



UNIVERSITE DE BOURGOGNE FRANCHE-COMTE_ FRANCE

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI BOUMEDIENE
ALGERIE

THESE EN COTUTELLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

présentée par :

RACHID SI FODIL

Nouvelles dynamiques en cavité laser à fibre dopée : auto organisation et lois d'échelles.

*« Application à la génération expérimentale d'impulsions ultracourtes à haute cadence
contrôlée en cavité laser à fibre dopée »*

Soutenue publiquement le 16 Mai 2017 devant le jury composé de :

Directeur de thèse (Algérie) : Pr. Abdelhamid KELLOU

Directeur de thèse (France) : Pr. Philippe GRELU

H. Djelouah,	Professeur à l' USTHB, Alger ,	Algérie	Président
H. Triki,	Professeur à l'Université Badji Mokhtar, Annaba ,	Algérie	Rapporteur
F. Sanchez,	Professeur à l'Université d'Angers,	France	Rapporteur
B. Dussardier,	Directeur de recherche, Uni. Nice-Sophia Antipolis,	France	Rapporteur

Remerciements

Je remercie l'Université de la Technologie et des Sciences (USTHB) pour avoir financé tous mes séjours à l'Université de Bourgogne Franche-Comté.

Mes remerciements vont à l'Université de Bourgogne Franche-Comté et au Laboratoire Interdisciplinaire Carnot pour avoir mis à ma disposition un équipement valant des centaines de milliers d'Euros pour mener à bien tous les travaux expérimentaux. Je n'oublie pas la prise en charge par le LICB des conférences auxquelles j'ai participé.

Toute ma sympathie va au Pr. A. DJELOUHLI d'avoir accepté de présider mon jury.

Je remercie les professeurs H. TRIKI, F. SANCHEZ et le directeur de recherche

B. DUSSEARDIER pour avoir pris la peine de lire ma thèse et rapporter mon travail.

Toute ma gratitude va pour mon directeur de thèse le Pr. A. Kellou (partie Algérienne) pour m'avoir inscrit et intégré dans le Laboratoire d'Electronique Quantique.

Je ne remercierai jamais assez mon directeur de thèse le Pr. Ph. Grélu (partie Française) pour m'avoir fait confiance et pris dans son équipe pendant toutes ces années de thèse. Ce n'est pas demain la veille que je vais oublier sa gentillesse et son côté humain très prononcé. Je lui dois ma bonne formation en optique guidée, je suis persuadé que sans lui ce challenge n'aurait jamais abouti. Encore une fois, Merci.

Je réserve ma meilleure pensée aux membres du Laboratoire d'Electronique Quantique, tout particulièrement à l'équipe Dynamique Spatio-Temporelle.

Toute mon amitié et remerciements vont aussi au Dr. F. Amrani avec qui j'ai énormément appris et dont les subtilités expérimentales sont remarquables.

Toute ma sympathie va à tous les Post Docs et Doctorants que j'ai côtoyés pendant mes séjours à l'Université de Bourgogne Franche-Comté.

Je dédie cette thèse à :

Mon épouse

Mes enfants

.....et tous ceux que je n'ai pas cités

Chapitre I. Introduction générale.	6
Chapitre II. Propagation optique dans les fibres passives et systèmes actifs ...	13
II.1. Effets physiques intervenant lors de la propagation dans les fibres optiques passives.	14
II.1.1. Les effets linéaires.	15
II.1.1.1. Les pertes ou atténuation dans la fibre optique	15
II.1.1.1.a. Atténuation linéique	15
II.1.1.1.b. Absorption intrinsèque	16
II.1.1.1.c. Absorption extrinsèque	17
II.1.1.1.d. Atténuation optique par diffusion	17
II.1.1.2. La dispersion dans la fibre optique	18
II.1.1.2.a. La dispersion chromatique	18
II.1.1.2.b. La dispersion de polarisation	23
II.1.1.3. La biréfringence	23
II.1.2. Les effets non linéaires élastiques	25
II.1.2.a. Effet Kerr optique	26
II.1.2.b. Auto modulation de phase (SPM)	27
II.1.2.c. Effet soliton dans une fibre optique passive	27
II.1.2.d. Equation de propagation de Schrödinger non linéaire	30
II.1.3. Les effets non linéaires inélastiques	32
II.1.3.a. Effet Raman	33
II.1.3.b. Effet Brillouin	34
II.2. Les lasers à fibre	35
II.2.1. Le milieu actif : la fibre dopée	35
II.2.1.a. Les terres rares et l'ion Erbium ³⁺	35
II.2.1.b. Modélisation et calcul du gain	36
II.2.2. Les composants optiques intégrés	39

