipôles induits dans le matériau par déplacement du centre de gravité des charges électroniques négatives par rapport à celui des charges nucléaires positives. Cet effet non linéaire se caractérise par la relation de constitution suivante [15]

$$n = n_0 + n_2|E|^2 = n_0 + n_2I = n_0 + n_2 \frac{P(t)}{A_{eff}} \quad (I.2)$$

Avec : n_0 est l'indice de réfraction linéaire de la silice.

n_2 : l'indice de réfraction non-linéaire.

E : l'amplitude du champ électrique et I l'intensité du signal.

$P(t)$: Puissance

A_{eff} : L'aire effective de la fibre optique

Les conséquences de l'effet de Kerr sont l'automodulation de phase, la modulation de phase croisée et le mélange à quatre ondes.

L'auto modulation de phase (SPM : Self-Phase Modulation) elle a pour effet d'introduire un élargissement spectral symétrique d'impulsions optiques dans la gamme (fs) [16], ou bien on peut dire que le SPM c'est le déphasage auto-induit par une onde qui se propage dans une fibre [3]. Le SPM a un grand intérêt pour le blocage des modes passifs.

$$\Phi_{NL} = \frac{2\pi L}{\lambda} n_2 I \quad (I.3)$$

Où L et λ sont respectivement la longueur de la fibre et la longueur d'onde.

La modulation de phase croisée (XPM : pour Cross-Phase Modulation) est basée sur le changement de phase optique d'un faisceau provoqué par l'interaction avec un deuxième faisceau qui se propage simultanément dans la même fibre dans un milieu non linéaire [16]

Le mélange à quatre ondes (FWM : pour Four-Wave Mixing) peut se produire si au moins deux fréquences différentes se propagent ensemble dans un milieu non linéaire [16]

Dans la figure I.6. Les flèches rouges représentent les deux pics lasers de fréquences d'entrée ν_1 et ν_2 et celles en bleues représentent les deux nouveaux pics lasers.

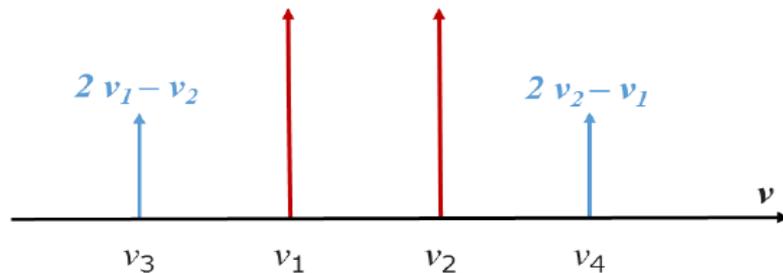


Figure I.6 : Représentation schématique du concept de mélange à quatre ondes

- **La diffusion Raman stimulée :** « SRS : Stimulated Raman Scattering » est un phénomène optique inélastique produit de la diffusion d'un photon entrant dans la fibre optique. Un échange d'énergie aura lieu entre le photon incident et la molécule du milieu via l'excitation vibrationnelle ce qui crée une onde optique décalée. Ce décalage spectral peut intervenir vers les grandes longueurs d'onde (décalage Stokes), ou vers les basses longueurs d'ondes (décalage anti Stokes).[16]

- **L'effet Brillouin :** La diffusion Brillouin stimulée SBS (Stimulated Brillouin Scattering) résulte d'un couplage paramétrique entre une onde optique et une onde acoustique lorsque la puissance optique dépasse un certain seuil, appelé P_{SB} . Elle se manifeste par la génération d'ondes optiques décalées en fréquence par rapport à l'onde incidente. Dans les fibres optiques, la diffusion Brillouin stimulée n'a lieu que dans la direction opposée à celle de l'onde incidente [14].

I.5.2.2 Milieu amplificateur à fibre

Un **laser à fibre** utilise le principe d'émission stimulée. Les fibres au cœur du milieu amplificateur sont quant à elles appelées « fibres actives ». Les fibres actives sont dopées aux ions terres rares (comme l'Erbium, l'Ytterbium ou le Thulium) qui vont permettre l'émission stimulée en transformant la puissance de la diode laser de pompe en puissance laser [17]

Deux types de fibres actives sont généralement utilisés :

- **Fibres simple gaine** (single clad) / monomode où la puissance de la diode laser de pompe est compatible avec des diodes laser fibrées monomodes (<1W).
- **Fibres double gaines** (double clad fibre : DCF) lorsque la puissance de la diode laser de pompe est typiquement supérieure à 1W.

a. Diodes laser de pompe

Les diodes laser fibrées pour le pompage sont basées sur les technologies à semi-conducteur. Elles peuvent être séparées en deux familles principales[17] :

- **Les diodes laser fibrées monomode** : Où la lumière provient d'une structure résonnante émettant par la tranche (edge-emitting) et qui est ensuite focalisée dans une fibre de ~6 µm de cœur. Ces diodes laser fibrées sont généralement capables d'émettre 300 mW à 1,5W. Elles sont utilisées pour pomper une fibre active simple gaine.
- **Les diodes laser fibrées multi mode** : utilisées pour les lasers à fibre qui sont généralement basées sur des puces avec une émission latérale large.

b. Milieu réfléchissant / Milieu filtrant :

Un composant clé qui est largement utilisé dans les lasers à fibres sont des réseaux de Bragg, qui est une perturbation périodique ou aperiodique de l'indice de réfraction dans le cœur d'une fibre optique. Ce dernier est utilisé pour fournir un miroir réfléchissant totalement ou partiellement pour construire une cavité laser [17]

1.5.3 Laser à fibre à régime impulsionnelles

Il y a deux méthodes pour générer des impulsions dans les lasers à fibre : le déclenchement par modulation des pertes (Q-Switch) et le verrouillage des modes (mode locking).

1.5.3.1 Le déclenchement (la commutation Q) « Q Switch »

La commutation Q est une technique simple et bien connue pour obtenir de courtes impulsions actives du laser en modulant le facteur Q du résonateur laser. Le terme Q représente la qualité du résonateur laser qui contient des informations sur les pertes de cavité [3]. Dans cette méthode on insère à l'intérieur de la cavité des pertes modulées qui empêche momentanément la production d'oscillations dans la cavité, pour augmenter le gain considérablement, et ainsi quand la cavité sera rétablie elle libère

toute l'énergie emmagasinée (inversion de population) par émission stimulée sous forme d'un pulse de grande énergie. Dans les lasers activement A-déclenché on utilise des modulateurs à commande externe mais dans les lasers passivement Q-déclenché par un absorbant saturable.[1].

I.5.3.2 Le verrouillage de modes « mode locking »

Le but du verrouillage de modes est d'obtenir autant de modes longitudinaux laser d'une manière synchrone en phase, dans lequel la superposition de tous les modes forme une impulsion avec une portée spatiale beaucoup plus courte de l'ordre de la picoseconde voire le femtosecond que la cavité. Cette impulsion se propage à la vitesse de groupe correspondant au centre de la fréquence d'impulsion [18].

Les différentes fréquences permises dans le spectre optique d'un laser sont définies par le milieu amplificateur qui doit avoir un gain supérieur aux pertes pour ces fréquences, c'est l'enveloppe du gain matériau. La cavité constitue un interféromètre qui ne laisse la possibilité qu'à certaines fréquences discrètes d'exister (les modes longitudinaux). Si ces modes longitudinaux oscillent chacun indépendamment des autres, le signal lumineux émis est continu [1]. Par contre s'il y a une relation de phase fixe entre les différents modes qui oscillent à l'intérieur de la cavité laser dans ce cas on parle de blocage de modes. Le laser à verrouillage de mode est obtenu lorsque les modes longitudinaux sont verrouillés dans une relation fixe par interférence constructive et interférence destructive en d'autres points générant une cohérence pour former des impulsions de lumière. L'agencement de la cavité pour un laser à verrouillage de mode est généralement beaucoup plus compliqué que le laser à commutation Q car la génération d'impulsions ultra-courtes implique une dispersion, une modulation d'auto-phase (SPM), une modulation de phase croisée (XPM), etc [3].

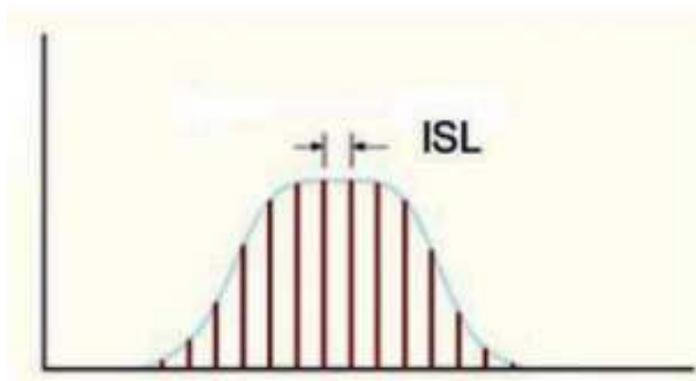


Figure I.7 : Courbe de l'enveloppe du gain limitant les modes longitudinaux séparés par l'intervalle spectral libre (ISL)

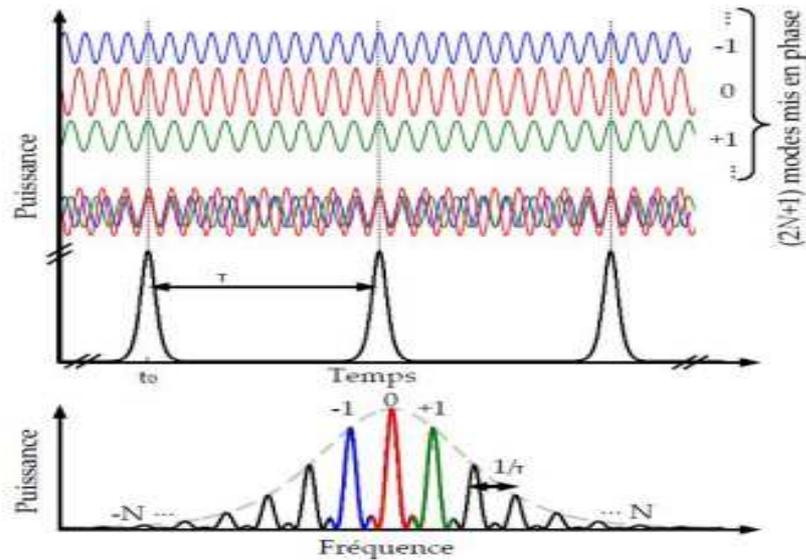


Figure I.8 : Description spectrale et temporelle du mode locking

La base du régime à verrouillage de mode consiste à contrôler parfaitement les phases de tous les modes susceptibles d'osciller dans une cavité laser donnée. En effet, si on arrive à maintenir constants dans le temps les déphasages entre modes, on peut produire un train périodique d'impulsions très courtes avec une période directement proportionnelle à la longueur de la cavité laser. Le fonctionnement en verrouillage de modes nécessite un grand nombre de modes qui oscillent dans la cavité [1]. L'espace entre les modes de cavité est appelée l'intervalle spectral libre (ISL) dépend de la longueur de cavité et vaut $\Delta\gamma = \frac{c}{nL}$, avec L la longueur du trajet total dans la cavité, n indice du milieu, et c la vitesse de la lumière [19].

Quand plusieurs modes sont verrouillés ensemble, il se produit une largeur d'impulsion plus étroite. Les lasers à fibres dopées aux ions de terres rares présentent de grandes potentialités pour la génération et la manipulation d'impulsions courtes. Les lasers à fibres peuvent être verrouillés en phase de façon active ou passive [1].

I.6 Les avantages et les inconvénients des lasers à fibre

Les sources lasers à fibre ont plusieurs avantages comparées aux autres lasers parmi ces avantages :

- le signal et la pompe dans un laser à fibre sont confinés longitudinalement dans la structure qui guide de la fibre optique, supprimant les effets de la diffraction.[20]

- quand nous utilisons les fibres double-gaine, il est possible de propager longitudinalement la puissance de pompe dans la gaine de la fibre dopée.
- Le guidage du signal dans le cœur de la fibre permet d'obtenir une excellente qualité de faisceau.[20]
- la disponibilité de composants fibrés comme, les coupleurs et les diodes de pompe. offre la possibilité de développer des sources lasers totalement fibrées de forte puissance.

Malgré les nombreux avantages d'un laser à fibre, il existe des inconvénients qui limitent son fonctionnement [20].

- Lorsque nous devons créer un système totalement fibré, nous rencontrons de nombreux problèmes de composant fibré qui est limitée en puissance moyenne et crête.
 - quand on doit réaliser une source de forte puissance il est souvent indispensable d'utiliser des composants en espace libre, perdant l'avantage de la structure fibrée.
 - il y a aussi d'autres limitations liées au confinement du signal dans le cœur de la fibre. Une forte densité spatiale de puissance peut se propager dans le cœur de la fibre à cause du confinement du mode et de la forte puissance. Ceci résulte en l'apparition d'effets non linéaires indésirables surtout en régime impulsionnel qui limite la puissance crête des impulsions.
 - l'effet Brillouin vient limiter la puissance crête des impulsions.
 - aussi quand le spectre de la source est plus large, c'est l'auto-modulation de phase, l'instabilité de modulation et l'effet Raman qui viennent perturber le signal.
 - aussi malgré une bonne dissipation thermique, et quand on a un signal continu de très forte puissance on peut observer, des effets de lentille thermique, le signal étant guidé par le gradient d'indice formé par la différence de temps entre le centre du cœur et la limite cœur/gaine, cause la dégradation de la qualité du faisceau en sortie de la fibre.

I.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons introduit les notions théoriques de notre mémoire. Nous avons donné un aperçu général sur les lasers et leurs différents types, tel que les lasers à solide et plus en détail les lasers à fibre. Nous avons montré aussi les principales

composantes des lasers à fibre ainsi les méthodes pour générer les impulsions courtes comme le blocage de mode.

Dans le prochain chapitre nous examinons les possibilités et conditions de génération des impulsions à la nouvelle longueur d'onde $2\ \mu\text{m}$ au sein d'un laser à fibre où le blocage de modes est réalisé au moyen d'un dispositif actif ou passif, et à l'intermédiaire d'une fibre dopée de l'ion Tm^{3+} .

Chapitre II

Génération des impulsions
ultra courtes autour de 2 μm

II.1 Introduction

Au cours de ces dernière années et grâce au développement technologique et la diversité des applications, les sources lasers à fibre dopée évoluent également et suivent le rythme des nouvelles découvertes. Parmi ces sources lasers à fibres nous trouvons que le type dopé Ytterbium/Erbiums sont des sources très puissantes est utilisables dans nombreuses applications, la plage spectrale de ses dernières n'a pas aidé les chercheurs à les utiliser dans les applications de façons permanente et active ce qui a poussé les chercheurs a trouvé que les lasers à fibre dopé au thulium sont les sources les plus utiles qui possède une large plage spectrale (1,7 à 2,1 μm).

Les lasers à fibre à 2 μm sont utilisés dans plusieurs domaines comme les secteurs civils, militaire, médecine et aussi dans le domaine de télécommunication car cette longueur à de nombreux avantages comparée aux autres longueurs comme 1,55 μm .

