

Rapport de Stage

Felicia IACOB
14 juin 2024

Contribution à l'étude des lasers à fibre

Master PSI

Université d'Angers - UFR Sciences // Université de Bucarest - Faculté de Physique
Stage effectué au Laboratoire LPhiA

Tuteur de stage : François SANCHEZ

08 avril 2024 - 07 juin 2024

Table des Matières

Engagement non-plagiat	i
Remerciements	ii
Résumé	iii
Abstract	iii
Liste des abbreviations	v
1 Introduction	1
2 Cadre théorique	2
2.1 La propagation des impulsions dans les fibres optiques	2
2.2 Le verrouillage de mode	4
2.3 Les solitons	5
3 Partie principale	8
3.1 Le but du stage	8
3.2 Les sources d'information	8
3.3 Les dispositifs expérimentaux et les résultats	8
3.3.1 Le filtre optique	8
3.3.2 Dispositif 1	9
3.3.3 Dispositif 2	11
3.4 Analyse critique des résultats	14
4 Conclusion	16
4.1 Conclusion personnelle	16



ENGAGEMENT DE NON PLAGIAT

Je, soussignée Andra-Felicia-Gabriela Iacob, déclare être pleinement consciente que le plagiat de documents ou d'une partie d'un document publiés sur toutes formes de support, y compris l'internet, constitue une violation des droits d'auteur ainsi qu'une fraude caractérisée. En conséquence, je m'engage à citer toutes les sources que j'ai utilisées pour écrire ce rapport ou mémoire.

Signature :

Remerciements

Durant ce stage, quelques personnes m'ont permis premièrement de travailler avec eux, dans un environnement très chaleureux et productif au même temps, et après, de comprendre certains aspects d'un sujet complètement nouveau pour moi et de me faire, aussi, l'aimer.

Je remercie en premier lieu Monsieur François Sanchez, qui m'a accueilli dans son équipe après le début de la période de stage. Je le remercie aussi pour sa patience, pour m'avoir expliqué, et même parfois ré-expliqué certains points du sujet, pour la bonne entente, l'ouverture et la confiance qu'il a eu en moi. Sa passion pour le sujet qu'on étudie est contagieuse et m'a motivé à chercher des spectres "jolis" et d'être contente de tout ce que j'ai observé.

Je remercie aussi Monsieur Stéphane Chaussedent, directeur du Laboratoire LPhiA et responsable du Master 1, qui a été ouvert à l'écoute et m'a aidé à trouver un nouveau stage et pour m'avoir accueilli à son laboratoire.

Je remercie Monsieur Florent Bessin et Mademoiselle Oumaima Ougrige, qui m'ont accueilli chaleureusement et qui ont fait de ce stage pas seulement une expérience de travail, pendant laquelle j'ai beaucoup appris, mais aussi un bon souvenir. Je leur remercie aussi pour leur disponibilité, leur enthousiasme et leur patience.

Je remercie Messieurs Adrian Petriș et Dumitru Mihalache, à Bucarest, pour donner un peu de leur temps pour discuter avec moi, me faire des recommandations bibliographiques pour mon sujet et me donner des conseils précieux, que j'ai essayé et je vais continuer d'essayer à valoriser.

Je remercie le laboratoire LPhiA dans son ensemble pour m'avoir accueilli en son sein.

Je remercie finalement, Maxime Martin, mon copain, Logan Garans, mon ami, et, enfin et surtout, ma famille, pour me soutenir moralement et pour m'avoir conseillée de parler à Monsieur Chaussedent et de chercher un stage où me sentir bien et pouvoir travailler en paix.

Résumé

Récemment, il a été démontré que l'incorporation d'un filtre spectral dans une cavité laser verrouillée en mode peut produire un élargissement du spectre de type *noise-like* [1]. On a essayé de vérifier cette hypothèse sur deux montages distincts et, ensuite, on a rajouté 1km de *single-mode fiber* (SMF), pour tester les modifications qu'elle amène. On a réussi à reproduire un spectre de type *noise-like* large, où le rôle du *Stimulated Raman Scattering* (SRS) a été mis en évidence, par la présence de deux maxima situés à une distance approximative de 110nm l'un par rapport à l'autre. Cette distance correspond au décalage Raman [1]. On a obtenu un deuxième signal de type *noise-like*, mais qui ne dépasse pas la largeur et la platitude du premier, en utilisant un second dispositif expérimental. En rajoutant le SMF, on a obtenu une dynamique complètement différente, notamment un spectre de *dissipative soliton resonance* (DSR) [2]. Ce mode de fonctionnement est spécifique aux cavités longues et nous a permis, en dehors du test de ses caractéristiques, d'observer de nouveaux phénomènes.

Abstract

Recently, it has been demonstrated that incorporating a spectral filter in a mode-locked laser cavity can produce a *noise-like* spectrum broadening [1]. We tried to verify this hypothesis on two distinct setups, and then we added 1km of single-mode optical fiber to test the changes it brings. We managed to reproduce a wide noise-like spectrum, where the engagement of *Stimulated Raman Scattering* (SRS) was evidenced by the presence of two maxima, located approximately 110nm apart from each other. This distance corresponds to the characteristic self-frequency shift triggered by SRS [1]. We obtained a second noise-like signal, but it does not surpass the width and flatness of the first one, using experimental setup 2. By adding the SMF, we obtained a completely different dynamic than before, notably a *dissipative soliton resonance* (DSR) spectrum [2]. This operating mode is specific to long cavities and allowed us, besides testing its characteristics, to observe new phenomena.

Table des figures

1	Les phénomènes qui influencent la propagation d'une impulsion dans une fibre optique.	2
2	L'effet de la dispersion de la vitesse de groupe (GVD) : (a) l'impulsion initiale, (b) et (c) l'impulsion après la propagation dans la fibre (repris de [3]).	3
3	L'effet de l'auto-modulation de phase (SPM) (repris de [3]).	4
4	Le mode de fonctionnement de la rotation non-linéaire de la polarisation (RNLP). . .	5
5	Différentes structures solitoniques et leurs spectres (repris de [4]).	6
6	Le fonctionnement du filtre réglable.	9
7	Le dispositif expérimental 1.	10
8	Le mode d'opération du dispositif 1. (a) Le spectre <i>noise-like</i> et (b) la trace temporelle du <i>noise-like</i>	11
9	Le dispositif expérimental 2.	12
10	Le mode d'opération du dispositif 2, avant l'incorporation du SMF de 1km. (a) Le spectre <i>noise-like</i> et (b) la trace temporelle du <i>noise-like</i>	13
11	Le mode d'opération du dispositif 2. (a) Le spectre du DSR et (b) la trace temporelle du DSR.	13
12	L'évolution de la durée de l'impulsion en fonction de la puissance de pompage. . . .	14

Liste des abréviations

CW = continuous wave

DFA = doped fiber amplifier

DSR = dissipative soliton resonance

GVD = group velocity dispersion

OSA = optical spectrum analyzer

PC = polarization controller

RFSA = radio-frequency spectral analyzer

RNLP = rotation non-linéaire de la polarisation

SRS = stimulated Raman scattering

SMF = single-mode fiber

SPM = self-phase modulation

XPM = cross-phase modulation

1 Introduction

La génération d'impulsions de plus en plus courtes et énergétiques présente, à l'heure actuelle, un fort intérêt dans le domaine des lasers. Elles sont capables d'atteindre des puissances très fortes et peuvent avoir des applications dans beaucoup de domaines, aussi bien en médecine qu'en constructions ou bien en science des matériaux [5]. Les lasers à fibre sont une des importantes sources d'impulsions ultra-courtes, avec les lasers solides, mais ayant certains avantages. Pour obtenir des impulsions au niveau femtoseconde, on utilise des fibres dopées avec des ions de terres rares, tel que l'Erbium et l'Ytterbium. Ainsi, les lasers de ce type permettent d'obtenir une large bande d'amplification, mais aussi un contrôle plus facile de la dispersion, aux longueurs d'onde supérieures à $1.3\mu m$ [6]. De plus, ces lasers sont plus compacts et significativement moins chers que les lasers solides.

Le développement et l'étude des lasers fibrés a permis d'ouvrir les portes d'un nouveau domaine : l'optique non-linéaire dans les fibres optiques, qui est encore en pleine expansion [7]. Les lasers à fibre ont de nombreuses applications dans les sciences. Une d'elles se réfère aux télécommunications, un problème d'intérêt universel. Dans un futur proche, l'infrastructure actuelle des systèmes de communication par fibre optique ne sera plus en mesure de répondre à la demande croissante de débit, en raison de la forte limitation des taux de transmission des données, à cause de la non-linéarité des fibres. Le phénomène de dispersion constitue aussi un obstacle pour des débits élevés et des systèmes de communication optique sur de longues distances. Une solution efficace à ce problème est l'utilisation des impulsions solitoniques, qui maintiennent leur forme sur de grandes distances [8].