Notre travail trouve son prolongement dans ce deuxième chapitre qui est consacré à l'étude des sources laser à 2 μm , en présentant ainsi les ions terres rares de thulium (Tm^{3+}) spécialement les propriétés et le niveau d'énergies. Nous donnons aussi un aperçu sur les différentes méthodes de blocage de mode laser, une généralité sur le modulateur et le filtrage, et nous finissons par un modèle numérique.

II.2 La source laser à 2 μm

Grace aux avantages liés à la longueur d'onde autour de 2 μm et la grande gamme des applications qu'elle couvre, plusieurs travaux ont été menés pour développer des sources laser de haute puissance. Pour avoir des émissions lasers autour de cette longueur d'onde, il existe plusieurs types d'ions utilisés parmi lesquelles le thulium (Tm^{3+}) [16].

- Une caractéristique intéressante par rapport aux autres longueurs d'ondes découle du seuil de dommage de l'œil environ 10 fois supérieur au seuil de dommage autour de 1 μm . Cette longueur d'onde est dite à sécurité oculaire et prisée pour les applications en espace libre. Cette caractéristique permet d'ouvrir des applications dans les télécommunications optiques en espace libre ou même encore en chirurgie ophtalmique.
- Des lasers à fibre dopée erbium sont utilisés mais ceux-ci souffre d'une faible efficacité. L'intérêt principal des lasers à fibre à 2 μm est qu'ils peuvent être deux fois plus efficaces que les lasers à fibre dopée erbium.

- La bande d'émission des lasers à fibre émettant autour de 2 μm s'étale sur une très large bande spectrale de 1800 nm jusqu'à 2100 nm ce qui en font un bon candidat pour la réalisation de sources lasers accordables. Cette bande d'émission permet de réaliser une source bi-fréquences avec un écart entre les deux longueurs d'onde émises largement réglable (1 nm à 120 nm), nécessaire pour la réalisation d'une source THz et permet d'avoir une meilleure résolution et stabilité dans le domaine THz.

II.2.1 Les ions terre rare

Les dopants actifs viennent créer des bandes d'absorption et d'émission de photon spécifiques dans la fibre. Les dopants actifs les plus couramment utilisés sont les terres rares (ou lanthanides) [21]. Les ions de terres rares regroupent 15 éléments qui sont une partie des numéros atomiques du lanthane (La) ($Z = 57$) au lutétium (Lu) ($Z = 71$) en plus du scandium et de l'yttrium. Ces éléments se divisent en deux groupes, les terres cériques ou lanthanides légers (lanthane, césium, praséodyme et néodyme) et les terres yttriques ou lanthanides lourds pour les autres. Les terres-rares possèdent toutes une couche électronique 4f partiellement remplie. Elles disposent toutes de la même configuration pour les électrons de cœur, celle du xénon (Xe). Ces éléments ont la même structure électronique externe saturée $5s^2 5p^6 6s^2 5d^{10}$ ainsi que les mêmes propriétés chimiques [22].

L'ionisation des terres-rares produit généralement des ions trivalents. Ce sont les électrons de la couche 6s et de la couche 4f qui sont perdus, alors que les couches externes $5s^2 5p^6$ restent pleines. Les électrons 4f restants sont alors écrantés par les électrons des couches externes, ce qui rend les ions terre-rare moins sensibles au champ extérieur [22]. Pour tous les lanthanides, le niveau d'oxydation +3 est le plus stable. Ces éléments sont donc plus souvent utilisés sous les formes ioniques Nd^{3+} , Ho^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} et Yb^{3+} . Chaque élément possède une bande d'émission particulière. Tous ces éléments ne couvrent pas les mêmes bandes spectrales [21] et présentent aussi une large bande de gain. La figure II.1 représente la bande du gain pour quelque ion de terres rares.

Les ions de TR couvrant un très large éventail d'applications. Spécialement l'Yb et l'Er qui sont les plus utilisés dans les applications industrielles (lasers de puissance du W à plusieurs kW) et les télécommunications (amplificateur WDM pour les transmissions longues distances) mais les développements des fibres Tm ont été plus lents [21].

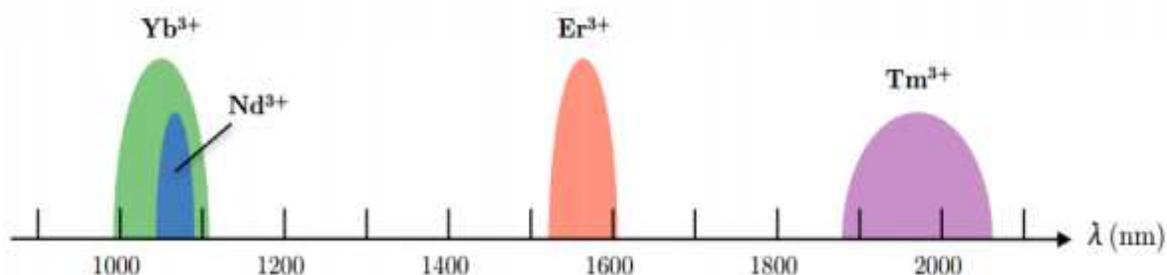


Figure II.1 : Bande de gain des ions terres rares

II.2.2 Propriétés de l'ion Tm^{3+}

Nous rappelons dans ce paragraphe les propriétés générales de l'ion thulium Tm^{3+} et les niveaux d'énergie.

Le thulium Tm^{3+} est un élément chimique du groupe des terres rares le plus rare de la série des lanthanides et plus difficile à trouver. Il a une masse molaire de $169 \text{ g}\cdot\text{mol}^{-1}$ et une masse volumique de $9321 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. [22]

Les informations générales	
Symbole	Tm^{3+}
Numéro atomique	69
Famille	lanthanides.
Période	6
Bloc	F

Tableau II.1 : Caractéristiques des ions thulium [22]

Il est reconnu comme l'un des ions de terres rares les plus importants pour l'obtention d'émission laser, de conversion ascendante d'énergie ou pour l'amplification optique [23].

Il possède 12 niveaux d'énergie allant du $^3\text{H}_6$ qui est le niveau fondamental au $^3\text{P}_2$ qui est le niveau d'énergie le plus élevé. Chaque niveau d'énergie est éclaté en sous-niveaux par effet Stark. Chaque sous-niveau subit ensuite un élargissement inhomogène dû au "champ cristallin" environnant. La structure amorphe de la silice fait que l'élargissement des sous-niveaux est différent d'un ion à l'autre ce qui fait qu'on obtient finalement des niveaux d'énergie larges et continus. Si on considère seulement les 2 premiers multiplets ($^3\text{H}_6$ et $^3\text{F}_4$), un ion thulium peut être considéré comme un système à 3 niveaux grâce à la répartition thermique de la population cela permet ainsi le pompage direct au niveau $^3\text{F}_4$.

L'émission laser autour de 2 μm se fait donc entre le niveau $^3\text{F}_4$ et le niveau fondamental $^3\text{H}_6$. Nous devons alors exciter les ions thulium au niveau $^3\text{F}_4$ pour créer l'inversion de population [20].

Pour obtenir l'effet laser à 2 μm , il faut exciter les ions thulium au niveau $^3\text{F}_4$, ainsi, plusieurs solutions de pompage sont possibles :

- ✓ le pompage directement à la résonance au niveau $^3\text{F}_4$.
- ✓ le pompage au niveau $^3\text{H}_5$.
- ✓ le pompage au niveau $^3\text{H}_4$.



Figure II.2 : Diagramme d'énergie de l'ion thulium dans la silice [20]

- ✓ Les flèches noires symbolisent l'absorption depuis le niveau fondamental.
- ✓ La flèche bleue l'absorption depuis le niveau excité $^3\text{H}_4$
- ✓ La flèche rouge la transition laser à 2 μm

Les fibres dopées aux thuliums présentent plusieurs bandes d'émission dont une en particulier, centrée autour de 1900 nm c'est la plus large et l'autre autour de 800 nm mais elle est très étroite [24].

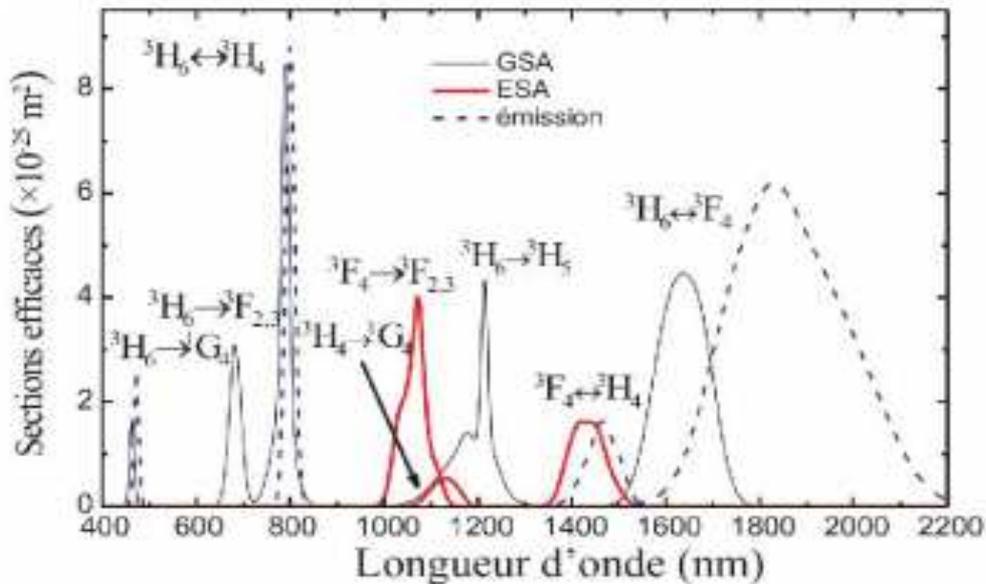


Figure II.3 : Section efficace d'absorption et d'émission [21]

- ✓ Les impulsions en point pour l'émission
- ✓ Les impulsions en noire pour absorption

II.2.3 Caractéristiques de la fibre dopée Tm^{3+}

Le thulium a suscité un intérêt considérable car il offre une large région de longueurs d'onde entre 1.7 à 2.10 μm .

Les longueurs d'onde supérieures à 1.8 μm sont particulièrement intéressantes car elles ont des caractéristiques de pénétration et d'absorption de puissance qui sont utiles dans diverses applications de traitement de matériaux.

Une autre caractéristique intéressante du thulium est qu'un photon de pompe de 790 nm peut produire deux ions à l'état excité c'est à dire un photon de pompe peut générer deux photons dans un laser ou un amplificateur TDF. Ce phénomène «deux pour un» résulte des transitions de niveau d'énergie qui favorisent un ion vers un état excité et qui transfèrent l'énergie entre les ions dans le thulium. Ce phénomène rend le thulium attractif pour le développement de lasers avec une plus grande efficacité, une puissance plus élevée et des boîtiers plus compacts. [25]

II.3 Laser à fibres dopée au thulium

II.3.1 Le blocage de modes (verrouillage de modes)

Le verrouillage de modes est obtenu par addition d'impulsions ou par l'utilisation d'un absorbant saturable massif.

Dans un laser, les photons qui sont émis par le milieu à gain et qui oscillent sont répartis dans des modes longitudinaux. Pour qu'ils oscillent dans la cavité, ces modes doivent faire partie des modes propres de la cavité et avoir un gain égal aux pertes.

Tous les modes longitudinaux n'ont a priori aucune relation de phase entre eux, ce qui fait qu'en sortie du laser on observe généralement un signal continu. Les modes longitudinaux émis par le laser sont espacés spectralement de $\Delta\nu_{ISL}$.

Quand on parle du verrouillage de mode, les modes longitudinaux ont la même phase φ_0 , alors il y a des interférences constructives dans la cavité qui crée des pics d'intensité, ces pics d'intensité étant émis en sortie à une fréquence de répétition égale à l'intervalle spectral libre (temps d'aller et retour des photons dans la cavité). La longueur de la cavité et la largeur spectrale du gain vont alors directement influencer sur le nombre de modes qui seront mis en phase. Par ailleurs, pour obtenir des impulsions courtes et intenses, il faut mettre en phase beaucoup de modes longitudinaux.

Lorsque le verrouillage de modes en phase est parfait, la totalité des modes longitudinaux qui oscillent dans la cavité sont en phase.

La génération d'impulsions courtes à ultracourtes n'est pas triviale puisqu'il faut mettre en phase les différents modes longitudinaux qui oscillent dans la cavité et ce sont ces modes qui vont former les impulsions. De plus, ces impulsions vont subir des déformations lors de leur propagation avec la dispersion chromatique dans les fibres, les effets non linéaires et les éventuelles pertes ou gain dans la cavité [20].

II.3.1.1 Méthode de blocage de modes active :

Le blocage de modes actif, est basé sur l'utilisation d'un modulateur intra-cavité qui module les pertes à la fréquence fondamentale de la cavité. Les principaux modulateurs utilisés sont les modulateurs électro-optiques (EOM) pour la modulation de phase et les modulateurs acousto-optiques qui produisent une modulation d'amplitude des pertes selon la fonction suivante [26]:

$$L(t) = \alpha [E_0 e^{-i(\omega_0 + \omega_a)t} + E_0 e^{-i(\omega_0 - \omega_a)t}] \quad (\text{II.1})$$

$$L(t) = M |E_0 e^{-i(\omega_0 + \omega_m)t} + E_0 e^{-i(\omega_0 - \omega_m)t}|^2 \quad (\text{II.2})$$

$$L(t) = 2E^2 [1 + \cos 2\omega_m t] \quad (\text{II.3})$$

$$L(t) = 2M [1 + \cos \omega_m t] \quad (\text{II.4})$$

Où: $L(t)$ les pertes

$M = E^2$ indice de modulation

ω_m La fréquence de modulation

Cette technique consiste à insérer une lame en quartz dans la cavité, dans laquelle on fait propager un signal acoustique pour créer une onde stationnaire de forme contrainte. L'indice étant dépendant des contraintes mécaniques, une telle onde génère une modulation d'indice qui se comporte comme un réseau de diffraction dont le pas est égal à la longueur d'onde. La diffraction du faisceau laser, va créer une perte de signal suivant l'axe de la cavité ce qui peut empêcher l'émission laser. La modulation de cette vibration à l'aide d'une source externe de façon adéquate permet alors d'obtenir le blocage de modes actif [18].

La figure II.4 présente les éléments et les paramètres d'équilibre pour le verrouillage de mode actif.

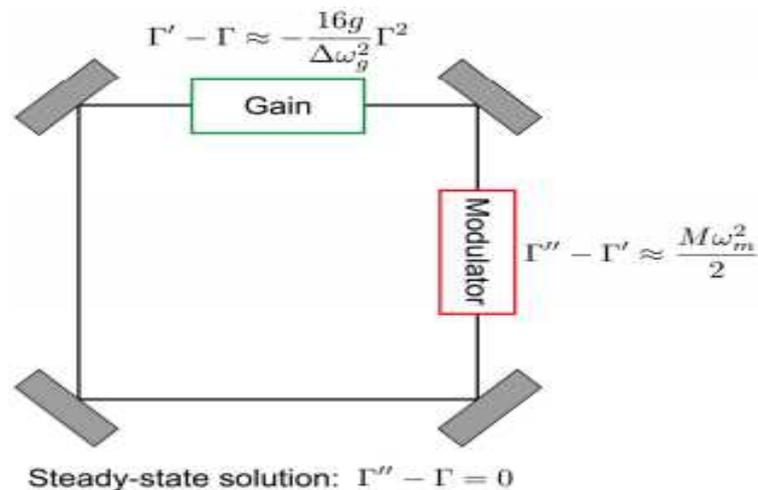


Figure II.4 : Schéma représentant le verrouillage de mode actif [26]

a. Milieu à gain [26]

On peut étudier le verrouillage de modes actif par l'analyse d'une impulsion gaussienne. Il est décrit selon l'équation suivante.

$$E(t) = e^{(-\Gamma t^2 + i\omega_0 t)} \quad \text{D'où,} \quad \check{E} = \exp\left[\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4\Gamma}\right] \quad (\text{II.5})$$

$$\check{E}'(\omega) = \exp(g(\omega))\hat{E}(\omega) = \exp\left[\frac{g}{1 + \frac{4(\omega - \omega_0)^2}{\Delta\omega_g^2}}\right]\hat{E}(\omega) \quad (\text{II.6})$$

$$= \frac{g}{1 + \frac{4(\omega - \omega_0)^2}{\Delta\omega_g^2}} \xrightarrow{g \ll 1 \text{ et } \frac{4(\omega - \omega_0)^2}{\Delta\omega_g^2} \ll 1} \approx g - \frac{4g}{\Delta\omega_g^2} (\omega - \omega_0)^2 \quad (\text{II.7})$$

Ou : $\Gamma = 1/2\tau^2$, et τ est la largeur de l'impulsion.

g est le gain, et $\Delta\omega_g$ désigne la largeur du spectre de gain.

Après quelque simplification mathématique on trouve l'équation suivante :

$$\check{E}'(\omega) = \exp\left[-\frac{4g}{\Delta\omega_g^2} (\omega - \omega_0)^2\right] \hat{E}(\omega) \equiv \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4\Gamma'}\right] \quad (\text{II.8})$$

Ou : $\frac{1}{\Gamma'} = \frac{1}{\Gamma} + \frac{16g}{\Delta\omega_g^2}$, Et $\Gamma' - \Gamma = -\frac{16g}{\Delta\omega_g^2} \Gamma \approx -\frac{16g}{\Delta\omega_g^2} \Gamma^2$ est la condition d'état d'équilibre.

Après amplification, les impulsions gaussiennes ne se déforment pas mais conservent la même forme.

b. Le modulateur

On distingue deux types de modulation le premier type est modulation directe c'est à dire quand la phase ou l'amplitude du laser sont directement modulées à l'intérieur de la source optique. Mais ce type a plusieurs défauts car le temps de réponse de ce type de modulation est lent, ce qui en fait un mauvais candidat pour atteindre des débits de données élevés et le deuxième type est la modulation externe est une bonne alternative [27], le laser émettant dans ce cas un simple signal constant, tous les défauts dus à la modulation du courant de polarisation seront éliminés [28]. Les modulateurs externe peuvent être catégorisées plusieurs types comme modulateur de Mach-Zehnder et au modulateur électro-absorbant.

La modulation d'amplitude de perte (figure II.5) est donnée par [26]:

$$m_{AM} = \exp[-L(t)] = \exp[-M(1 - \cos\omega_m t)]$$

$$\xrightarrow{\cos x \approx 1 - \frac{x^2}{2} + O(x^2)} m_{AM}(t) \exp\left[-\frac{M\omega_m^2}{2} t^2\right] \quad (\text{II.9})$$

On dérive deux fois l'équation (II.5), on trouve :

$$E''(t) = m_{AM}(t)E'(t) \approx \exp\left[-\frac{M\omega_m^2}{2} t^2\right] E'(t) \equiv \exp[-\Gamma'' t^2] \quad (\text{II.10})$$

Par identification on trouve la condition d'état d'équilibre qui présente après l'aller-retour dans la cavité l'enveloppe d'impulsion ne change pas.

$$\Gamma'' - \Gamma = 0 = -\frac{16}{\Delta w_g^2} * \Gamma_s^2 + \frac{M\omega_m^2}{2} \quad (\text{II.11})$$

$$\text{Avec : } \Gamma_s = \sqrt{\frac{M}{g}} * \frac{\omega_m \Delta w_g}{4\sqrt{2}} \quad (\text{II.12})$$

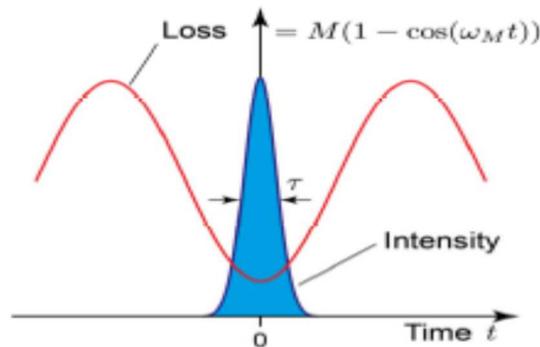


Figure II.5 : L'équilibre entre le gain et la modulation des pertes

- Quand les pertes sont supérieures au gain ce qui signifie : n'est pas une impulsion.
- Quand les pertes sont inférieures au gain l'impulsion commence à se former.

c. Modèle numérique : l'équation Haus master [26][29]

La propagation des impulsions optiques dans les fibres optiques peut être décrite par l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée. Nous commençons par la propagation sur une longueur de fibre dopée.

On décrit la méthode de verrouillage de modes par l'équation Haus master suivante :

$$T_R \frac{\partial A(T,t)}{\partial T} = \sum \Delta A_i = 0 \quad (\text{II.13})$$

Avec : A l'enveloppe de l'impulsion

$$T_R = \frac{2L}{v_{g,0}} \text{ Le temps d'aller-retour}$$

Cette équation a été largement utilisée dans la modélisation complexe de la propagation des impulsions dans les fibres optiques. On peut ainsi l'appliquer en toute confiance au problème de propagation d'impulsions le long d'une cavité à fibre.

$$\text{On a: } \sum \Delta A_i = \Delta A_1 + \Delta A_2 + \Delta A_3 \quad (\text{II.14})$$

Premièrement on calcule ΔA_1 qui a une relation avec le gain .

$$g(\omega) = \frac{g(Z)L_g}{1 + \left[\frac{2(\omega - \omega_0)}{\Delta\omega_g} \right]^2} = \frac{g}{1 + \left[\frac{\omega - \omega_0}{\Omega_g} \right]^2} \approx g \left(1 - \frac{(\omega - \omega_0)^2}{\Omega_g^2} \right) \quad (\text{II.15})$$

$$\text{Ou : } \Omega_g \equiv \frac{\Delta\omega_g}{2} \text{ et } \Delta\omega = \omega - \omega_0$$

Après quelque simplification et approximation mathématique on trouve :

$$\Delta A_1 = g \left(1 + \frac{1}{\Omega_g^2} \frac{d^2}{dt^2} \right) A(T, t) = \left(g + D_g \frac{d^2}{dt^2} \right) A(T, t) \quad (\text{II.16})$$

Avec : g est le gain.

$$D_g = \frac{g}{\Omega_g^2} \text{ est la dispersion du gain.}$$

Deuxièmement on calcule ΔA_2 qui a une relation avec le modulateur.

$$\Delta A_2 = -M(1 - \cos \omega_m t) A(T, t) \quad (\text{II.17})$$

Troisièmement on calcule ΔA_3 (constante de perte)

$$\Delta A_3 = -lA(T, t) \quad (\text{II.18})$$

Avec : l est la perte d'amplitude par aller-retour.

En remplace tous les paramètres « constante de gain, perte... » c'est-à-dire les effets linaires dans l'équation (II.14) :

$$T_R \frac{\partial A(T,t)}{\partial T} = \left(\left(g + D_g \frac{d^2}{dt^2} \right) - l - M(1 - \cos \omega_m t) \right) A(T,t) = 0 \quad (\text{II.19})$$

Quand on néglige SPM et GDD (group dispersion), l'équation (II.19) peut être exprimée comme la mise en forme totale de l'impulsion due au gain, à la perte et au modulateur.

Mais quand on prend SPM et GDD en compte l'équation(II.19) devienne :

$$T_R \frac{\partial A(T,t)}{\partial T} = \left(iD \frac{d^2}{dt^2} - i|\sigma A(T,t)|^2 \right) A(T,t) + \left(\left(g + D_g \frac{d^2}{dt^2} \right) - l - M(1 - \cos \omega_m t) \right) A(T,t) = 0 \quad (\text{II.20})$$

Avec : $iD \frac{d^2}{dt^2}$ exprime GDD.

et $i|\sigma A(T,t)|^2$ est SPM

La figure II.6 représente le verrouillage de mode actif à la présence de GDD et SPM.

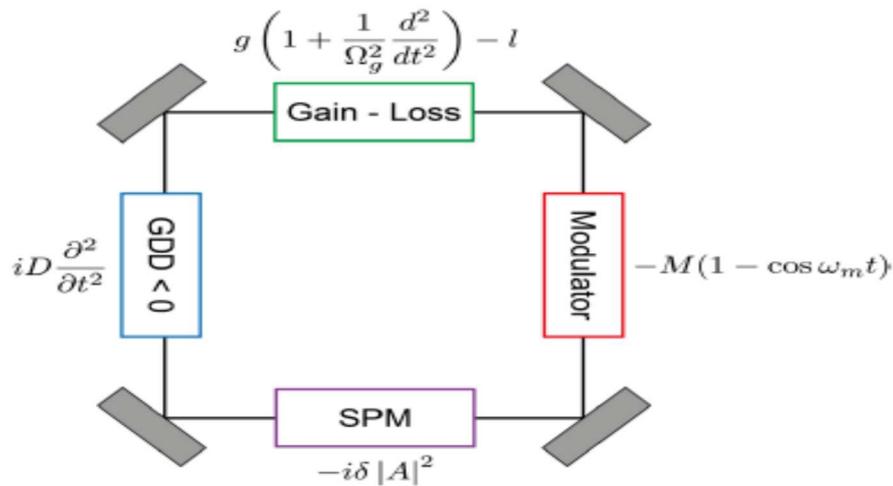


Figure II .6: Le verrouillage de modes actif avec la présence de GDD et SPM [26]:

Pour calculer le gain de saturation nous supposons que les impulsions ont été traitées comme un signal d'onde continue avec la même puissance moyenne, alors la saturation du gain de l'amplificateur a été modélisée selon :

$$g(P_{avg}) = \frac{g_{ss}}{\left(1 + \frac{P_{avg}}{P_{sat}}\right)} \quad (\text{II.21})$$

Avec : g_{ss} désigne le coefficient de gain du petit signal

P_{avg} Désigne la puissance moyenne d'impulsion

On calcule le spectre de gain selon la formule suivante :

$$g(\omega) = \frac{\Delta\omega}{(\omega - \omega_0) + \left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2} \quad (\text{II.22})$$

Avec : ω la fréquence angulaire,

ω_0 est la fréquence angulaire centrale,

$\Delta\omega$ est la largeur de bande maximale à mi- largeur (FWHM).

La largeur de bande de longueur d'onde FWHM correspondante est donnée par : $\Delta\omega = \frac{2\pi c \Delta\lambda}{2\lambda_0}$ où λ_0 est la longueur d'onde centrale.

II.3.1.2 Méthode de blocage de modes passive :

La technique de blocage de modes passive ne nécessite pas de signaux externes pour générer des impulsions courtes et pour réaliser la synchronisation en phase des modes il est basé sur l'exploitation des propriétés intrinsèques des éléments de la cavité laser. Parmi ces méthodes l'intégration d'un absorbant saturable ou bien l'exploitation des effets non linéaires optiques (effet de Kerr) [18].

On peut obtenir le blocage de modes passif par utilisation d'une section absorbante pour moduler les pertes dans la cavité et ensuite obtenir des impulsions stables.

On a besoin d'un effet non-linéaire qui atténue les faibles intensités dans la cavité et favorise les pics à forte intensité. Les absorbants saturables sont des matériaux dont la transmission varie selon l'excitation lumineuse [19]. Le fonctionnement d'un AS repose sur l'effet optique non-linéaire de transparence induite par voie optique : un milieu opaque à l'état initial devient transparent lorsque le rayonnement auquel il est soumis devient suffisamment intense. L'équation de transfert de l'absorbant saturable (AS) est :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad (\text{II.23})$$

α_0 C'est l'absorption maximale de l'AS quand l'intensité lumineuse à l'entrée est faible.

I_s C'est l'intensité de saturation.

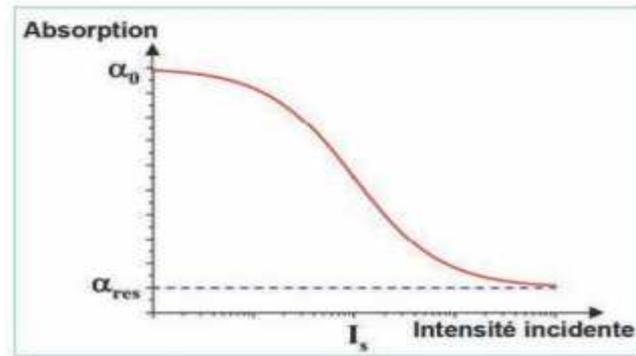


Figure II 7: L'absorption en fonction de l'intensité incidente

La plupart des AS utilisés pour le blocage de modes passif sont « lents », ce sont les AS à semi-conducteurs. On les appelle lents car leurs temps de recouvrement ou bien le temps nécessaire pour retourner à l'état d'équilibre sont beaucoup plus longs que les durées des impulsions obtenues. Pour obtenir de courtes impulsions, le recouvrement du gain doit être plus lent que celui de l'absorption, cela peut se contrôler par l'ajustement de la tension inverse sur l'AS. Premièrement le gain augmente avec le niveau de pompage. Les modes longitudinaux permis commencent à se propager dans la cavité, c'est modes n'est pas synchronisé c'est à dire la différence de phase entre ces modes est aléatoire en l'absence de tout effet non-linéaire dans la cavité puis L'AS absorbe les modes qui ont une intensité faible et les empêche de s'amplifier dans la cavité. Si un nombre suffisant de modes oscillent synchronisé, une onde peut se produire sur un intervalle temporel de période T qui correspond au temps d'un aller-retour dans la cavité. Ces modes peuvent s'amplifier dans la cavité et donner lieu à la génération d'impulsions. Les pertes se saturent plus vite que le gain, ce qui va créer une fenêtre de gain net positif, c'est dans cette fenêtre là que l'impulsion a lieu. Dans ce cas, les pertes sont modulées à la fréquence fondamentale de la cavité à l'aide de l'AS.