De plus, grâce aux ressemblances avec d'autres domaines de la physique, notamment la mécanique, la thermodynamique ou l'hydrodynamique, l'étude du comportement des impulsions dans les lasers fibrés offre une bonne plateforme de test pour différents phénomènes qui apparaissent dans la nature. Quelques exemples de solitons dissipatifs (détaillés dans le chapitre 2.3) qu'on peut retrouver autour de nous sont les impulsions nerveuses, les condensats Bose-Einstein dans les atomes froids ou les vagues scélérates [9]. Malgré le progrès scientifique et industriel, la vaste plage de phénomènes qui ont été découverts a amené encore plus de questions auxquelles on n'a pas encore de réponses. Pourtant, le travail avec ces lasers a comme avantage principal la facilité avec laquelle on peut varier une multitude de paramètres qui interviennent dans la génération et le contrôle des impulsions, sans avoir besoin d'instruments trop coûteux.

2 Cadre théorique

2.1 La propagation des impulsions dans les fibres optiques

Il y a plusieurs facteurs qui doivent être pris en compte pour générer des impulsions ultra-courtes, notamment les phénomènes qui influencent la propagation des impulsions dans la fibre : l'absorption, la dispersion (surtout GVD) et les effets non-linéaires (figure 1). De ces dernières, on s'intéresse aux phénomènes de SPM, de XPM, qui sont des effets dus à la variation non-linéaire de l'indice de réfraction du milieu, et de la diffusion Raman stimulée (SRS) [10].

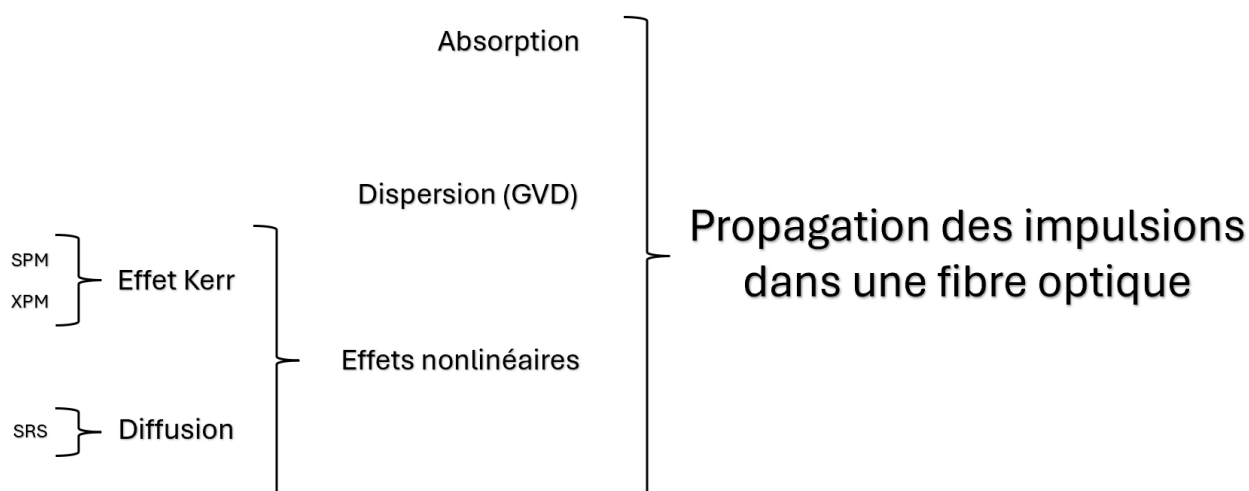


FIGURE 1 – Les phénomènes qui influencent la propagation d'une impulsion dans une fibre optique.

L'absorption est un paramètre de la fibre, qui se réfère à la différence de puissance entre l'onde initiale et l'onde finale. Automatiquement, elle donne des informations sur la transmittance de la fibre [5]. En ce qui concerne la GVD, les impulsions ultra-courtes sont très sensibles à ce phénomène, à cause de leur larges profils spectraux [11]. Il est provoqué du fait que l'indice de réfraction varie non-linéairement avec la fréquence, ayant comme conséquence la propagation de chaque composante fréquentielle d'une impulsion avec une vitesse différente. Même si le phénomène de GVD n'affecte pas le profil du spectre, ce phénomène génère un élargissement temporel de l'impulsion (figure 2), à cause de la dérive en fréquence, et devient un gros problème pour le maintien de l'impulsion sur des longues distances [7]. La dérive en fréquence représente une modification de la fréquence de l'enveloppe temporelle de l'impulsion. Dans le cas d'une dérive en fréquence positive, on parle d'un *chirp* positif et, dans le cas contraire, d'un *chirp* négatif. L'évolution du *chirp* dépend du signe de la dispersion du gain. Par conséquent, une impulsion initialement non-*chirpée* va subir un *chirp* positif pendant sa propagation dans un milieu de dispersion normale, mais va être négativement-*chirpée* dans le cas d'un milieu avec une dispersion anormale [11].

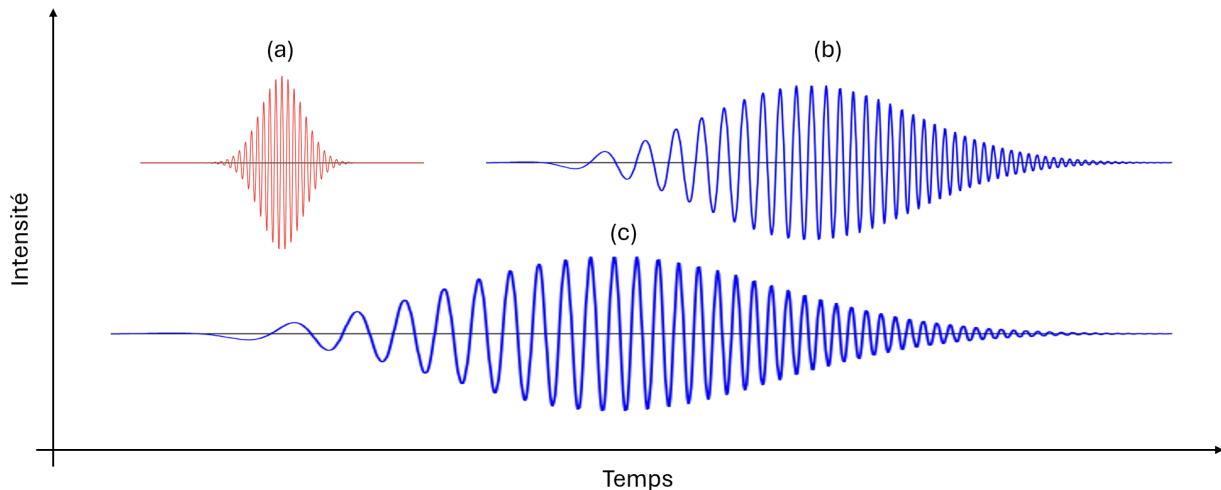
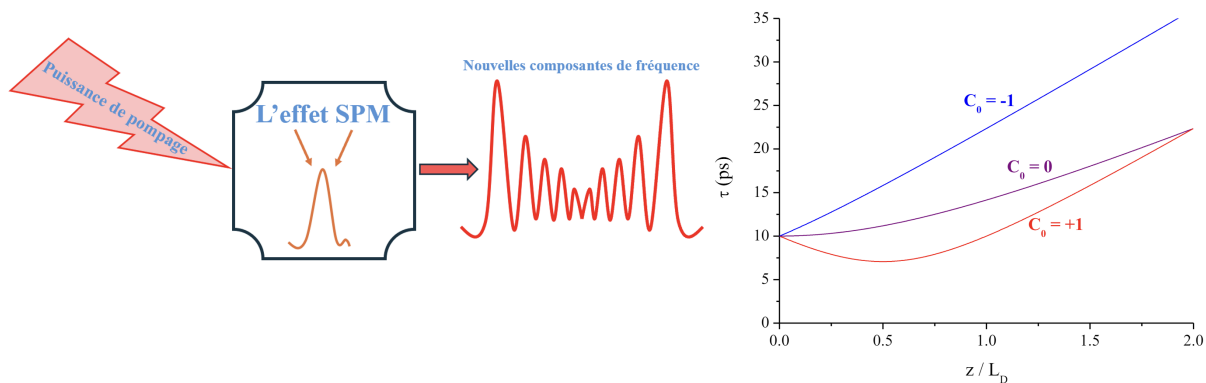


FIGURE 2 – L'effet de la dispersion de la vitesse de groupe (GVD) : (a) l'impulsion initiale, (b) et (c) l'impulsion après la propagation dans la fibre (repris de [3]).