Il existe aussi l'AS rapide où le temps de recouvrement de l'absorption est très rapide devant la durée de l'impulsion. Ce type d'AS est utilisé avec les lasers solides dopés par des ions. Dans ce cas, le gain constant et le temps de recouvrement du gain est très élevé devant celui de l'AS [18].

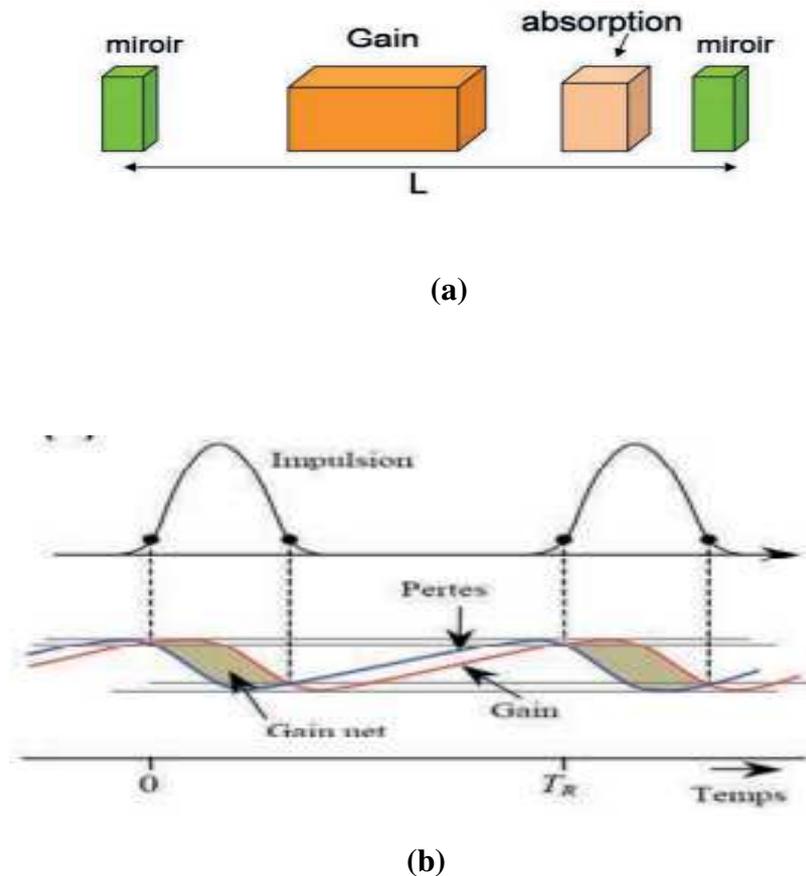


Figure II.8 : (a) Modèle d'un laser a blocage de modes passif avec un absorbant saturable, (b) courbes de gain saturé, pertes et impulsion en fonction de temps.

L'autre méthode pour obtenir le blocage de mode passif est l'exploitation des effets non-linéaires tels que l'effet Kerr. L'élément non-linéaire (effet Kerr) est l'équivalent d'un absorbant saturable, qui possède des pertes à faible puissance mais présente beaucoup moins de pertes à forte puissance. Cette méthode et pour le but de générer des impulsions plus courtes, alors que l'utilisation d'absorbants saturables est en principe, considérée comme plus facile à mettre en œuvre [1].

Les techniques utilisées pour le blocage de modes passif dans les lasers à fibre sont : la Rotation Non-Linéaire de la Polarisation (RNLP), Les SESATs (Semi-conducteur Saturable Absorber in Transmission), les SESAMs à base de multipuits quantiques (Semi-conducteur Saturable Absorber Mirrors) et les SAINTs (Saturable Absorber Incorporating carbon NanoTubes). L'élément clé de la cavité est l'absorbant saturable dont le rôle est de mener au régime mode Locking. Un laser en mode locking passif fonctionne en régime fondamental à une fréquence de $\frac{1}{T_R} = \frac{c}{2n}$ [1].

L'impulsion qui évolue dans la cavité après de nombreux allers retours jusqu'à ce qu'un état stationnaire soit atteint, est décrite comme une amplitude $A(t)$ complexe dans le domaine temporel.

En régime permanent, l'impulsion se reproduit après un aller-retour. Dans la théorie du laser à mode verrouillé, un état stationnaire est défini par l'intensité et le chirp. Dans les traitements analytiques, les 4 paramètres qui sont dérivés sont la durée de l'impulsion, son intensité maximale, un coefficient de chirp linéaire et la fréquence centrale (ou le décalage de fréquence) car il peut s'écarter du maximum du gain supposé être de forme lorentzienne.

On distingue trois principaux mécanismes de verrouillage de mode passif en fonction du temps de relaxation de la perte saturable ou SA et du milieu de gain [30].

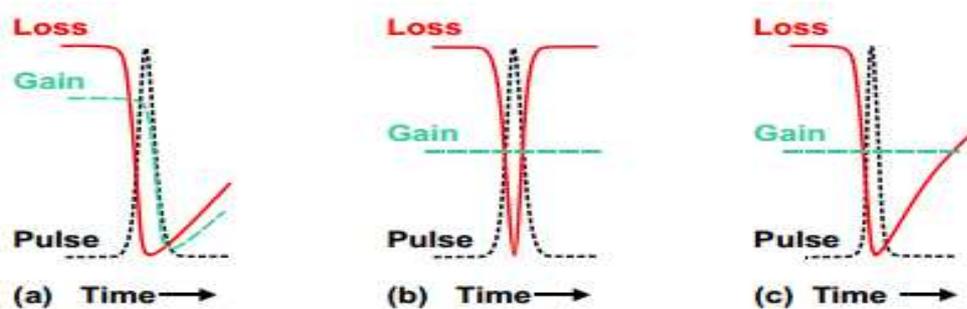


Figure II.9 : Différents mécanismes de verrouillage de mode passif : (a) SA lent avec saturation de gain du milieu actif, (b) SA rapide et (c) SA lent à verrouillage de mode sans saturation de gain.

- **Verrouillage de modes : SA lent avec saturation de gain instantanée**

Trouvé uniquement dans les SSL de centre de couleur. Le SA met en forme (raccourcissement) le front montant de l'impulsion alors que l'épuisement du gain conduit à un gain négatif (en raison des pertes non saturables restantes) pour le front descendant qui est également raccourci. Le bruit en dehors de l'impulsion est supprimé par un gain négatif.

- **Verrouillage de modes : SA rapide avec gain non saturable**

La fenêtre de gain nette positive est formée uniquement par le SA dont la saturation dépend de l'intensité.

- **Verrouillage de modes : SA lent avec gain non saturable**

Bien qu'il n'y ait pas d'effet de mise en forme évident pour le bord arrière, le SA retarde l'impulsion dans le temps, "avalant" ainsi tout bruit se développant derrière au bord arrière. Seuls les SA lents et les milieux à gain saturable (ces derniers accélèrent) ont cette propriété de modifier la vitesse d'impulsion (dérivées temporelles de 1^{er} ordre dans l'équation Haus master) car la saturation est dépendante de la fluence dans ce cas.

II.5 Génération de soliton dans les lasers à fibre

Le soliton optique est une impulsion se propageant sans déformation cette dernière résulte d'un équilibre entre la dispersion chromatique résultant de la variation de l'indice de réfraction avec la fréquence, et la variation dynamique de l'indice de réfraction par la puissance du signal transmis (effet Kerr). Pour modéliser la propagation des solitons dans une fibre optique, il faut au préalable comprendre le processus de l'instabilité de la modulation, qui résulte de l'interaction entre la dispersion chromatique et l'auto-modulation de phase par effet Kerr : le phénomène d'instabilité de la modulation se manifeste si l'on se propage en régime de dispersion anormale ($\beta < 20$). En ce régime, les solitons naissent de la compensation exacte de la modulation de phase provoquée par la dispersion chromatique et de l'auto modulation de la phase provoquée par l'effet Kerr. Cette condition est retrouvée à partir d'un traitement de l'équation de Schrödinger non-linéaire décrit par équation (II .20)[12].

L'étude dynamique de la propagation des impulsions passe par la détermination des longueurs auxquelles un effet prévaut par rapport à l'autre. Pour ce fait, deux longueurs distinctes de dynamique sont consacrées :

$$L_D = \frac{T^2}{\beta_2} \quad (\text{II.24})$$

Avec : L_D la longueur de dispersion, β_2 est la dispersion d'ordre 2, et T est la durée de 'impulsion soliton.

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (\text{II.25})$$

Avec : la longueur de non linéarité, P_0 est la puissance, et γ est le coefficient nonlinéaire.

Si $L_D = L_{NL}$ la dispersion et la nonlinéarité auront la même contribution par conséquent dans un régime de dispersion anormale, la fibre favorise la propagation sans déformation de l'impulsion [31].

II.6 Conclusion

Dans ce deuxième chapitre, nous avons présenté les avantages de l'émission laser à 2 μm puis nous avons étudié les propriétés du thulium. Nous avons présenté aussi les types de blocage de mode (actif et passif). Par ailleurs, nous avons pu constater comment on peut générer une impulsion ultra courte par les verrouillages de mode en phase en guise de finition nous avons traité une impulsion gaussienne après l'amplificateur et le modulateur. Ensuite nous avons décrit quelque modèles numériques comme le modèle mathématique de verrouillages en mode sans et avec SPM et GDD. Une classe d'impulsion intéressante peut être générée par les lasers à fibre appelée soliton est décrite à la fin de ce chapitre.

Le chapitre qui suit va présenter les travaux numériques sur le laser fibrée émettant des impulsions ultra courtes autour de 2 μm .

Chapitre III

Les résultats de la simulation

III.1 Introduction

Dans le chapitre précédent nous avons étudié quelques techniques de laser à fibre dopée aux ions de thulium Tm^{3+} à $2 \mu m$ pour générer des impulsions de durées de l'ordre de ps et fs . Dans ce chapitre nous allons faire des études numériques de ces techniques, en se basant sur les équations de Haus master et en utilisant le logiciel MATLAB. Dans la première partie nous allons détailler la chaîne de blocage de modes active pour avoir des impulsions courtes à ultracourtes, et dans la deuxième partie nous allons présenter la chaîne de verrouillage de modes active avec la présence de SPM et GDD pour générer des impulsions solitons liées avec et sans la présence de bruit.

III.2 Résultats obtenus pour un laser à fibre à $2 \mu m$ à verrouillage de modes actif

Le blocage de mode est une technique utilisée pour assurer la synchronisation de phase entre les modes pour générer des impulsions très courtes. Dans cette section, nous allons fournir une description simple de la chaîne de blocage de mode actif présenté par la figure III.1.

Pour avoir l'impulsion laser d'abord, nous allons injecter des signaux optiques non synchronisés ; c'est à dire bruit de type bruit blanc gaussien (wgn : white gaussian noise) dans la fibre amplificatrice dopée Tm^{3+} , ce dernier se passe par un filtre optique ultérieurement. Il est connu qu'il existe plusieurs types de filtres optiques qui sont utilisées pour transmettre ou bloquer de manière sélective certaines longueurs d'onde. À l'égard de clarifier certains composants de cette chaîne nous sommes dirigées vers la définition du filtre. Le filtre est caractérisé par une fréquence (ou longueur d'onde) centrale et une bande passante. Ensuite, les signaux filtrés vont être modulés dans le modulateur qui est caractérisé par un indice et une fréquence de modulation. Enfin, nous allons récupérer une impulsion laser ultra courte à la sortie de la chaîne.



Figure III.1 : Chaîne de blocage de mode actif

Le tableau(TabIII.1) ci-dessous récapitule les paramètres que nous allons utiliser dans la simulation.

Composant	Paramètre	Symbole	Valeur
Amplificateur	Gain de saturation	$G_{ss} (dB)$	20
	Puissance de saturation	$P_{sat} (W)$	10
	Facteur de bruit	$NF (dB)$	8
Filtre	Fréquence centrale	$f (\text{à } -3dB) (Hz)$	10^{10}
	Bande passante en fréquence	$f (\text{à } -3dB) (Hz)$	$f(\text{à } -3dB) * (\frac{10^{11}}{0.8 * 10^{-9}})$
Modulateur	L'indice de modulation	m	0.5
	La fréquence de modulation	$f_m (Hz)$	10^{10}
Les pertes	Les pertes	$L (dB)$	10

Tab III.1 : Les paramètres de simulation pour le blocage de modes actif

- **Résultats de la simulation**

Nous montrons dans la Figure III.2 l'évolution temporelle de l'impulsion laser dans la chaîne de blocage de modes actif mettant en évidence la remise en forme d'impulsion gaussienne et l'évolution est apparue selon deux parties distinctes. La première partie, observée durant les cinq premiers tours dans la chaîne, correspondant à la restructuration de l'impulsion ; le processus laser à fibre démarre avec des impulsions aléatoires avant la stabilité. Dans la seconde partie, au-delà de ça, l'impulsion présente les caractéristiques d'une impulsion gaussienne qui se développe de manière stable. La variation de l'amplitude et la durée de l'impulsion laser obtenue sont montrés dans la figure III.3. Nous notons alors, que la stabilisation de l'impulsion est apparue après 50 tours dans la chaîne à verrouillage de mode actif, confirmant ainsi l'obtention d'impulsion laser à une durée de 70 ps.

La base du régime à verrouillage de mode consiste à contrôler parfaitement les phases de tous les modes. nous constatons dans la figure III.4, que les modes n'ont pas priori aucune relation de phase entre eux jusqu'à 50 tours dans la chaîne à verrouillage de mode actif,

c'est à dire la différence de phase entre ces modes est aléatoire ce qui fait qu'en sortie du laser nous avons observé une impulsion non stable comme il est décrits précédemment. La phase est variée entre -2π à 2π (- 6.28 à 6.28 rad). Au-delà de 50 tours, les déphasages entre modes arrivent à maintenir constamment dans le temps, et le laser est devenu dans un état stable.

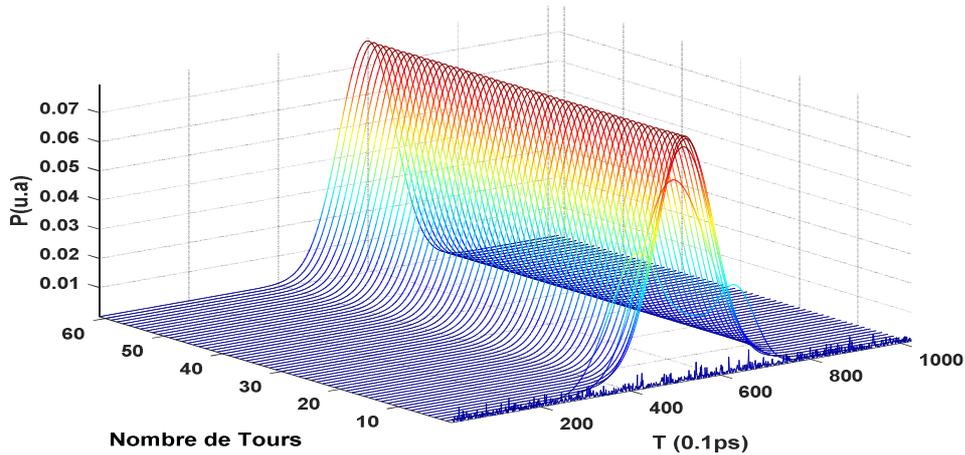


Figure III.2 : Evolution temporelle de l'impulsion laser en fonction de nombre de tours dans la chaîne de verrouillage de modes actif

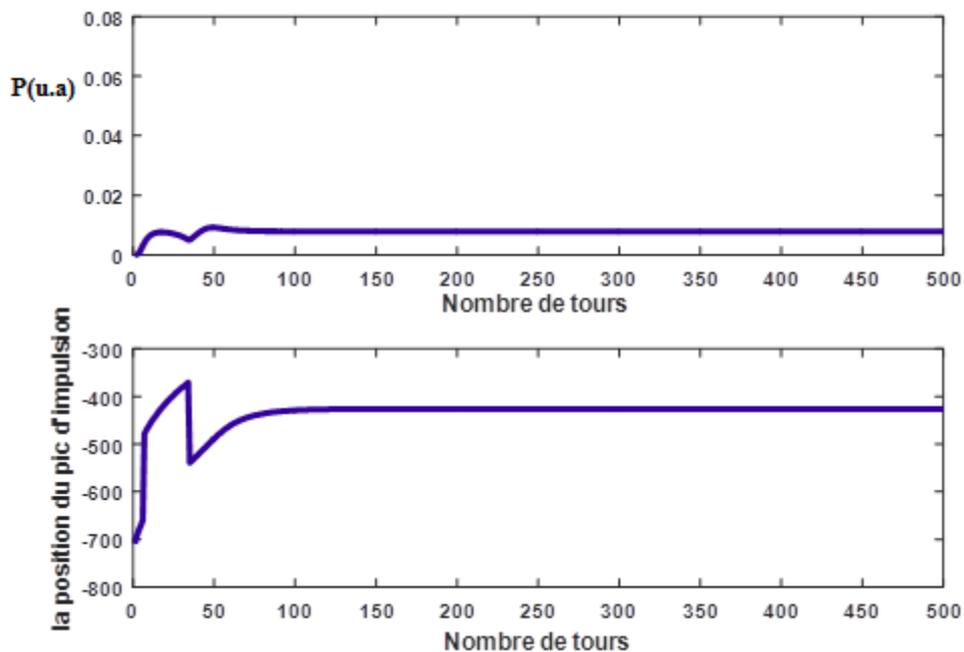


Figure III.3 : Variation de l'amplitude (en haut) et la position du pic (en bas) de l'impulsion laser en fonction de nombre de tours dans la chaîne de verrouillage de modes actif

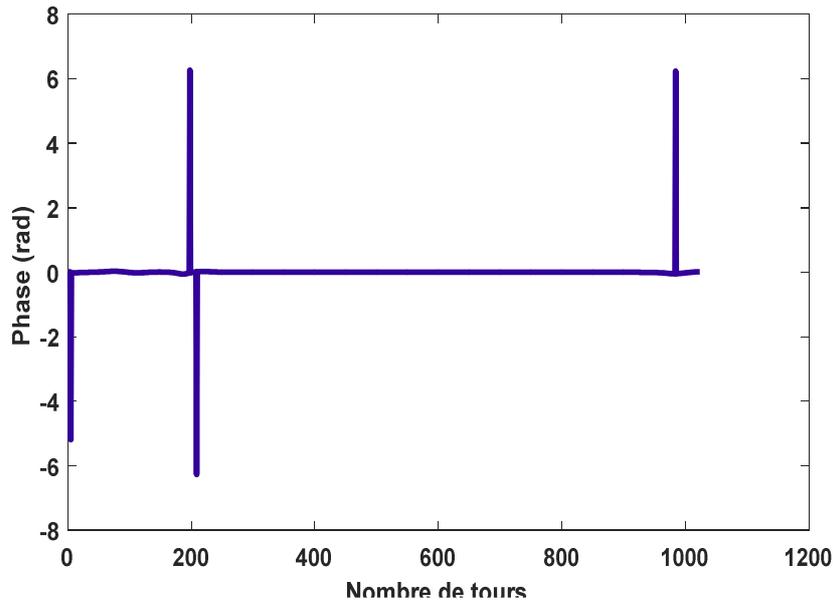


Figure III.4: Variation de la phase en fonction de nombre de tours dans la chaîne de verrouillage de modes actif

La figure III.5 représente le spectre de l'impulsion laser à la sortie du filtre, et à la sortie du modulateur, respectivement. Nous notons que la largeur de spectre de l'impulsion laser généré dépend directement des paramètres de filtre et de modulateur utilisés dans la chaîne à verrouillage de mode actif. Le signal optique passe par le filtre qui est utilisé pour transmettre ou rejeter sélectivement une longueur d'onde ou une plage de longueurs d'onde. Puis ce signal optique passe par le modulateur qui peut faire modifier les paramètres de ce dernier. Pour confirmer, la figure III.6 représente le spectre d'impulsion laser à la sortie du filtre et du modulateur lorsque nous changeons la valeur de la fréquence de modulation comme indiqué dans le tableau ci-dessous (Tab III.2). Nous remarquons que les courbes dans les largeurs de spectres de l'impulsion laser de la figure III.6.a sont identiques car la fréquence de modulation et la fréquence de filtre sont égales. Quand nous mettons la fréquence de modulation égale à la moitié de la fréquence de filtre, le spectre de l'impulsion laser devient plus étroit à la sortie du modulateur (figure III.6.b).

Fréquence de filtre (Hz)	$1.25 * 10^{11}$	$1.25 * 10^{11}$
La fréquence de modulation (Hz)	$1.25 * 10^{11}$	$6.25 * 10^{10}$

TabIII.2 : Les fréquences de filtre et de modulateur

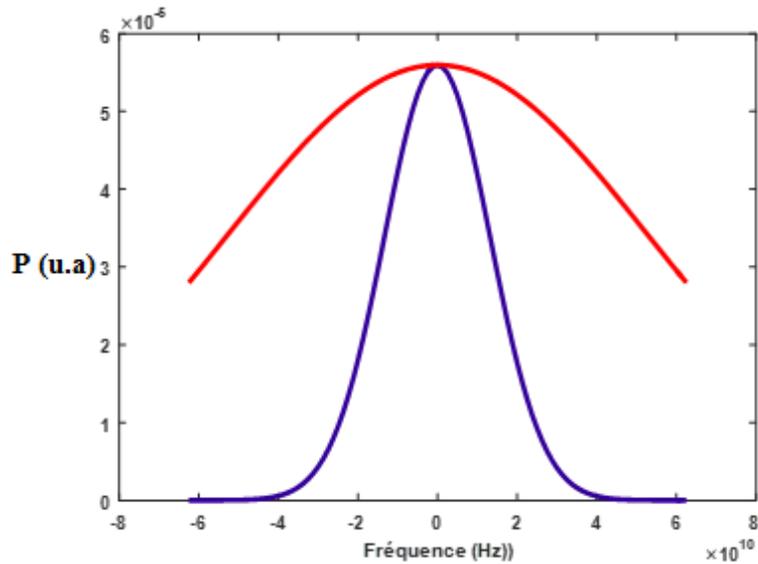


Figure III.5 : Spectre de l'impulsion laser à la sortie de filtre (courbe en rouge), et à la sortie de modulateur (courbe en bleu)

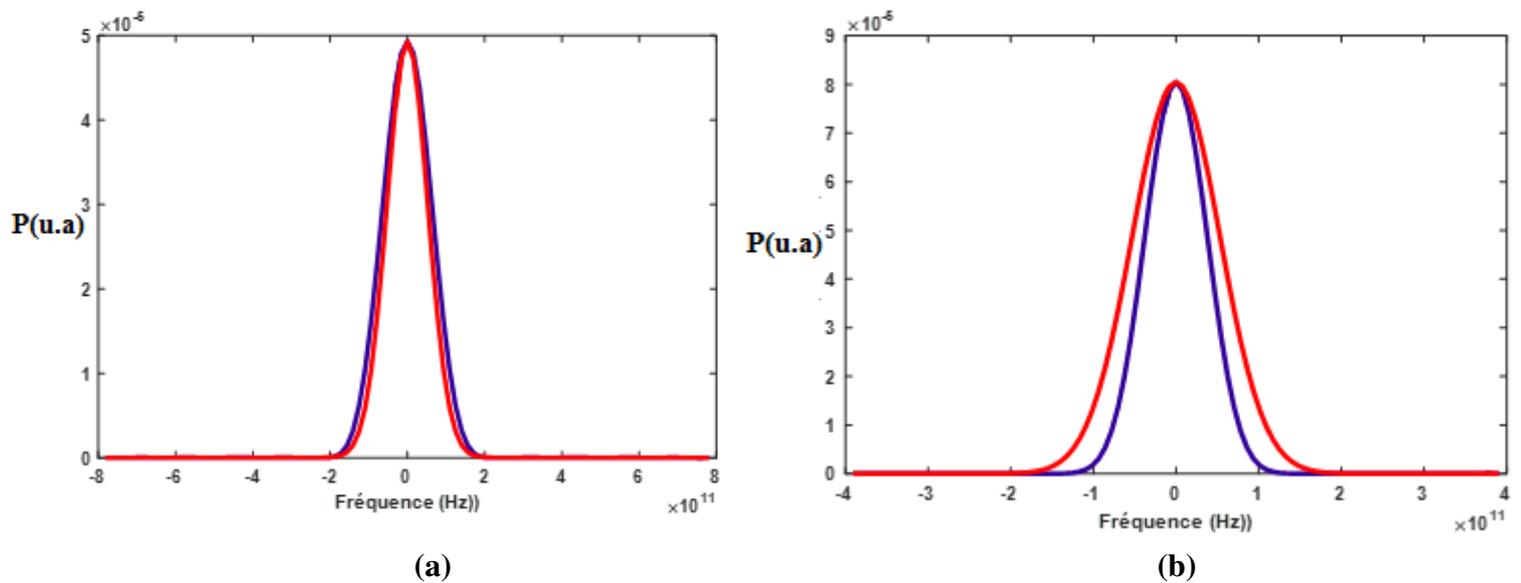


Figure III.6 : Spectre de l'impulsion laser à la sortie de filtre (courbe en rouge), et à la sortie de modulateur (courbe en bleu) (a) pour $f_{\text{filtre}} = f_{\text{modulation}}$, (b) pour

$$f_{\text{modulation}} = \frac{f_{\text{filtre}}}{2}$$

Au cours de cette étude, nous avons trouvé aussi que l'indice de modulation (m) a un effet sur l'amplitude et le profil temporel de l'impulsion laser généré. Nous remarquons que lorsque le paramètre m augmente, l'amplitude de l'impulsion augmente, mais à des valeurs de m supérieur à 1 (1.5 à 1.75) ; sur-modulation, le profil temporel de l'impulsion laser est élargi puis déformée.

L'indice de modulation	0.5	0.75	1	1.5	1.75
Amplitude de l'impulsion (W)	$5.5 * 10^{-5}$	$6.5 * 10^{-5}$	$7.3 * 10^{-5}$	élargissement l'impulsion	Déformation de signal

Tab III.3 : Effet de l'indice de modulation sur l'amplitude de l'impulsion laser généré.

III.3 Résultats obtenus pour un laser à fibre à verrouillage de modes actif avec SPM et GDD

Le laser à fibre peut être utilisé dans un système de verrouillage de modes actif avec SPM et GDD pour générer des impulsions de type soliton. La formation de soliton dans l'état de verrouillage de modes actif avec SPM et GDD caractérisé par deux cas, nous distinguons :

- La première étape : quand la puissance dans la cavité est très élevée implique la division d'impulsion en plusieurs impulsions ; le nombre d'impulsion à une relation avec la puissance.
- La deuxième étape : lors de la circulation dans la cavité et avec une force répulsive et attractive, l'impulsion dans ce cas est stabilisée.

Le soliton est une impulsion optique décrit par l'équation suivante :

$$U_{bs} = \sum_{i=0}^N U_i(Z, t) \quad (III.1)$$

$$U_i = A_i \operatorname{sech}\{A_i[(t - T_i)/T_0]\} e^{j\theta_i - j\omega_i t} \quad (III.2)$$

Avec : N est le nombre de solitons

T_0 est la largeur d'impulsion du soliton

A_i, T_i représentent respectivement l'amplitude, et la position du soliton.

Les équations ci-dessous représentent l'évolution de la différence de fréquence et la position des solitons dans la cavité laser.

$$\frac{d\omega}{dz} = -\frac{4\beta_2}{T_0^3} e \left[-\frac{\Delta T}{T_0} \right] - 2\alpha_m \Delta T \quad (III.3)$$

$$\frac{d\Delta T}{dz} = \beta_2 \omega \quad , \quad \text{et} \quad \alpha_m = m\omega_m^2 / 2L_{cav} \quad (III.4)$$

Où : β_2 est la dispersion moyenne

ΔT Est la séparation d'impulsions entre deux solitons adjacents

L_{cav} est la longueur totale de la chaîne, et m est l'indice de modulation de phase.

- Si $\beta_2 < 0$ et α a des signé opposé ce signifie que l'impulsion a une fréquence élevée.
- lorsque l'amplitude du chirp augmente, la séparation des impulsions liées diminue.

Dans cette partie, on va traiter quelque exemple dans le but de générer des impulsions solitons. La figure III.7 montre les composants essentiels dans le laser à fibre à verrouillages de modes actif avec SPM et GDD. Nous distinguons : une fibre dopée au thulium « TDF » joue le rôle d'un amplificateur qui se caractérise par une dispersion négatif au but de la compensation, suivie par une fibre monomode SMF qui a une longueur moyenne négligeant ainsi l'atténuation. Puis l'impulsion passe par le filtre. Enfin, le modulateur qui fait une modulation de phase pour générer le chirp. Le chirp qui a le but d'accorder la phase et nous pouvons donc récupérer le soliton.

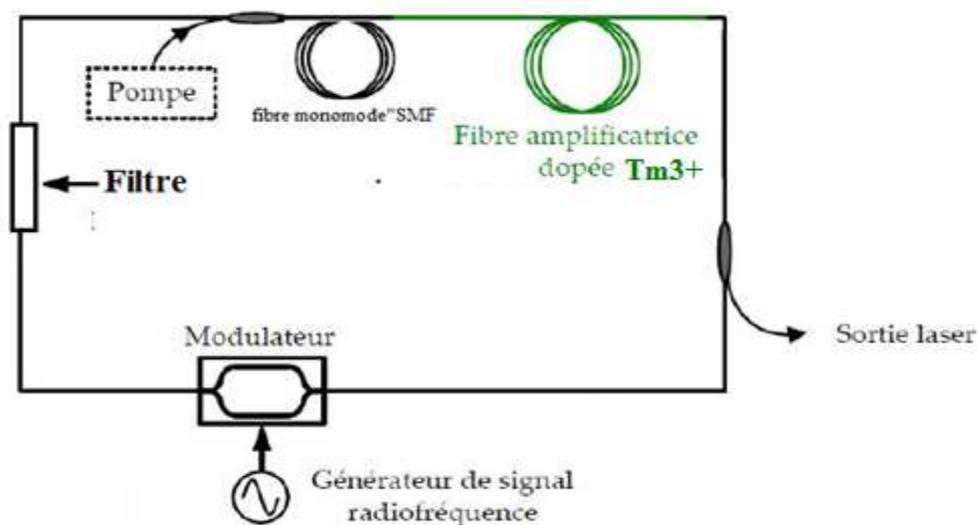


Figure III.7 : Chaîne de blocage de mode actif avec SPM et GDD

Le tableau(TabIII.1) ci-dessous récapitule les paramètres que nous allons utiliser dans la simulation.