La SPM est une conséquence de l'effet Kerr optique et se réfère à la modification non-linéaire de l'indice de réfraction du milieu pendant la propagation d'un signal optique modulé en phase [12]. En d'autres mots, la SPM représente la modulation non-linéaire de l'impulsion, produite par sa propre intensité. Contrairement à la GVD, la SPM modifie le spectre optique, fait illustré dans la figure 3a. Ainsi, même si on a une impulsion initialement *non-chirpée* ou positivement-*chirpée*, elle va subir directement un élargissement temporel, pendant qu'une impulsion à *chirp* négatif va être initialement comprimée temporellement, jusqu'à une valeur minimale, et après, elle va s'élargir à nouveau. Dans le cas particulier d'une impulsion *chirpée* à cause de la SPM, celle-ci peut être contrabalançée par la GVD, générant une impulsion qui se propage sans modifications spectrales et temporelles au cours de la propagation, c'est le soliton [5]. Ce comportement est reflété par le graphique dans la figure (3b). Similairement, le XPM se traduit par le décalage non-linéaire de phase d'une impulsion, décalage induit par une autre impulsion, de longueur d'onde et état de polarisation qui peuvent être différents de ceux de la première impulsion, pendant leur propagation simultanée. Cet effet est responsable de l'élargissement asymétrique de l'impulsion [7].



(a) Illustration de l'automodulation de phase.

(b) L'évolution de la durée de l'impulsion.

FIGURE 3 – L'effet de l'auto-modulation de phase (SPM) (repris de [3]).

La diffusion Raman stimulée (SRS) peut constituer une source de gain dans le laser, reliée à l'interaction entre l'onde optique et des phonons optiques de hautes fréquences. Ce type de diffusion produit des décalages en fréquence dans les deux sens. La SRS se produit quand la différence de fréquence entre deux ondes correspond à une certaine valeur, liée à la fréquence d'oscillation des molécules du milieu. Cette valeur est connue sous le nom de Stokes ou, sinon, anti-Stokes, et les décalages qu'elles induisent s'appellent des décalages Raman (*self-frequency shifts*) [10].

2.2 Le verrouillage de mode

Dans une cavité laser, l'intervalle de séparation des modes de propagation longitudinaux est lié à la fréquence fondamentale, qui a, généralement, des valeurs de l'ordre de quelques MHz , et est imposée par la longueur de la cavité. Alors, l'absence de relation de phase entre eux ne permet pas d'avoir des interférences constructives entre les modes, pour générer des impulsions ultra-courtes, et conduit à un fonctionnement continu, appelé *continuous wave* (CW) [6].

Pour générer des impulsions, il est nécessaire de verrouiller les modes. Il existe de nombreuses techniques de blocage des modes, soit des techniques de blocage actif, soit passif. D'un côté, on a le verrouillage actif de phase, qui implique l'utilisation d'un modulateur de phase ou d'amplitude dont la fréquence de modulation correspond à la fréquence de la cavité. D'autre part, on a le verrouillage passif de phase, qui ne nécessite pas de dispositifs externes, raison pour laquelle il peut être également appelé auto-verrouillage des modes. Il est automatiquement synchronisé à la fréquence du laser [11].

Il y a de nombreuses techniques de verrouillage passif de phase, toutes basées sur la création de pertes importantes pour le régime continu, grâce à l'utilisation d'un absorbant saturable. Le principe de fonctionnement d'un absorbant saturable est une porte optique non-linéaire, qui manifeste une forte absorption pour les faibles intensités et qui ne laisse passer que les fortes intensités. Afin de générer une intensité suffisamment grande pour passer par la porte non-linéaire, il est nécessaire que certains des modes longitudinaux interfèrent constructivement, donc qu'ils aient une relation de

phase bien déterminée entre eux [6]. Par conséquent, les modes de propagations sont obligés à se mettre en phase les uns par rapport aux autres. Les absorbants saturables sont, aussi, de deux types : naturels et artificiels. Ceux naturels peuvent être fabriqués avec divers matériaux (par exemple des semiconducteurs, des isolants dopés etc.). Ceux artificiels se basent sur l'exploitation des effets non-linéaires présents à l'intérieur du laser [13].

Une des techniques les plus utilisées est la rotation non-linéaire de la polarisation (RNLP) qui utilise l'effet Kerr optique pour former un absorbant saturable artificiel rapide. Elle est implémentée avec des fibres monomodes standard (SMF), accompagnées de contrôleurs de polarisation (PCs) qui préparent une polarisation elliptique. L'orientation de l'axe principal de l'ellipse de polarisation tourne pendant la propagation dans la fibre, en raison de l'effet Kerr non-linéaire, pendant que l'ellipticité se conserve (illustré dans la figure 4). Un polariseur est utilisé pour filtrer l'état de polarisation et, par conséquent, la transmittance, en fonction de l'intensité de l'impulsion, formant ainsi un absorbant saturable artificiel [13]. Un autre plus pour la RNLP est le fait qu'elle s'auto-entretient, grâce au gain élevé par rapport à celui en régime continu, et il est encore favorisé par le fonctionnement unidirectionnel du laser en anneau [6].

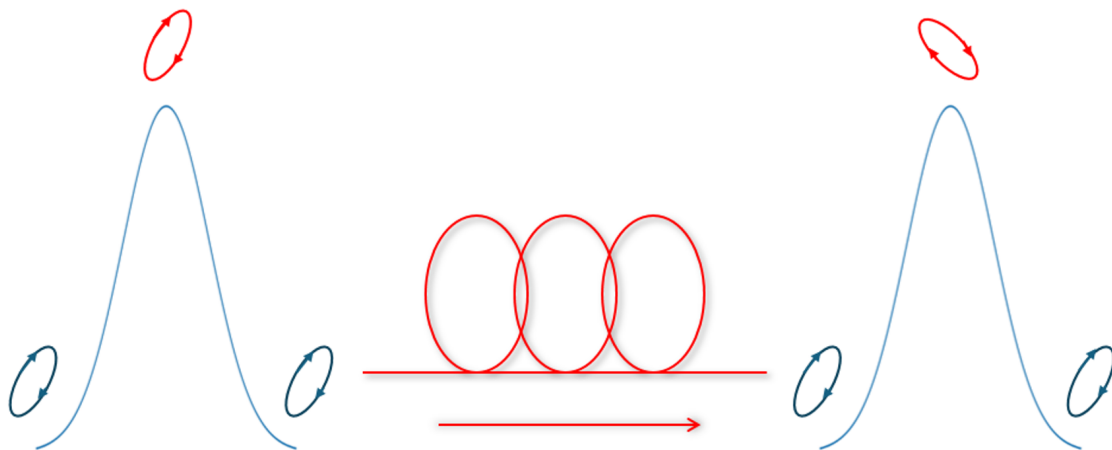


FIGURE 4 – Le mode de fonctionnement de la rotation non-linéaire de la polarisation (RNLP).

2.3 Les solitons

Les lasers à fibre à verrouillage de modes par RNLP ont permis l'exploration de nombreuses distributions d'impulsions, par la simple rotation des PCs. Dans les études des impulsions verrouillées en phase avec une énergie de plus en plus grande, de nombreuses dynamiques ont été observées. Toutes ont pour élément fondamental le soliton, une entité qui résiste grâce à un équilibre entre l'étalement de la lumière et sa focalisation non-linéaire, qui se propage sans modification de son profil temporel et spectral (figure 5a) [14]. Cette structure très intéressante et largement étudiée dans plusieurs domaines de la physique, tels que la physique des fluides, la physique du plasma, la mécanique quantique, la biologie ou l'optique apparaît quand la dispersion et l'effet Kerr optique se contrebalancent réciproquement.

La propriété du soliton est le fait qu'il ne change pas pendant sa propagation, pouvant être illustré

par une vague qui se propage sans déformation [7]. Dans les milieux non-conservatifs, comme c'est le cas des lasers à fibre, à part la dispersion et la non-linéarité, l'impulsion est affectée aussi par le gain et les pertes induites par l'effet de l'absorbant saturable ou d'autre composants du laser. Quand on les prend en compte, on parle d'un cas particulier de soliton, le soliton dissipatif (figure 5b) [15]. Il a été démontré que les solitons dissipatifs confèrent un cadre parfait pour la génération de nombreux phénomènes dans les lasers fibrés à modes bloqués, soit qu'on parle des états liés de solitons ou des modèles analogues aux états de la matière [2].

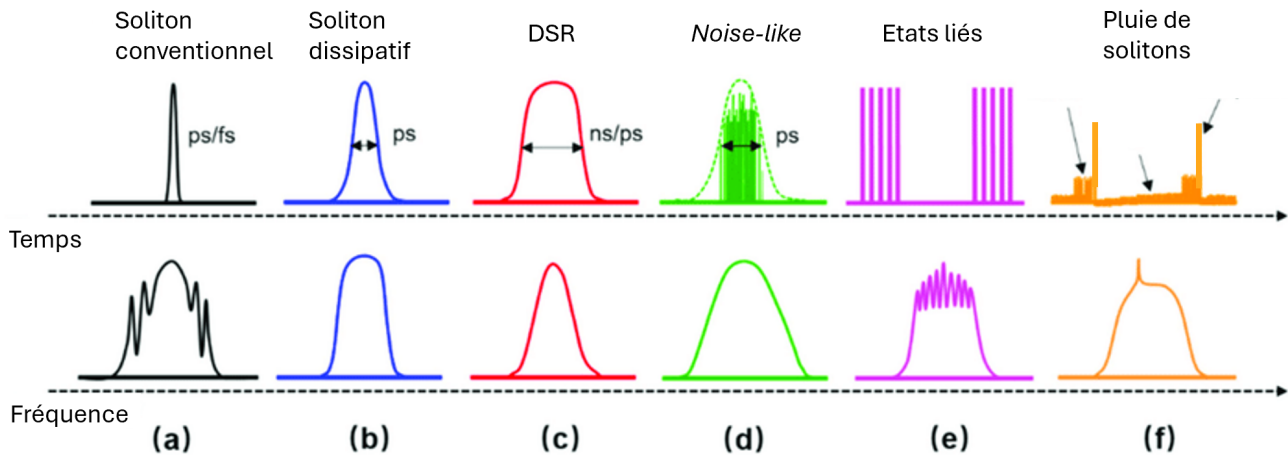


FIGURE 5 – Différentes structures solitoniques et leurs spectres (repris de [4]).