Composant	Paramètre	Symbole	Valeur
Fibre SMF	Longueur d'onde	λ	$2\mu m$
	Longueur SMF	L	$65 m$
	Atténuation	α	$0 dB/m$

	Dispersion	D	16 ps/nm/km
	Non linéarité	Γ	$3/W.Km$
	Aire effective	A_{eff}	80 um^2
Fibre dopé Tm3+	Atténuation	α	0 dB/m
	Dispersion	D	-26 ps/nm/km
	Aire effective	A_{eff}	35 um^2
Modulateur	Indice de la modulation	m	0,25
	Fréquence de modulation	f_m	10^9 Hz
Soliton	Ordre de soliton	$Nord$	1, 2, ...
	largeur de l'impulsion à mi-hauteur	T_{fwhm}	$6 * 10^{-2} \text{ s}$
	durée de l'impulsion soliton	T_0	$\frac{T_{fwhm}}{1.66} \text{ s}$
	position d'impulsion	T_b	$50 * 10^{-12} \text{ s}$
	espace entre 2 solitons	q_0	$\frac{T_b}{2} / T_0$

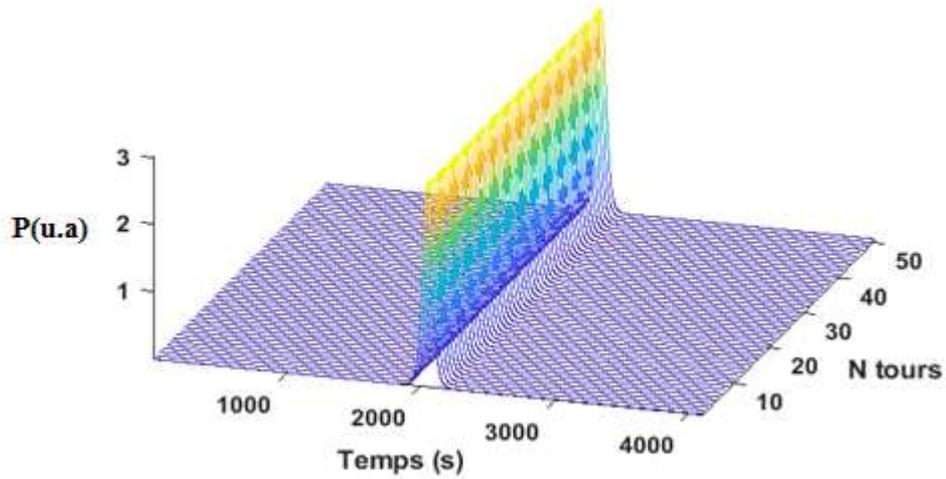
Tab III.4 : Les paramètres de la simulation pour le blocage de modes actif avec SPM et GDD.

On va traiter les cas suivants :

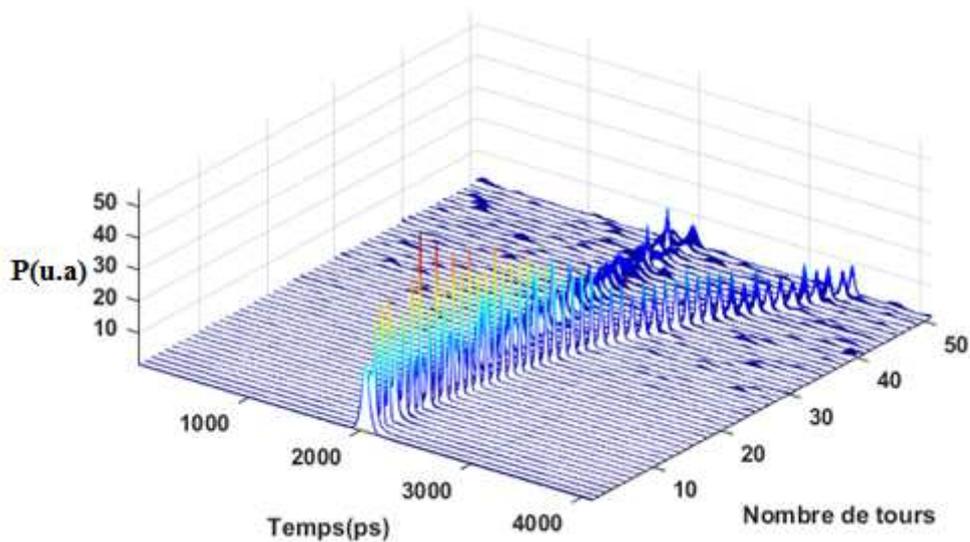
a. Génération de pair de Solitons (Soliton pair)

Nous remarquons d'après la figure III.8 que l'impulsion soliton peut générer dans la chaîne de blocage de modes actif avec SPM et GDD. Cependant la dynamique de génération dépend directement de la puissance. Dans le premier cas, lorsque la puissance est faible, c'est-à-dire, pour un soliton fondamentale (d'ordre 1), le soliton généré dans la cavité conserve sa forme, il ne subit aucune déformation lors de sa propagation (figure III.8.a). Donc par conclusion nous pouvons dire que dans le cas de la dispersion et la non linéarité sont exactement compensés, le soliton garde sa forme temporelle initiale. Dans le deuxième cas, lorsque nous augmentons la puissance, nous observons un régime de propagation différent conduit à la génération d'un autre soliton appelé pair solitons. Les paires de solitons sont le produit de fission de solitons d'ordre supérieur, comme le montre

la figure III.8.b. Après cinq tours dans la chaîne de blocage de modes actif avec SPM et GDD ($N = 5$), nous avons constaté la fission de soliton initial et la génération d'un autre soliton avec une intensité plus faible. Nous observons aussi que le chemin de chaque soliton est perturbé, le soliton d'amplitude élevée est plus dévié que s'il s'agissait d'un seul soliton, tandis que le soliton d'amplitude inférieure est poussé vers la direction négative.



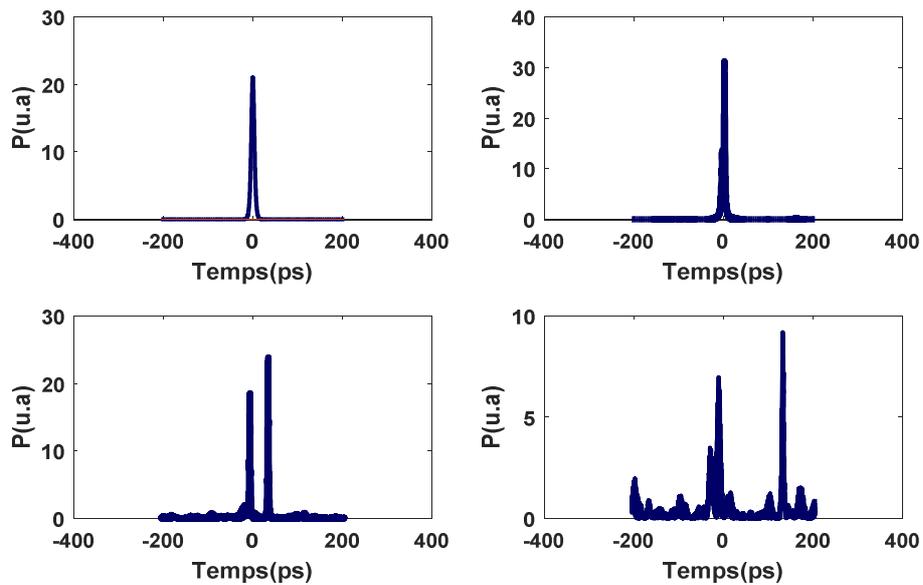
(a)



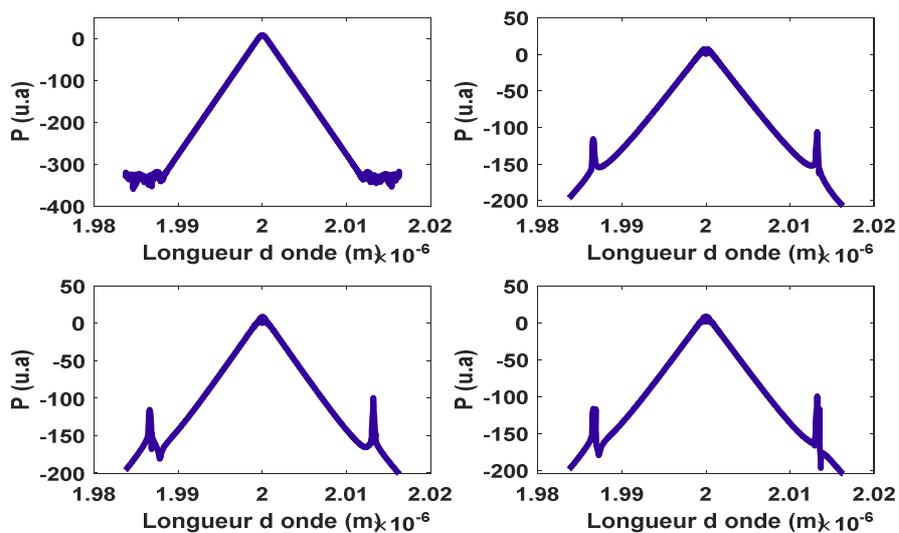
(b)

Figure III.8 : Evolution temporelle de soliton de faible puissance (a), et puissance élevé (b) en fonction de nombre de tours dans la chaîne de verrouillage de modes actif avec SPM et GDD.

La figure III.9 montre les profils temporel et spectrales de pair solitons après différents nombres de tours dans la chaîne de blocage de modes actif avec SPM et GDD (pour $N = 1, 5, 20$ et 50). Dans le premier cas pour $N = 1$ à 5 tours, le soliton garde sa forme temporelle et spectrale. Au-delà de cinq tours, nous constatons une fission du soliton en deux impulsions due à la puissance élevée avec des amplitudes différentes. Nous notons aussi, l'apparition de deux pics séparés sur le spectre, ce qui implique la génération d'une nouvelle longueur d'onde.



(a)



(b)

Figure III.9 : Evolution temporelle (a) et spectral (b) de pair solitons pour ($N = 1, 5, 20$ et 50 tours)

b. Cas de quatre solitons

Dans cette section, nous allons présenter un cas de propagation de quatre solitons ne sont pas en phase et à avec la présence du bruit, les résultats sont montré dans les figure ci-dessus. La figure III.10 montre l'évolution temporelle de quatre solitons en fonction de nombre de tours dans la chaine de verrouillage de modes actif avec SPM et GDD. Nous constatons que les quatre solitons subissent des transitions et des fluctuations dans leurs amplitudes dues à l'échange d'énergie alternativement périodique entre les solitons.

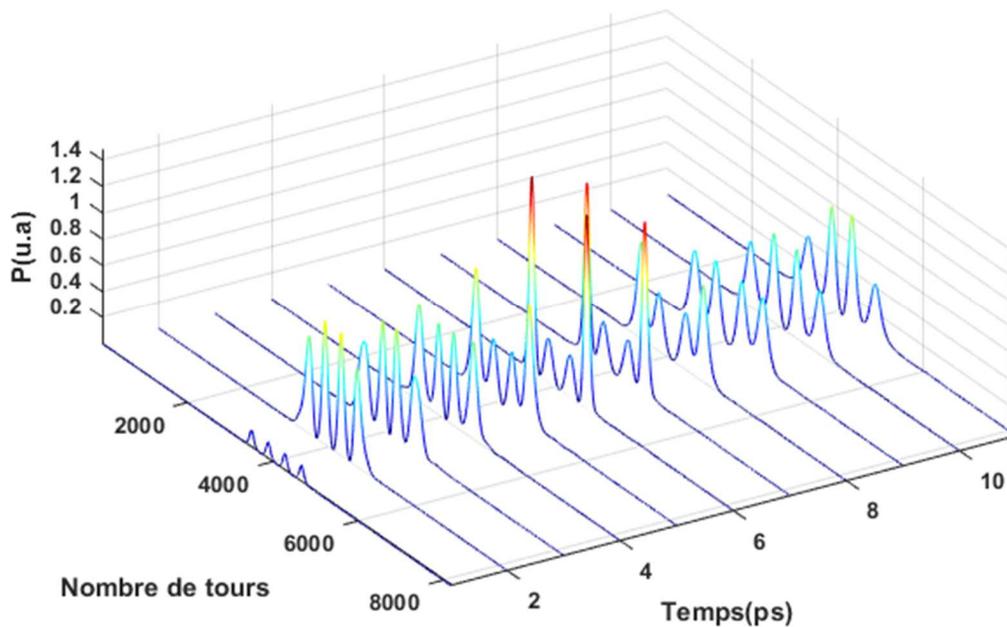


Figure III.10 : Evolution temporelle de quatre solitons en fonction de nombre de tours dans la chaine de verrouillage de modes actif avec SPM et GDD

La figure III.11 montre les profils temporel et spectrales des quatre solitons après différents nombres de tours dans la chaine de blocage de modes actif avec SPM et GDD (pour $N = 1, 5, 20$ et 50). Dans le premier cas $N = 1$, les quatre solitons ont la même amplitude et leur séparation est quasi nulle (figure III.11.a), au-delà de cinq tours, nous constatons une perturbation de l'amplitude du solitons. Cela peut être dû au bruit, à la modulation de phase et à la puissance dans la cavité. Ainsi, leurs spectres sont fortement modulés (figure III.11.b) due à la différence de phase des quatre impulsions solitons accumulées pendant la circulation dans la chaine de blocage de modes actif avec SPM et

GDD comme montrée par la figure III.12. nous notons que les quatre solitons ne sont pas en phase initialement, une phase de $\pi/4$ est appliqué entre deux solitons adjacents, ce qui entraîne une différence de phase importante entre les impulsions.