Une première façon d'auto-organisation des solitons, spécifique aux lasers à verrouillage passif de modes est le *noise-like* (figure 5d). Il est assez facile à trouver en pratique. Le *noise-like* est un paquet d'impulsions, avec une enveloppe temporellement stable, mais rempli avec des impulsions d'amplitudes, durées et mouvements aléatoires, qui apparaissent et disparaissent de manière stochastique. Comme la comparaison des structures solitoniques avec les états d'agrégation de la matière est largement utilisée, le *noise-like* serait le correspondant d'un liquide de solitons [16]. Un avantage important de ce type de structure solitonique, qui est largement exploité et qui est attribué aussi au DSR (*dissipative soliton resonance*), est leur grande stabilité, accompagnée par la capacité d'atteindre des énergies hautes. Il a été démontré par plusieurs recherches que la formation du *noise-like* peut être liée au filtrage spectral, idée qui nous a motivé pour étudier l'effet produit par un filtre optique réglable sur le régime *noise-like* [17]. Le DSR (figure 5c) est une configuration exploitée pour son grand potentiel d'augmenter l'énergie de l'impulsion, favorisée par les cavités laser longues. Il a été mis en place dans de nombreuses configurations. L'impulsion prend une forme temporelle rectangulaire, d'amplitude constante, qui s'améliore en énergie et durée avec la croissance de la puissance de pompage [2].

Un autre état qui peut être pris par les solitons est celui de *gaz de soliton*, caractérisé par le remplissage complet de la cavité, mais avec des impulsions qui bougent sans aucune liaison les unes aux autres. De manière analogue, la formation des paquets constitués de solitons identiques, séparés par des déphasages égaux, est connue comme un cristal solitonique. Un spectre pour ce genre de

structure a un aspect fortement modulé, les modulations étant associées aux états liés des solitons (figure 5e) [6]. Il y a aussi des régimes intermédiaires, comme la pluie de solitons (figure 5f), qui sont définis par la coexistence et interaction des composantes continues et des impulsions solitoniques les unes avec les autres [18]. Néanmoins, la totalité des répartitions possible des solitons est extrêmement large et peut varier d'une configuration à l'autre mais, sûrement, il y a encore beaucoup qui reste à être découvert.

3 Partie principale

3.1 Le but du stage

L'objectif central de ce stage a été d'étudier les lasers à fibre et leur dynamique de fonctionnement multi-impulsionnel, en essayant de trouver les conditions nécessaires pour atteindre l'élargissement du spectre optique *noise-like*. Bien sûr, d'autres objectifs, périphériques, ont été l'approfondissement des connaissances d'optique non-linéaire ou le développement de la capacité de travail en autonomie.

3.2 Les sources d'information

La documentation consultée pour ce stage a consisté en thèses de doctorat ([6], [5]) sur des sujets similaires à ceux étudiés, pour avoir une description plus détaillée de la thématique abordée dans le cadre du groupe de recherche : les solitons dans les lasers à fibre à verrouillage passif des modes. Pour avoir une vision sur les aspects théoriques des effets non-linéaires qui apparaissent dans les lasers à fibre, notamment la dynamique de polarisation ou la transmission non-linéaire, on a étudié aussi les références [13] et [19]. La référence [7] a été également incluse dans la bibliographie, étant un livre de référence pour l'optique non-linéaire dans les lasers à fibre. En complément, j'ai lu des articles dans les bases de données scientifiques, tel que Web of Science ou Google Scholar, en utilisant des mots clés comme « passive mode-locking fibre laser », « broadband noise-like pulses » ou « spectral filtering ».

3.3 Les dispositifs expérimentaux et les résultats

3.3.1 Le filtre optique

Les deux montages expérimentaux qui suivent ont en commun un élément sur lequel se fonde notre recherche : le filtre super-gaussien réglable (longueur d'onde centrale et largeur de bande). Il a été introduit, grâce à sa fonctionnalité en ce qui concerne l'ajustement du spectre optique. Par exemple, dans les lasers dopés Ytterbium, verrouillés en mode par RNLP, il a été démontré que l'utilisation d'un filtre a le rôle de convertir le *chirp* en auto-modulation d'amplitude, facilitant la formation des solitons dissipatifs [20]. De plus, diverses formes du filtre peuvent produire des effets complètement différents, tel que la rupture des impulsions ou, au contraire, favoriser le *noise-like* [17].

Le schéma du filtre qu'on a utilisé est illustré sur la figure 6. C'est un filtre super-gaussien réglable, avec une largeur de bande $\delta\lambda$, qui peut prendre des valeurs allant de $1nm$ jusqu'à $18nm$, et une longueur d'onde centrale pouvant être ajustée sur une plage de $\Delta\lambda$ de $50nm$, entre $1520nm$ et $1570nm$. Par la variation des bords de transmission supérieur et inférieur du filtre, on peut donc varier la largeur de bande, ainsi que la longueur d'onde centrale.

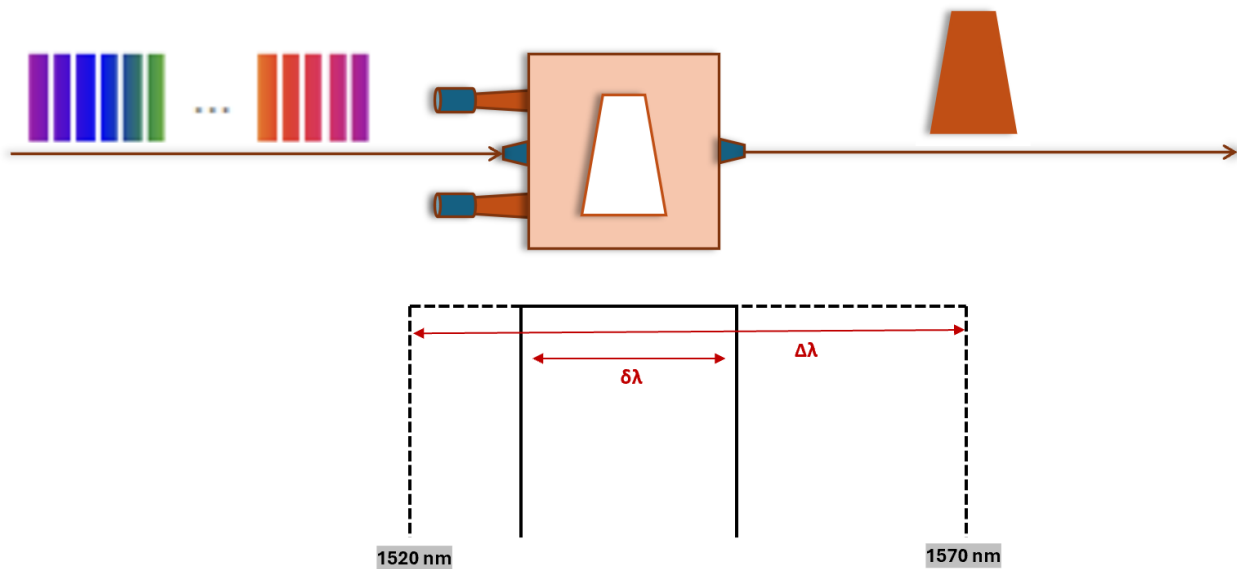


FIGURE 6 – Le fonctionnement du filtre réglable.

D'autres dynamiques ont été obtenues avec l'aide d'un filtre optique dans la cavité, telles que la transition d'un état à un autre. Par exemple, Gupta et al. [21] ont observé des ondes scélérates à la transition entre un régime mono-impulsionnel stable et un multi-impulsionnel. En réduisant la largeur du filtre, d'autres événements, comme des explosions de solitons ou des solitons dissipatifs individuels sont survenus. Similairement, la transition d'un cristal de solitons vers un fluide de solitons a été mise en pratique en incorporant des filtres spectraux [14]. Dans une recherche [1], il a été montré que le positionnement de la longueur d'onde centrale du filtre dans la région des courtes longueurs d'onde du gain oblige le laser à déclencher le SRS et le décalage Raman, effets responsables pour l'élargissement spectrale.

3.3.2 Dispositif 1

Le dispositif 1 (illustré dans la figure 7) représente une cavité en anneau, composée d'un amplificateur à fibre dopée à l'erbium (EDFA) comme milieu à gain. Un isolateur indépendant de l'état de polarisation a été utilisé pour assurer un fonctionnement unidirectionnel et annuler les réflexions parasites. Pour atteindre le verrouillage de mode, deux contrôleurs de polarisation (PC1, PC2) ont été incorporés. Un polariseur a été placé entre PC1 et PC2 pour assurer le mécanisme de RNLP. De plus, un filtre super-gaussien réglable (décrit dans la section 3.3.1) a été introduit dans la cavité, dans le but de favoriser l'émission *noise-like*. La sortie du laser est fournie par un coupleur fibré 90/10, qui envoie 10% de l'énergie vers la sortie. La longueur totale de la cavité est d'environ 37m, correspondant à une fréquence fondamentale de 5,6MHz et a une période de 179ns. Pour visualiser les résultats expérimentaux, on utilise un oscilloscope rapide (bande passante de 13GHz, Agilent, Infinium DS08134B), un analyseur de spectre radio-fréquence (Rhode et Schwarz) et un analyseur de

spectre optique (OSA : *optical spectrum analyser*). Les paquets de solitons ont été détectés grâce à un oscilloscope rapide (bande passante de 13GHz , 40Gsp Agilent) et une photodiode rapide.

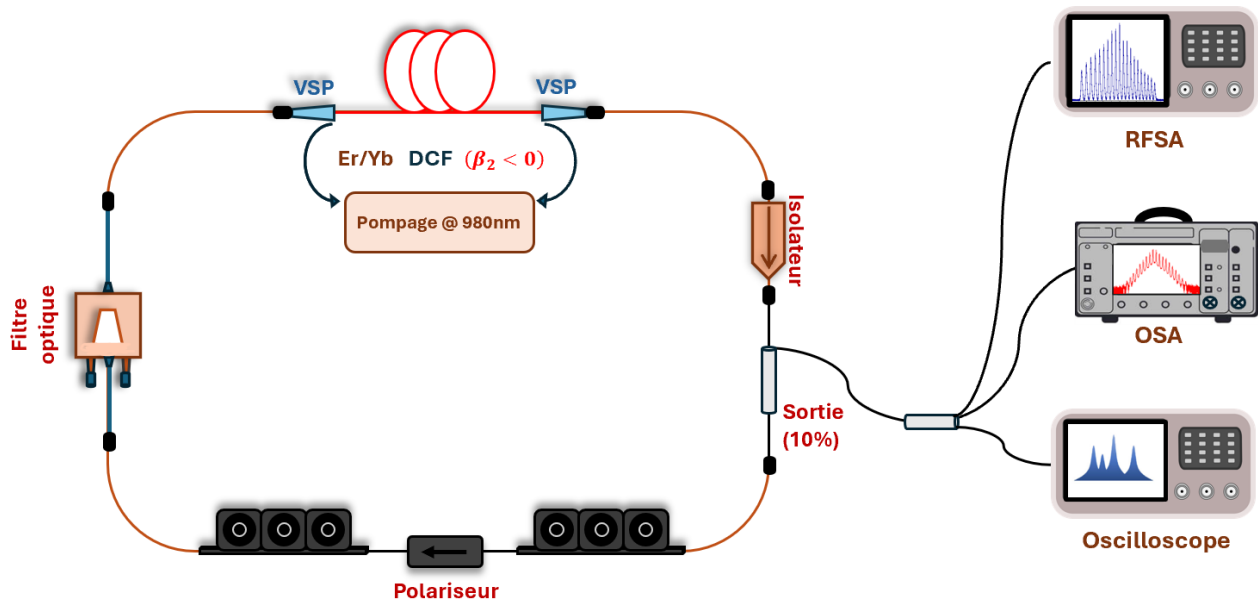


FIGURE 7 – Le dispositif expérimental 1.

On a commencé les manipulations en fixant la puissance de l'amplificateur à une valeur suffisamment grande pour atteindre un régime laser continu (CW : *continuous wave*) et en tenant le filtre optique complètement ouvert ($\delta\lambda = 18\text{nm}$), avec les limites aux valeurs de 1528nm et 1546nm respectivement. Ensuite, on a ajusté les PCs de manière à trouver un spectre *noise-like*. En modifiant légèrement la puissance de pompage, les positions des limites du filtre et les inclinaisons des PCs, on a essayé d'élargir et d'aplatir le spectre à priori obtenu. En ce qui concerne l'intervalle déterminé par le filtre, on s'est concentré sur les courtes longueurs d'onde, car il a été démontré que le centrage du filtre optique dans le voisinage du maximum de gain favorise l'excitation de radiations aux grandes longueurs d'onde. Tout cela est dû à la diffusion et au déplacement Raman, phénomènes qui favorisent l'élargissement du spectre dans des régions autrement difficilement accessibles [1].

On a réussi à obtenir le spectre *noise-like* large, visible sur la figure 8. Similairement aux résultats obtenus précédemment ([1]), deux maxima peuvent être observés, à une distance d'environ 110nm (figure 8a). Cette distance correspond au décalage Raman autour de 1550nm et confirme le rôle du filtre optique dans l'activation du SRS et dans l'élargissement du spectre [1]. On peut voir aussi que le laser émet un paquet d'impulsions par tour de cavité, car l'intervalle entre deux paquets successifs correspond à une période fondamentale (figure 8b).

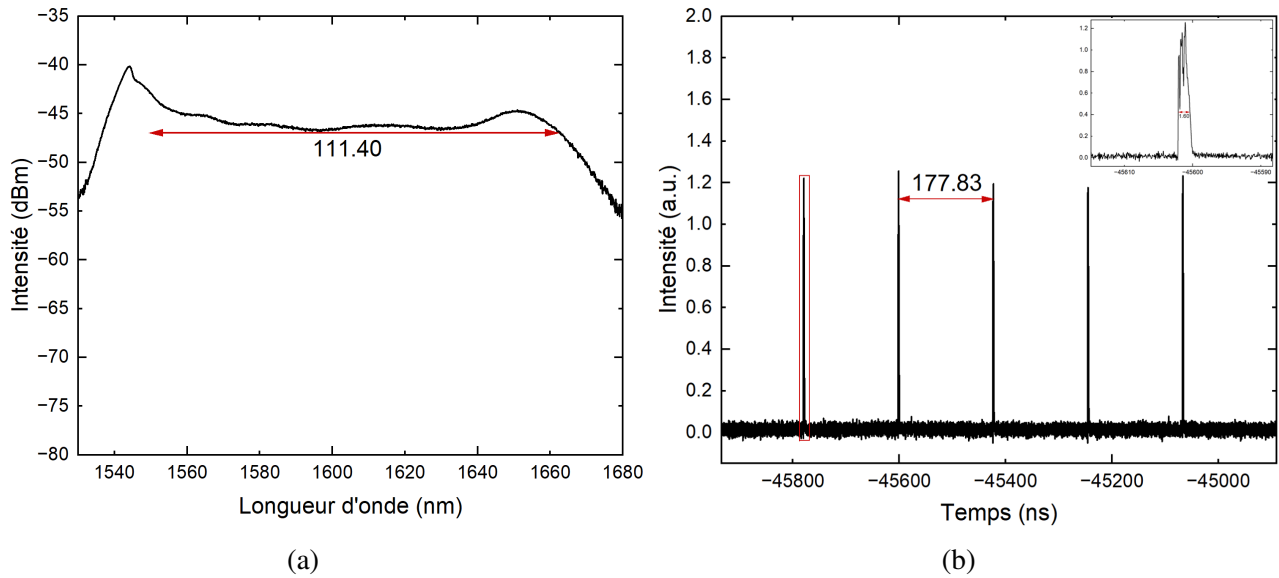


FIGURE 8 – Le mode d’opération du dispositif 1. (a) Le spectre *noise-like* et (b) la trace temporelle du *noise-like*.

3.3.3 Dispositif 2

On a construit, à partir de zéro, le dispositif 2 (figure 9), qui est aussi une cavité en anneau, constituée d’un amplificateur à fibre dopée erbium/ytterbium (Er/Yb DFA) servant de milieu de gain. Tout comme pour le dispositif 1, on a introduit un isolateur indépendant de la polarisation, deux contrôleurs de polarisation (PC1, PC2) et un polariseur entre PC1 et PC2. Initialement, la sortie du laser a été fournie par un coupleur fibré 50/50, qui a été ultérieurement remplacé avec un coupleur 90/10, qui envoie 10% de l’énergie vers la sortie. La raison de ce changement a été de laisser un pourcentage plus grand de la puissance circuler dans la cavité. La longueur totale de la cavité est d’environ $1025m$, correspondant à une fréquence fondamentale de $199kHz$.