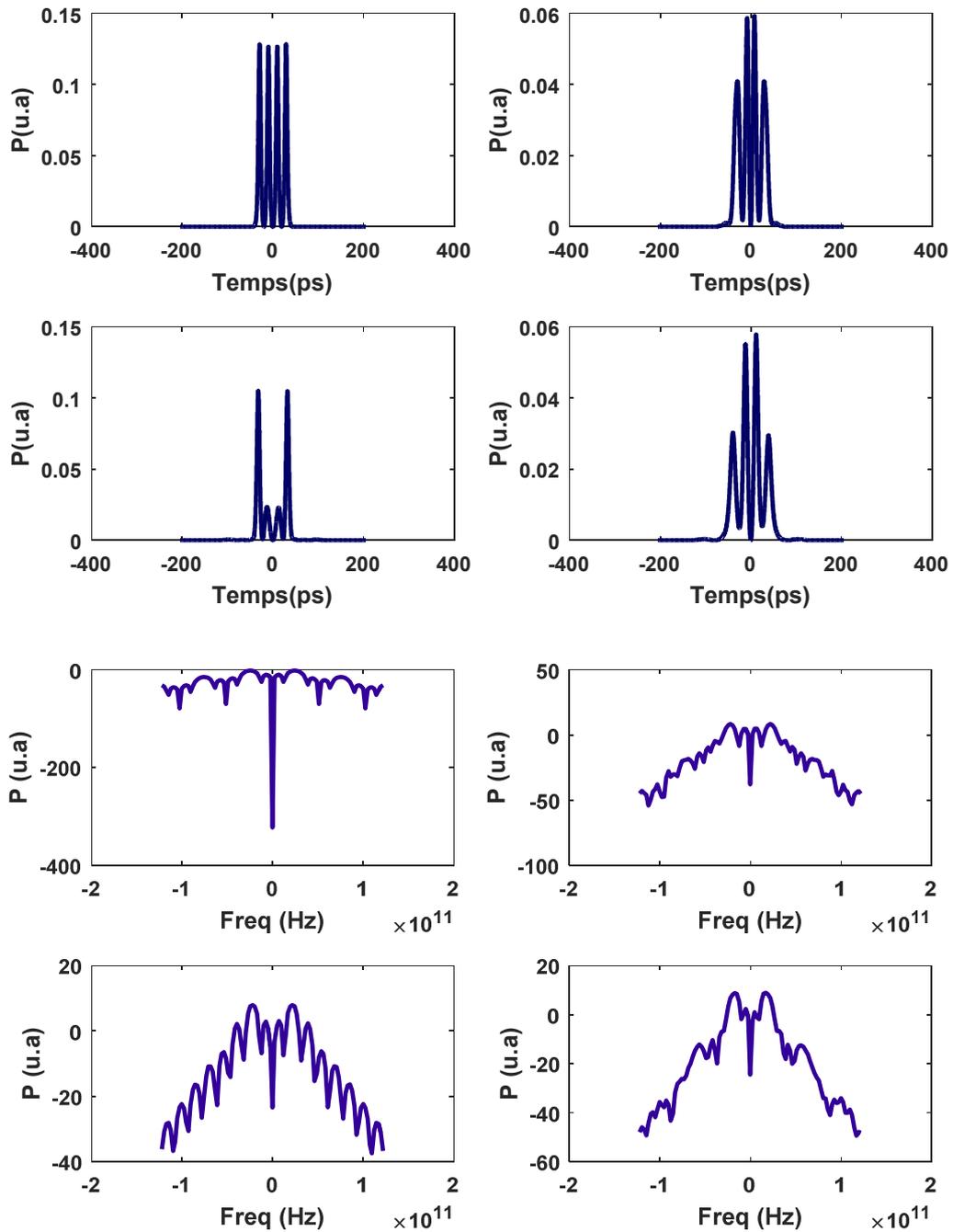


Figure III.11 : Evolution temporelle (en haut) et spectral (en bas) des quatre solitons pour (N =1, 5, 20 et 50 tours)

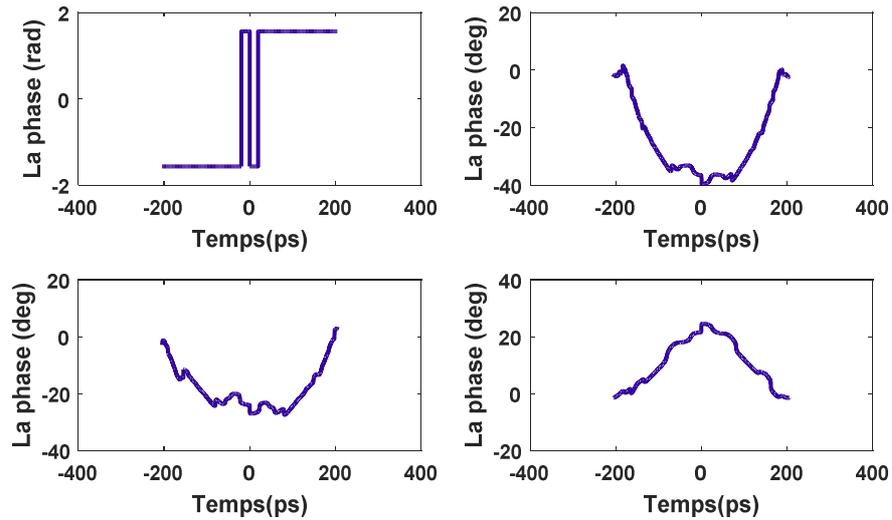


Figure III.12 : La variation de phase du quatre solitons en fonction de nombre de tours dans la chaine de blocage de modes actif avec SPM et GDD ($N = 1, 5, 20$ et 50)

3. Solitons Liés (bound soliton)

Les solitons liés se propagent individuellement et n'interagissent pas. Comme la figure III.13 montre. Dans notre cas nous avons trois solitons (triple bound soliton), nous constatons bien que ces solitons se propagent simultanément sans déformation dans le profil de l'intensité. Cela indique que les solitons d'état lié ont la même intensité. Nous notons que le faible temps de séparation des solitons à l'état lié indique que l'interaction directe entre deux solitons adjacent provient de l'attractivité ou force répulsive exercée sur chaque soliton.

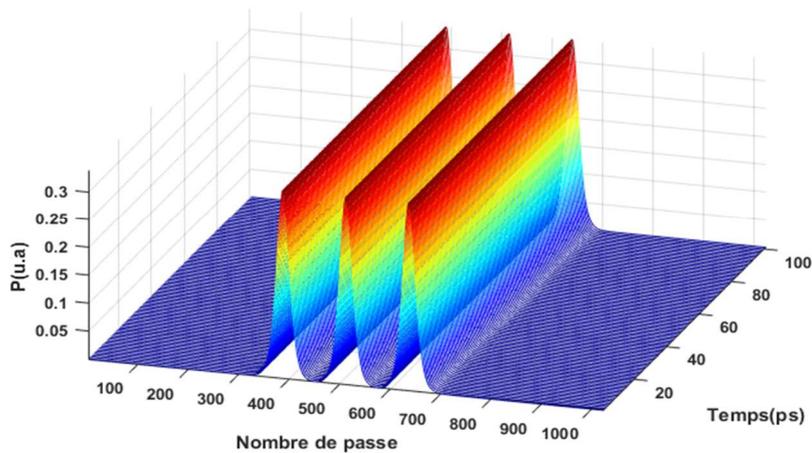
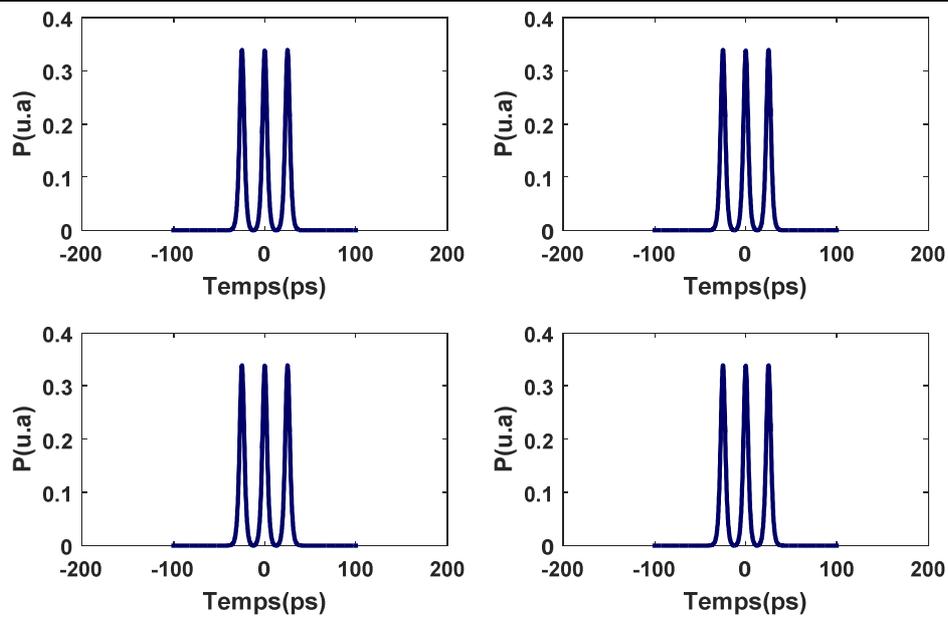
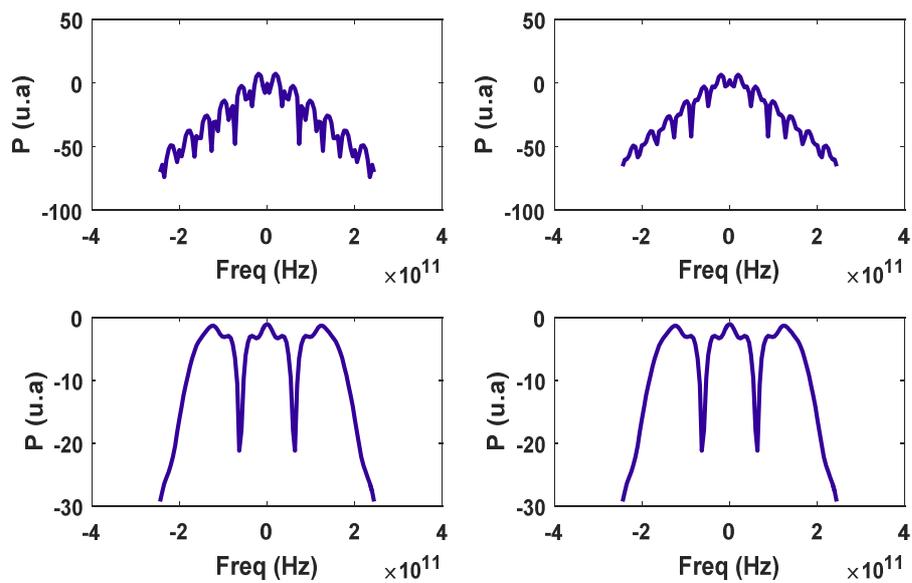


Figure III.13 : Evolution temporelle de bound soliton en fonction de nombre de tours dans la chaine de verrouillage de modes actif avec SPM et GDD



(a)



(b)

Figure III.14 : Evolution temporel (a) et spectral (b) de bound soliton pour (N =1, 5, 20 et 50 tours)

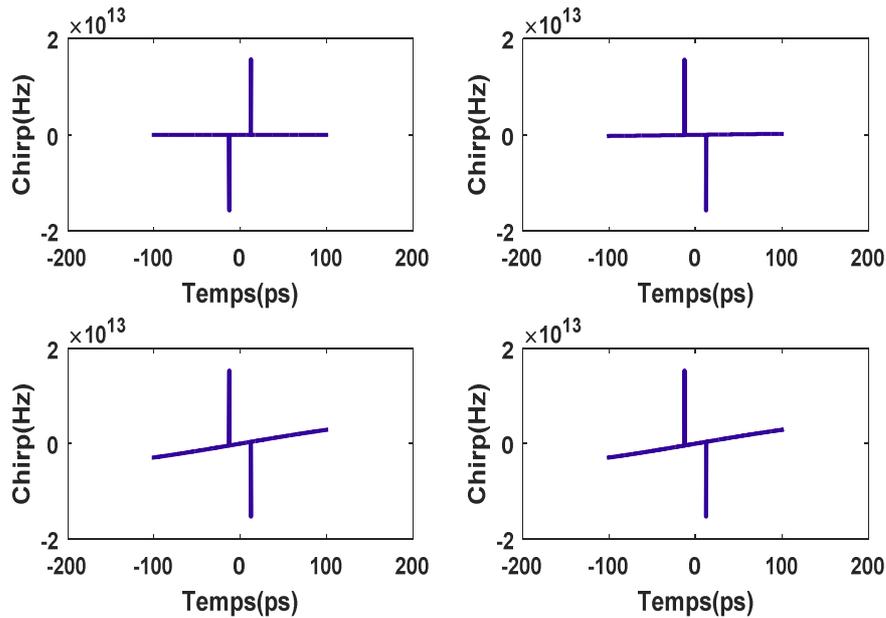


Figure III.15 : Variation de chirp de bound soliton pour (N =1, 5, 20 et 50 tours)

La figure III.14.a montre la variation d'amplitude des trois solitons, avec différentes nombres de tours (pour N =1, 5, 20 et 50) indiquant que les solitons d'état lié ont la même intensité. Nous notons que l'intervalle temporel de séparation des solitons est 50 ps, et la largeur d'impulsion est de 6 ps. La figure III.14.b montre que le spectre subit une modulation régulière et périodique pendant la circulation dans la chaîne de blocage de modes actif avec SPM et GDD (nombre de tours), ce qui est une caractéristique importante du soliton à l'état lié. La modulation spectrale est inversement proportionnelle à la séparation temporelle des impulsions. Les formes du spectre optique modulé indiquent clairement que la différence de phase relative entre deux solitons liés voisins est de valeur $\pi/2$. Nous notons que l'état lié avec la relation de phase de $\pi/2$ entre les solitons est stable. La figure III.15 montre un résultat typique de la variation de chirp de trois solitons. Nous remarquons que le chirp est nulle jusqu'à N =5, ce qui signifie que les solitons sont en phase. Lorsque l'amplitude du chirp augmente pour N > 5, la séparation des impulsions solitons liées commence de diminuer.

La stabilité des solitons à états liés dans le laser à fibre à verrouillage de mode dépend fortement des paramètres de la cavité qui déterminent également la formation de ces états [32].

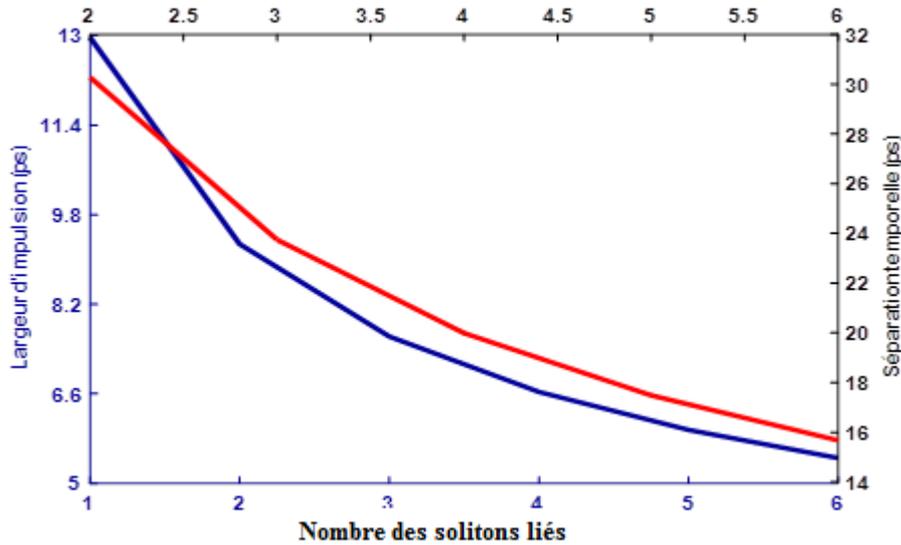
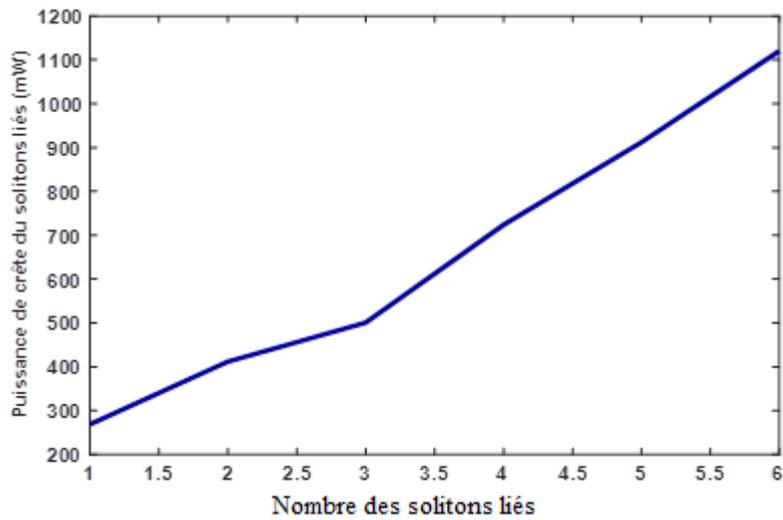


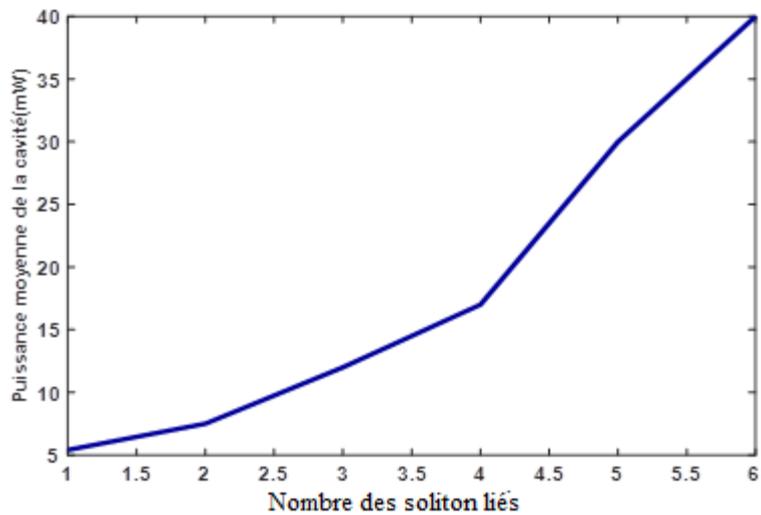
Figure III.16 : La variation de la largeur d'impulsion (en bleu) et de l'intervalle de temps entre les impulsions solitons (en rouge) en fonction de nombre de solitons liés

La figure III.16 représente la variation de la largeur d'impulsion et de l'intervalle de temps entre les impulsions solitons en fonction de nombre de solitons liés, nous pouvons voir que ces paramètres sont inversement proportionnelle au nombre de solitons liés. La diminution de largeur d'impulsion correspond à une augmentation du nombre d'impulsions à cause de l'effet de la compression d'impulsions par l'auto modulation de phase (SPM) due au niveau d'énergie optique plus élevé dans la cavité.

La figure III.17 représente la variation de la puissance crête maximale d'une impulsion soliton et la puissance optique moyenne de la cavité en fonction de nombre de solitons liés. Cette figure montre une dépendance exponentielle de la puissance crête et de la puissance moyenne de la cavité au nombre de solitons liés. L'augmentons de nombre de soliton implique une augmentation dans la puissance de crête et par conséquent une augmentation dans la puissance moyenne de la cavité.



(a)



(b)

Figure III.17 : La variation de la puissance crête maximale d'une impulsion soliton (a), et la puissance optique moyenne de la cavité (b) en fonction de nombre de solitons liés

IV. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié numériquement un laser à fibre à 2 μm par le blocage de mode actif sans et avec la présence de SPM et GDD. Dans le premier cas, nous avons trouvé qu'on peut générer des impulsions ultra courtes à 2 μm . Notant que l'indice et la fréquence de modulation ont un effet sur l'impulsion laser générée. Dans le deuxième cas, les impulsions de type soliton sont générées. Les paramètres de la cavité jouent un rôle très important dans la détermination et la stabilisation des solitons liés (bound soliton). Nous trouvons que lorsque le nombre d'impulsions dans les états liés est plus grand ; la

séparation entre les impulsions diminue. Dans nos simulations, nous avons ajusté le nombre de solitons « doubles, triples et quadruples », et nous avons observé que le soliton se développe d'une manière stable dans la cavité.

Conclusion générale

Conclusion générale

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé dans le cadre des recherches qui ont pour but d'étudier des sources lasers dopées au thulium qui s'étendent à $2\mu\text{m}$ pour avoir des impulsions de durée ultracourte de l'ordre de picoseconde et femtoseconde. Afin d'atteindre les objectifs ciblés, nous avons tenté de trouver des réponses à notre question de recherche sur les méthodes utilisées pour générer ce type d'impulsion.

Notre étude s'est articulée sur deux parties complémentaires, la partie théorique et l'autre s'occupe du côté numérique. De ce fait, dans le cadrage théorique, nous avons éclairé les notions théoriques concernant la définition de laser classique et une étude sur les effets linéaires et non linéaires des fibres optiques, suivi d'une étude approfondie sur les sources laser à fibre et leurs différentes architectures ainsi que les composants essentiels de ce dernier. Nous nous sommes ensuite intéressés par la spectroscopie de l'ion Tm^{3+} et la longueur d'onde émise autour de $2\mu\text{m}$. Notre but était de générer des impulsions ultra courtes à $2\mu\text{m}$ à partir des lasers à fibre dopée au thulium.

Nous avons réalisé la partie numérique dans l'intention de répondre à notre problématique. Cette partie comporte une explication de la méthodologie suivie qui se base sur l'exploitation des techniques de verrouillage de modes.

Dans cette partie nous avons présenté les résultats concernant la génération d'impulsions courtes pour le laser à fibre dopée au thulium fonctionnant en régime de verrouillage de modes actif sans et avec la présence de SPM et GDD. Nous avons donc pu tirer les résultats suivants :

- Le blocage de modes actif sans la présence de SPM et GDD, sert à moduler les pertes pour générer des impulsions courtes, et le blocage de modes actif sans la présence de SPM et GDD utilisant un modulateur de phase, et par l'exploitation des effets non linéaires (effet kerr) et de la dispersion permet de générer des impulsions ultra courtes de l'ordre picoseconde et des impulsions de type solitons.
- Le thulium est plus efficace pour un milieu à gain dans les lasers à fibre de future génération.

Les résultats numériques nous ont permis de confirmer qu'avec des méthodes de blocage de modes, les lasers à fibre à 2 μm peuvent être réalisés, et les impulsions très courtes et énergétiques peuvent être générées. Cependant, ce domaine du laser à fibre à blocage de modes à 2 μm présente encore de nombreux aspects qui nécessitent des efforts de recherche supplémentaires. Les défis révèlent principalement par la GVD anormale non désirée de la fibre dopée au thulium TDF et à la perte excessive. Pour résoudre ces problèmes, les fabricants de fibres doit reconcevoir le TDF afin d'optimiser la dispersion de la fibre et réduire la perte de transmission à 2 μm .

Références Bibliographiques

- [1] Boudia .Naima, « Etude d'un laser complètement fibré passivement Q-déclenché en mode locking »Mémoire de magister, Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, le 02/11/2011
- [2] Baptiste.LECONTE «Développement de sources laser à fibre dopée Nd³⁺ pour une émission autour de 900 nm et 450 nm », Thèse de doctorat, Normandie université, le 14 décembre 2016
- [3] Salam. Mahdi Azooz, « Development of Dual-Wavelength and Pulsed Fiber Lasers Based on thulium-doped fibers » Thèse de doctorat, universities de Malaya Kuala Lumpur, 2015
- [4] Catherine .Schwob. Lucile Julien, « Le laser : principe de fonctionnement », Reflets de la Physique, n° 21,p.12-14.
- [5] Graini.Leila ,«Communications Optiques », cours ,Université 8 mai 1945 –Guelma 2020/2021.
- [6] Jean-Louis .Verneuil, « Simulation de systèmes de télécommunications par fibre optique à 40 Gbits/s », thèse de doctorat, Université de Limoges, Le vendredi 21 novembre 2003.
- [7] Oussama. Mhibik, « Développement des sources lasers solides continues, visibles et stabilisées en fréquence : une alternative aux lasers à colorants », Thèse de doctorat , Université Paris 11 - ORSAY, le 05 Décembre 2011.
- [8] Sébastien .Forget, Isabelle. Robert-Philip, Philippe .Balcou, « Les différents lasers : un tour d'horizon », Reflets de la Physique, n° 21, p.22.
- [9]<http://buthod-adrien.e-monsite.com/pages/partie-1/le-principe-de-fonctionnement-du-laser/#:~:text=Laser%20%C3%A0%20fibre,via%20des%20diodes%20de%20pompage>.
- [10] Jérôme. LAURENT, « communication optique à très haute débit », Examen probatoire Paris, le 3 décembre 2004.
- [11]DRIF. Meriem, Benabdelouahed. Bouchra, « Contribution à la compensation de la dispersion chromatique en utilisant des fibres compensatrices et des fibres de Bragg », Mémoire de Master, Université Aboubakr Belkaïd– Tlemcen –, le 03 / 07 / 2019.
- [12] Carlos Eduardo Perez Valenzuela, « Formats de Modulation Pour Les Télécommunications Optiques», Thèse de doctorat, l'école National Supérieure Des Telecommunications De Bretagne, le 13 Mars 2006.

- [13] Bendrihem .Abdelazziz, « Etude des phénomènes liés à la propagation dans les fibres optiques», Mémoire de magister, Université de Batna.
- [14] Djafari. Abdellah, «Etude de la Propagation d'impulsions ultracourte dans les fibres optique non linéaire et dispersive », Mémoire de Magister, Université Aboubakr Belkaïd–Tlemcen-, Le 19 mai 2011.
- [15] Thibaut .Sylvestre, « Amplification et conversion paramétriques, décalages et Suppression de fréquence par processus kerr et Raman dans les fibres optiques », Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 17 May 2004.
- [16] Mostafa. Sabra, « Développement de lasers à fibres thulium bi-fréquences à impulsions synchrones pour la réalisation de sources Téra hertz »,Thèse de Doctorat, l'Université de Limoges, Le 12 décembre 2019.
- [17]<https://www.aerodiode.com/fr/les-bases-des-laser-fibres/?v=fa3c7f2b5dae#:~:text=Comme%20tout%20type%20de%20laser,le%20principe%20d'%C3%A9mission%20stimul%C3%A9e.&text=Les%20fibres%20actives%20sont%20dop%C3%A9es,de%20pompe%20en%20puissance%20laser>
- [18] Boumediene. Ouis Chouaib, Abdelmoula. Ahmed, « Méthodes de caractérisation des impulsions ultra-brèves », Thèse de Master, Université Aboubakr Belkaïd– Tlemcen-, le 23 Mai 2016.
- [19] Souad. Chouli, « Structures optiques dissipatives en cavité laser à fibre», Thèse de Doctorat, Université De Bourgogne, Le 8 Juillet 2011.
- [20] William .Renard, « Étude et réalisation de sources lasers fibrées impulsionnelles de forte puissance autour de 2 μm », Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique X, Le 16 novembre 2012.
- [21] Erik. Lucas, « Développement d'une source laser à fibre dopée thulium pour la génération d'impulsions cohérentes, linéairement polarisée et de forte puissance à 2050nm », Thèse de Doctorat, Telecom Paris Tech, le 2 décembre 2014.
- [22] Guillaume. Androz, « Etude d'un laser à fibre de ZBLAN dopée au thulium émettant dans le proche infrarouge », Thèse de Doctorat, l'Université Laval, 2010.
- [23] Saidi.Souhila, « Nouveaux verres oxyureses à base d'oxyde d'antimoine »,Mémoire de Magister , Université Mohamed Khider – Biskra,2007.
- [24] Romain .Dauliat, Dmitry .Gaponov, Raphaël .Jamier, Stephan. Grimm, Kay .Schuster, Philippe .Roy, « Laser efficace à fibre dopée thulium synthétisée par frittage et vitrification de poudre dopées », Lyon, France, 4 Janvier 2016
- [25] <https://focenter.com/fr/fibres-dop%C3%A9es-au-thulium/>

[26] www.ulp.ethz.ch

[27] Bennia .Sarah, Haddad. Abdelkader, « Etude et simulation de l'interféromètre mach-Zehnder en vue d'une application comme biocapteur », Mémoire de Master, Université SAAD DAHLAB de BLIDA, 2016-2017.

[28] Houda Brahimi, «Etude en bruit de systèmes optiques hyperfréquences Modélisation, caractérisation et application à la métrologie en bruit de phase et à la génération de fréquence», Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III, le 13 octobre 2010.

[29] Jun-hao Cai . He Chen. Sheng-Ping Chen ,Jing Hou , «State distributions in two-dimensional parameter spaces of a nonlinear optical loop mirror-based, mode-locked, all-normal dispersion fiber laser» Optics Express, Vol. 25, p.4417-4419, 20 Février 2017.

[30] Yicheng. Wang, «Passive mode-locking of 2- μ m solid-state lasers: towards sub-10 optical cycle pulse generation »,These de Doctorat, University Berlin eingereichte Dissertation, Le 6 November 2017.

[31] M.said Ternich, « couplage de deux guide d'ondes parallèles dans le régime des soliton de quelques cycle optique », Thèse de Doctorat, Université de sciences et de Technologie Houari Boumediene ,15/12/2018.

[32] Nhan Duc. Nguyen , Le Nguyen. Binh «Generation of high order multi-bound solitons and propagation in optical fibers», Optics Communications, p.2399-2402, 27 February 2009

Liste des abréviations

Acronymes	Significations
TDF	Thulium-Doped Fibre
FP	Fabry-Pérot
ON	Ouverture Numérique
SPM	Self-Phase Modulation
XPM	Cross-Phase Modulation
FWM	Four-Wave Mixing
SRS	Stimulated Raman Scattering
SBS	Stimulated Brillouin Scattering
ISL	l'intervalle spectral libre
EOM	les modulateurs électro-optiques
FWHM	La largeur de bande de longueur d'onde
AS	l'absorbant saturable
RNLP	la Rotation Non-Linéaire de la Polarisation
SESATs	Semiconductor Saturable Absorber in Transmission
SESAMs	Semi-conducteur Saturable Absorber Mirror
SAINTs	Saturable Absorber Incorporating carbon NanoTubes
wgn	white gaussian noise
SMF	Single mode fiber