Les résultats expérimentaux ont été obtenus à l’aide de divers instruments, dont un oscilloscope (bande passante de $13GHz$, Agilent, Infinium DS08134B) et un analyseur de spectre radio-fréquence (Rohde et Schwarz). De plus, l’analyse spectrale a été effectuée en temps moyenné avec un OSA. Les paquets de solitons ont été détectés grâce à un oscilloscope rapide ($40Gsp$ Agilent) et une photodiode rapide.

Par rapport au montage 1, on a rajouté $1km$ de SMF, ayant comme effet attendu l’élargissement du spectre optique. A part du fait qu’elle introduit une forte dispersion négative, sa longueur augmente la probabilité de déclencher le SRS et le décalage Raman, facilitant l’accès à la région des grandes longueurs d’onde [22].

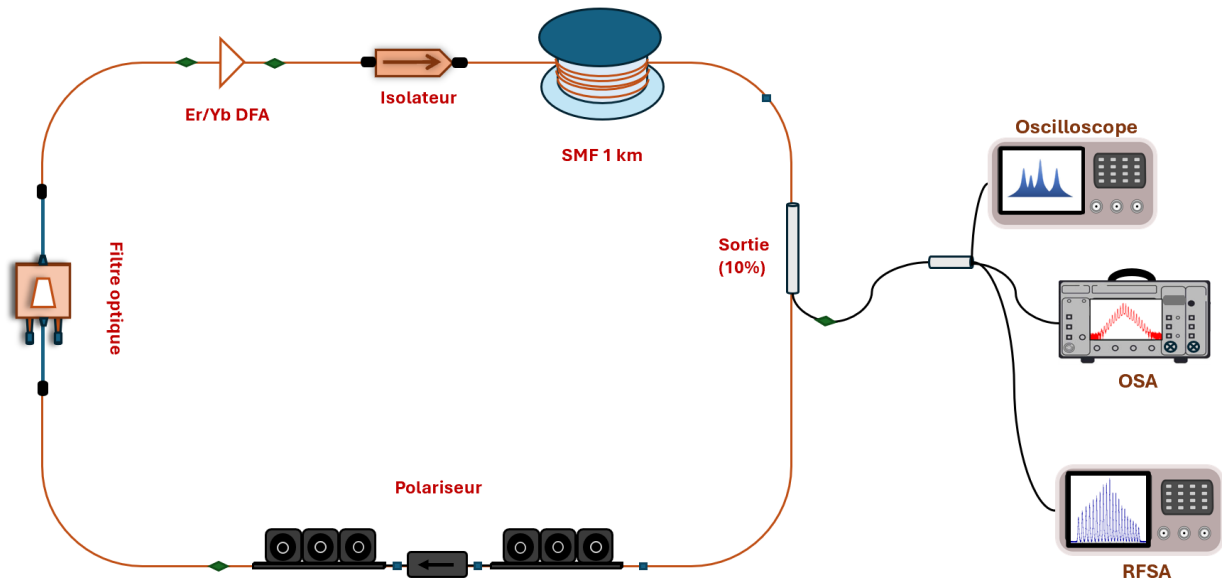


FIGURE 9 – Le dispositif experimental 2.

Avec ce dispositif, on a commencé des expériences sans incorporer la fibre monomode de 1 km , on a ouvert de nouveau le filtre optique au maximum et on l'a centré dans la région de gain maximum de l'Erbium, en suivant la technique proposée par Meng et al. [1]. On a fixé la puissance de pompage et le but a été de retrouver un spectre *noise-like*, pour essayer de l'élargir avec l'aide du filtre optique. On commençait par chercher le plus large spectre à la largeur de bande et à la puissance fixées et, après, on déplaçait l'intervalle de longueurs d'onde du filtre et on répétait les manipulations, jusqu'à obtenir le meilleur résultat possible. Si nécessaire, on augmentait la puissance de pompage, en faisant attention aux appareils de mesure. Le spectre qu'on a réussi à trouver est montré et expliqué ci-dessous (figure 10a). Ensuite, on a rajouté la fibre standard de 1 km , pour découvrir les changements qu'elle induirait, car les dynamiques présentes à l'intérieur d'une cavité longue diffèrent d'une cavité de quelques dizaines de mètres. Dans la littérature, l'ajout de plusieurs centaines de mètres de fibre provoque des effets variés. Le plus évident changement est dans le taux de répétition de la cavité, qui est inversement proportionnel à la longueur du laser. Egalement, l'énergie des impulsions devraient être plus grande, par rapport à l'énergie obtenue avec la même puissance de pompage dans une cavité courte [23].

Un premier résultat obtenu avec le montage 2, avant d'incorporer la SMF de 1 km est un large spectre de type *noise-like*, montré sur la figure 10a. Le raisonnement de cet essai a été de pouvoir faire une comparaison entre ces résultats et ceux obtenus sur le dispositif 1, mais aussi avec ceux obtenus ensuite avec l'incorporation de la fibre longue. Le spectre obtenu dans ce dernier cas avec une puissance de pompage de 2.3 W a une largeur spectrale de 103.2 nm , avec une variation de 3 dB (figure 10b). La trace temporelle du spectre *noise-like* est illustrée sur la figure 10b, ayant une durée de l'impulsion de 0.65 ns . Le spectre radio-fréquence associé a montré un taux de répétition de

6.64MHz , indicateur que la longueur de la cavité à ce moment-là était d'environ 31m et que la période fondamentale était de 156ns .

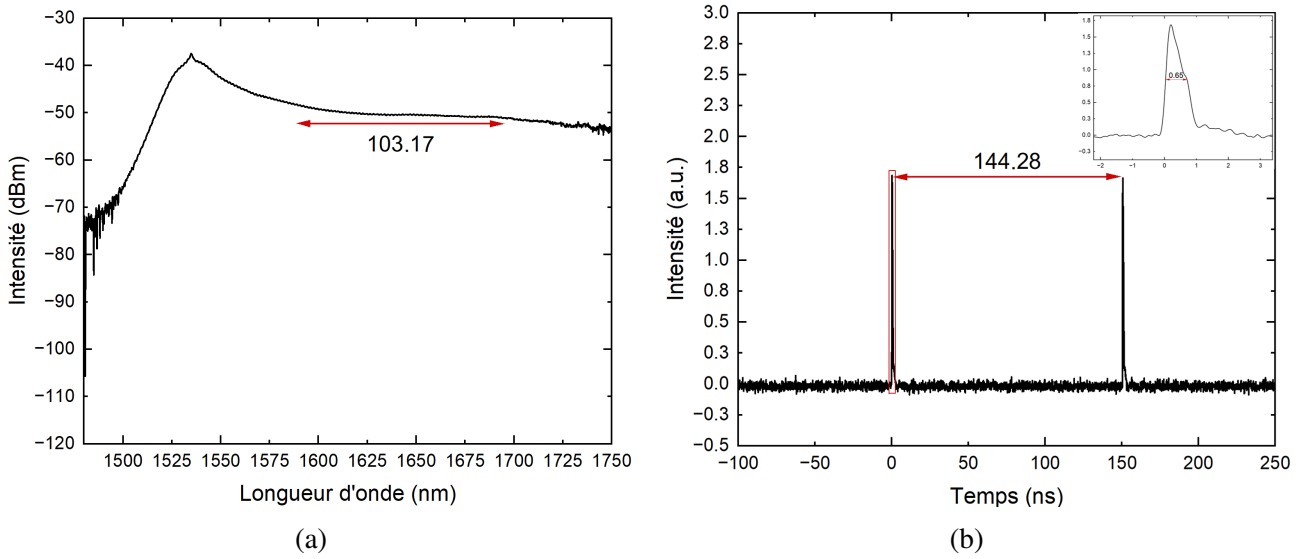


FIGURE 10 – Le mode d'opération du dispositif 2, avant l'incorporation du SMF de 1km . (a) Le spectre *noise-like* et (b) la trace temporelle du *noise-like*.

Après avoir rajouté la longue SMF, on a recommencé les manipulations, en variant de manières différentes la puissance de pompage, les positions des bornes du filtre optique et les inclinations des PCs. L'obtention d'un spectre *noise-like* a été, cette fois-ci, impossible, le régime prédominant étant le DSR. Le spectre résultant (figure 11a) n'est pas étonnant, car DSR est habituel dans les cavités de grande longueur.

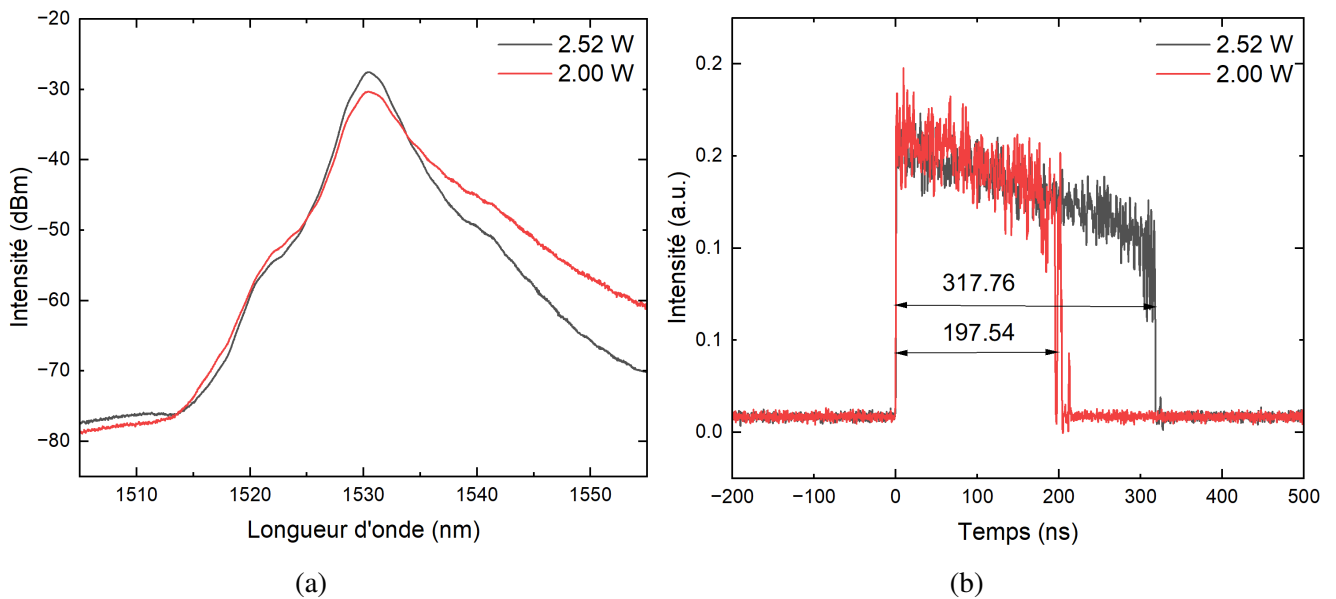


FIGURE 11 – Le mode d'opération du dispositif 2. (a) Le spectre du DSR et (b) la trace temporelle du DSR.

En changeant la puissance de pompage, on a observé que l'amplitude de l'impulsion ne se modifie pas, mais sa durée, oui, comportement spécifique au régime DSR. Comme il peut être remarqué aussi sur la figure 11, on a étudié l'évolution temporelle des impulsions pour plusieurs valeurs de la puissance. En représentant la durée de l'impulsion en fonction de la puissance de pompage, on a vu une relation qui se rapproche de la linéarité (figure 12). On peut aussi remarquer que la durée d'une impulsion DSR est beaucoup plus grande que celles des autres régimes observés, de quelques centaines de ns . En plus, cette fois-ci, à cause de l'ajout du $1km$ de SMF, la période de la cavité est arrivée à la valeur de $5\mu s$.

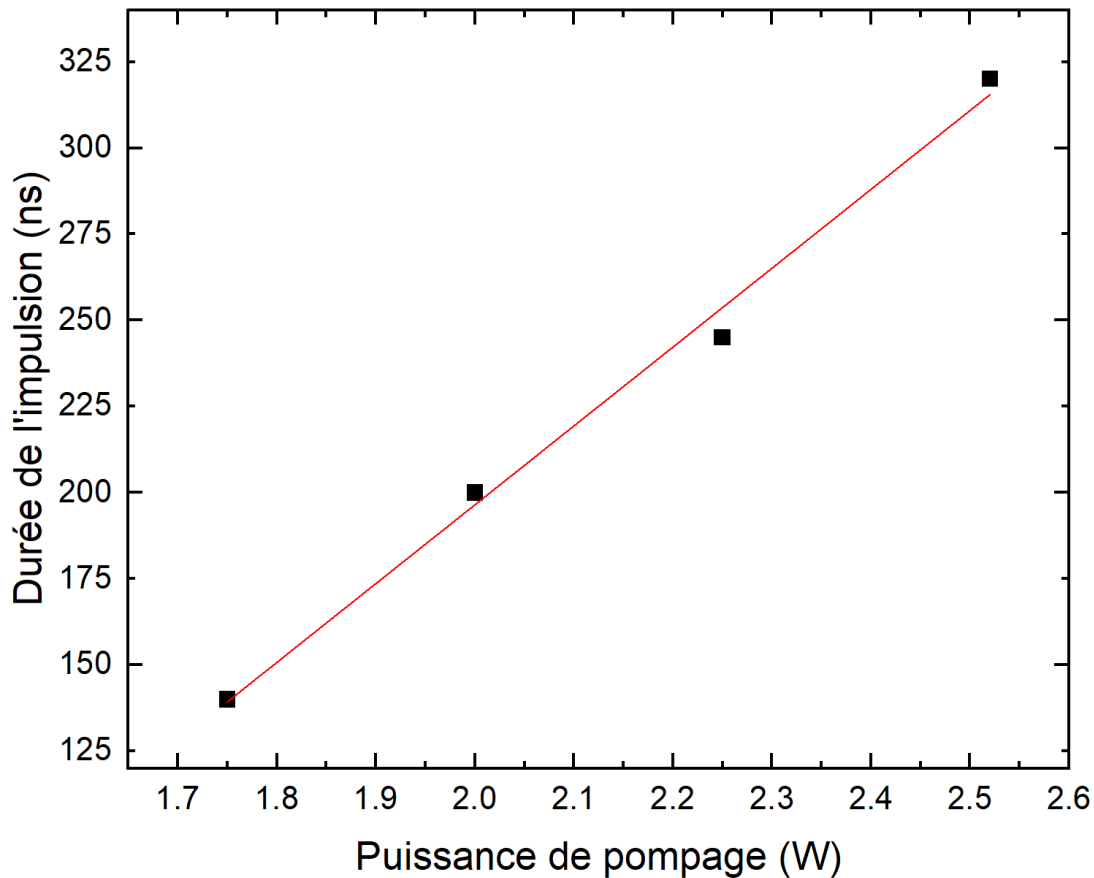


FIGURE 12 – L'évolution de la durée de l'impulsion en fonction de la puissance de pompage.

3.4 Analyse critique des résultats

Les résultats présentés dans la section 3.3 illustrent ce qu'on a réussi à obtenir en cherchant des spectres *noise-like* larges et plats. Ceux-ci ne sont pas tout ce qu'on a trouvé, car derrière chaque spectre, il restent encore des dizaines de spectres avec différentes configurations, tel que *Q-switch* ou des états liés. Etant donné que le but principal était le *noise-like*, on s'est focalisé sur ce régime. Comme modèle, on a eu les travaux de Meng et al. [1], mais aussi de Rutz et al. [14], de Gupta et al. [21] ou de Xu et al. [17], tous avec des recherches concernant l'effet de l'usage d'un filtre spectral sur les dynamiques des structures solitoniques. Sur deux dispositifs (dispositif 1 et dispositif 2, avant

l'incorporation de la fibre monomode de 1km) similaires à celui utilisé par Meng et al. [1], on a réussi à trouver des spectres larges, avec plus de 100nm de plateau de moins de 3dB de variation. Sur le montage 1, on a trouvé même les deux maxima espacés par la valeur du décalage Raman stimulé : 107nm , entre 1544nm et 1651nm .

Dans la deuxième cavité laser, du montage 2, on a retrouvé de nouveau un spectre *noise-like*, mais pas aussi bon que celui du montage 1. Même s'il est plus large, il est moins plat et, cette fois-ci, on n'a qu'un maximum qui se voit, celui de 1535nm . En plus, on est limité en ce qui concerne la longueur du spectre, car l'OSA ne fonctionne pas pour des longueurs d'onde supérieures à 1750nm . Par ailleurs, la trace temporelle est plus proche de celle montrée par Meng et al. [1], avec la présence d'une queue au paquet, spécifique à l'émission aux grandes longueurs d'onde.

L'idée de rajouter 1km de SMF se base sur le fait que les cavités longues ont des comportements différents par rapport à celles plus courtes et, par la stimulation des effets comme le décalage Raman, un élargissement supplémentaire aurait pu avoir lieu. Les résultats que cette implémentation a amené n'ont pas été de type *noise-like*. Par contre, ce qu'on a trouvé est pas étonnant, car les spectres DSR sont spécifiques à cette configuration, de grande longueur. Si on compare ces résultats avec les spectres *noise-like* trouvés précédemment, on remarque une forme différente du spectre, aussi qu'une durée plus grande de l'impulsion. Cette dernière a pu être variée, par la modification de la puissance de pompage, en maintenant l'amplitude constante. D'ailleurs, on a observé aussi certains phénomènes étranges, qui sont encore en cours d'étude.

4 Conclusion

L'objectif de ce stage a été centré sur l'étude de l'effet que l'incorporation d'un filtre optique a sur les structures de type *noise-like*. En accord avec la littérature, on a supposé que l'ajout d'un filtre optique super-gaussien réglable, ouvert au maximum ($18nm$) et centré dans la région de courtes longueurs d'onde du gain facilite l'élargissement du spectre *noise-like*. Une explication pour ce phénomène serait l'émergence du SRS, ayant comme conséquence l'accès aux régions du spectre généralement difficilement accessibles [1].

On a commencé par la manipulation d'un ensemble expérimental déjà construit et on a trouvé un spectre *noise-like*, de largeur spectrale de $110.3nm$, avec une variation de $3dB$. Il présente également deux maxima similaires à celles trouvées par Meng et al. [1], étant une preuve qu'on a trouvé le maximum associé à SRS, située à environ $110nm$ autour de $1550nm$. Pour continuer la recherche dans cette direction, on a construit un nouveau montage, qui a de plus une bobine de $1km$ de fibre monomode standard. Le rôle de cette bobine a été d'amplifier certains effets dans la cavité, pour un possible élargissement du spectre, étant donné que le fonctionnement des cavités longues est significativement différent des cavités plus courtes. On a commencé les manipulations de ce dispositif en l'absence de la bobine, pour vérifier les spectres qu'on peut obtenir sur cette configuration, par rapport au précédent.

Le spectre *noise-like* obtenu sur le montage 2 a une largeur considérable, de $103.2nm$, avec une variation de $3dB$, mais qui ne dépasse pas la qualité du spectre obtenu sur le premier montage. Egalement, il ne présente pas le maximum correspondant à l'effet SRS et il est moins plat. L'incorporation de SMF n'a pas amené les résultats souhaités, car l'observation du *noise-like* n'a plus été possible. En revanche, on a pu obtenir des nouveaux modes de fonctionnement : DSR. Un tel résultat n'est pas étonnant, car ce régime est spécifique aux configurations de grandes longueurs de cavité. Il est caractérisé par un spectre comme celui visible sur la figure 11a. Du point de vue temporel, il est représenté par des impulsions d'amplitudes constantes, qui augmentent en durée et énergie en même temps que l'augmentation de la puissance de pompage. Le fait d'avoir trouvé ce spectre nous a permis de vérifier tous ces aspects et aussi de voir des nouvelles dynamiques, qui restent à être étudiées.

4.1 Conclusion personnelle

Ce stage m'a offert l'opportunité de découvrir l'optique non-linéaire et les lasers à fibre, ensemble avec toutes les possibilités de configurations, de paramètres, de phénomènes. Un stage si court et, je pense, même des années, ne sont pas du tout suffisants pour comprendre tout ce qui se passe à l'intérieur d'un laser fibré et je pense que c'est un domaine où les questions sont encore nombreuses, mais c'est ce qui fait la physique intéressante. Je suis heureuse de tout ce que j'ai appris pendant ce mois et ça me rend juste plus curieuse d'apprendre plus de ce domaine et de vouloir découvrir plus dans le futur. Presque tout ce que j'ai appris a été nouveau pour moi, mais j'ai été gentille guidée et tout ça n'a pas été ressenti comme une difficulté et j'espère que, dans mon futur travail, je vais

pouvoir répondre au moins à quelques questions encore sans réponse dans ce domaine en continuelle expansion.

À part des aspects scientifiques décrites dans ce rapport, il serait important de préciser aussi les actions périphériques qui ont été nécessaires à la construction du montage 2, mais aussi nouvelles. Par exemple, on a introduit le cœur de la fibre dans le gain et on a assemblé les contrôleurs de polarisation, afin d'obtenir pour chacun d'eux une lame $\lambda/4$, suivie par une lame $\lambda/2$, suivie par une deuxième lame $\lambda/4$. Ces contrôleurs nous permettent de parcourir toute la sphère de Poincaré, c'est-à-dire tous les états de polarisations possibles. Ensuite, chaque élément de l'ensemble a dû être soudé aux autres, dans l'ordre illustré dans le schéma du montage (figure 9). Certains composants ont été liés par des soudures directes (marquées par les carrés bleus), pendant que les autres ont été connectés par des connecteurs. Pour l'utilisation des connecteurs, on a eu besoin d'apprendre comment les vérifier et les nettoyer, histoire d'assurer le fonctionnement correct de l'ensemble. Apprendre comment manipuler les montages sans les abîmer est une autre aptitude maîtrisée pendant ce stage.

Références

- [1] Y. Meng, O. Ougrige, F. Bessin, M. Salhi, and F. Sanchez, “Broadband noise-like pulses in fiber laser based on a filter,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 124, no. 20, p. 201104, 2024.
- [2] F. Sanchez, A. Komarov, and G. Semaan, “Dissipative soliton resonance in fiber lasers,” *Opt. Commun.*, vol. 541, p. 129543, 2023.
- [3] F. Sanchez, “Oral presentation.”
- [4] J. Shang, Y. Liu, S. Zhao, and Y. Zhao, “The investigation on ultrafast pulse formation in a tm–ho-codoped mode-locking fiber oscillator,” *Molecules*, vol. 26, no. 11, 2021.
- [5] G. Semaan, “Soliton dynamics in fiber lasers : from dissipative soliton to dissipative soliton resonance,” Ph.D. dissertation, Université d’Angers, Université Bretagne Loire, 2017.
- [6] A. Haboucha, “Interaction d’un grand nombre de solitons dans un laser à fibre : du "gaz" au "cristal" de solitons,” Ph.D. dissertation, ECOLE DOCTORALE D’ANGERS, 2008.
- [7] G. P. AGRAWAL, *Nonlinear fiber optics*. Academic Press, 2019.
- [8] P. Kaur, D. Dhawan, and N. Gupta, “Review on optical solitons for long haul transmission,” *J. Opt. Commun.*, 2023.
- [9] N. Akhmediev, A. Ankiewicz, J.-M. Soto-Crespo, and P. Grelu, “Dissipative solitons : Present understanding, applications and new developments,” *Int. J. Bifurc. Chaos*, vol. 19, no. 08, pp. 2621–2636, 2009.
- [10] L. Sirleto and M. A. Ferrara, “Fiber amplifiers and fiber lasers based on stimulated raman scattering : A review,” *Micromachines*, vol. 11, no. 3, 2020.
- [11] J. Szczepanek, T. M. Kardaś, C. Radzewicz, and Y. Stepanenko, “Ultrafast laser mode-locked using nonlinear polarization evolution in polarization maintaining fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 42, pp. 575–578, 2017.
- [12] P. M. W. French, “The generation of ultrashort laser pulses,” *Rep. Prog. Phys.*, vol. 58, no. 2, p. 169, 1995.
- [13] G. Semaan, M. Salhi, A. Nady, and F. Sanchez, “Figure of merit for optimizing nonlinear transmission in fiber ring lasers,” *Opt. Fiber Technol.*, vol. 62, p. 102463, 2021.
- [14] S. Rutz, T. Körösi, and F. Mitsche, “Manipulation of soliton ensembles by spectral filters,” *Appl. Phys. B*, vol. 72, pp. 101–104, 2001.
- [15] J. Peng, S. Boscolo, Z. Zhao, and H. Zeng, “Breathing dissipative solitons in mode-locked fiber lasers,” *Sci. Adv.*, vol. 5, 2019.
- [16] S. Kobtsev and A. Komarov, “Noise-like pulses : stabilization, production, and application,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 41, no. 5, pp. 1116–1127, 2024.
- [17] R. Xu, F. Xu, Y. Song, L. Duan, Y. Song, S. Tan, and Z. Liu, “Impact of spectral filtering on pulse breaking-up and noise-like pulse generation in all-normal dispersion fiber lasers,” *Opt. Express*, vol. 28, no. 15, pp. 21 348–21 358, 2020.

- [18] D. Li, D. Tang, L. Zhao, and D. Shen, “Mechanism of dissipative-soliton-resonance generation in passively mode-locked all-normal-dispersion fiber lasers,” *J. Light. Technol.*, vol. 33, no. 18, pp. 3781–3787, 2015.
- [19] A. Komarov, K. Komarov, D. Meshcheriakov, F. Amrani, and F. Sanchez, “Polarization dynamics in nonlinear anisotropic fibers,” *Phys. Rev. A*, vol. 82, p. 013813, 2010.
- [20] L. Zhao, D. Tang, X. Wu, and H. Zhang, “Dissipative soliton generation in yb-fiber laser with an invisible intracavity bandpass filter,” *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 16, pp. 2756–2758, Aug 2010.
- [21] B. D. Gupta, S. D. Chowdhury, D. Dhirhe, and M. Pal, “Intermittent events due to spectral filtering induced multi-pulsing instability in a mode-locked fiber laser,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 37, no. 8, pp. 2278–2286, 2020.
- [22] X. Luo, Y. Tang, F. Dong, J. Wang, L. Yu, P. Yan, J. Wang, Z. Zheng, Q. Lue, C. Guo, and S. Ruan, “All-fiber mid-infrared supercontinuum generation pumped by ultra-low repetition rate noise-like pulse mode-locked fiber laser,” *J. Light. Technol.*, vol. 40, no. 14, pp. 4855–4862, 2022.
- [23] S. Kobtsev, S. Kukarin, and Y. Fedotov, “Ultra-low repetition rate mode-locked fiber laser with high-energy pulses,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 26, pp. 21 936–21 941, 2008.