II.2.2.a. Le coupleur	39
II.2.2.b. Le multiplexeur	40
II.2.2.c. L'isolateur	40
II.2.3. Le blocage de modes	41
II.2.3.1. Principe physique	41
II.2.3.2. Absorbant saturable	43
II.2.3.2.a. Absorbant saturable réel.....	43
II.2.3.2.b. Absorbant saturable virtuel.....	45
II.2.3.3. Le principe du blocage de modes par ENLP	45
 Conclusion	47
Chapitre III. Dynamique impulsionnelle du laser à fibre	48
III.1. Concept de soliton dissipatif	49
III.2. Modélisation de la dynamique intra cavité dans le modèle distribué	50
III.2.1. Equation NLS généralisée	50
III.2.2. <i>Equation maîtresse de Hauss</i>	50
III.2.3. <i>Equation Ginzburg Landau</i>	52
III.2.4. <i>Blocage de modes en régime anormal</i>	54
III.2.5. <i>Les lasers à gestion de la dispersion</i>	54
III.3. Simulation numérique pour illustrer la dynamique: modèle discret	56
III.3.1. <i>Introduction.</i>	56
III.3.2. <i>Logiciel de simulation (Fiber desk)</i>	57
III.3.3. <i>Evolution du profil spectral et temporel de l'impulsion avec le filtre placé à la sortie de la fibre dopée, au cours de sa propagation</i>	61
III.3.4. <i>Influence de l'énergie de saturation (pompage) sur les profils temporel et spectral de l'impulsion au cours de sa propagation</i>	63
III.3.5. <i>Influence de la bande passante du filtre sur les caractéristiques de l'impulsion</i>	64

III.4. Dynamiques multi-impulsionnelles	65
III.4.a. Introduction	65
III.4.b. Modes d'interaction principaux	66
❖ Interactions longues portées	66
➤ Blocage de modes harmoniques	67
❖ Interactions courtes portées	67
➤ Molécules de solitons dissipatifs	68
III.4.c. Collisions d'apparence élastique ou inélastique	68
III.4.d. Régimes chaotiques (impulsions incohérentes, ondes scélérates optiques)70	
 Conclusion	72
Chapitre IV. Instrumentation pour l'optique ultrarapide	73
IV.1. Analyse spectrale (Analyseurs de spectres optiques, Radio fréquence, Oscilloscope)	74
IV.2. Autocorrélation.....	77
IV.2.1 <i>Autocorrélation interférométrique</i>	77
IV.2.1.a. Aspects mathématiques de l'autocorrélation	79
IV.2.1.b. Mesure de corrélation par absorption à deux photons.....	83
IV.2.2. <i>Réalisation d'un auto corrélateur fonctionnant en polarisations croisées ou colinéaires</i>	84
IV.2.3. <i>Un petit aperçu sur les différentes méthodes de corrélation</i>	88
 Conclusion	92
Chapitre V. Génération expérimentale d'impulsions ultracourtes à haute cadence contrôlée	93
V.1. Motivations et stratégies	93
V.2. Différentes techniques de génération de trains d'impulsions à haute cadence	95
V.2.a. Régime harmonique à haute cadence par le mode-locking passif classique ..	95
V.2.b. Régime harmonique généré par la technique de l'instabilité de modulation assistée du filtrage par un interféromètre Fabry-Pérot	96

SOMMAIRE

V.2.c. Génération de trains d'impulsions à haute cadence par la technique de l'instabilité de modulation et d'une microcavité en anneau	97
V.2.d. Génération de trains d'impulsions ultracourtes harmoniques par la technique MIL, accompagné d'un SFBG et d'une fibre (PCF) hautement non linéaire (HNL).....	98
V.3. Configuration de cavité laser toute fibrée générant des trains d'impulsions avec un taux de répétition accordable et élevé. Élément clé : un MZI fibré dans la cavité	100
V.4. Configuration où le MZ est en série	102
V.4.1. <i>Calcul de la dispersion moyenne de la cavité</i>	103
V.4.2. <i>Vérification expérimentale de la relation théorique du taux de répétition et le délai optique</i>	106
V.5. Configuration où le MZ est inséré dans une boucle de recirculation	109
V.5.a. Mesures des spectres optiques et d'autocorrélation	110
V.5.b. Mesures des spectres de l'intensité en temps réel	111
V.5.c. Mesure des largeurs temporelles des impulsions de la trace d'autocorrélation.....	113
V.6. Commentaires	114
 Conclusion	115
Chapitre VI. Conclusion générale et perspectives	118
Bibliographie	122

CHAPITRE I

INTRODUCTION GENERALE

Le développement du laser au début des années 60 [1] a été l'origine d'une révolution en physique et plus particulièrement en optique. En effet, la possibilité d'obtenir des faisceaux optiques de bonne qualité avec des intensités jamais obtenues auparavant ouvrait les portes toutes grandes à l'étude de nouveaux phénomènes qui se produisent lors de l'interaction rayonnement-matière. Ceci a donné lieu à la formation d'un domaine de recherche qui fut baptisé optique non linéaire. Parmi ces phénomènes on retrouve l'effet Kerr, la génération harmonique, l'utilisation de l'effet Raman et bien d'autres qui dépendent de l'intensité du signal lumineux.

Qui dit fibre optique, dit généralement verre. Dans le verre apparaissent les effets non linéaires. Les signaux se propageant dans une fibre optique sont guidés et ainsi possèdent une surface transversale limitée. En confinant un signal de puissance donnée dans une fibre, on le force à se propager sur une longue distance avec une intensité élevée. Comme les effets non linéaires dépendent de la distance de propagation et de l'intensité du signal, ils deviennent plus faciles à observer dans une fibre optique que dans un barreau en verre par exemple.

La science des impulsions ultra-brèves a considérablement progressé au cours de ces dernières décennies. D'un côté, l'étude et le développement de nouvelles sources laser à impulsions brèves ainsi que le raffinement des méthodes de caractérisation de ces impulsions ont permis d'étendre les connaissances et les compétences dans plusieurs domaines de la physique. En parallèle, plusieurs de ces nouvelles compétences ont, à leur tour, contribué à la progression de la technologie et de nombreuses innovations techniques ont fait en sorte que les lasers à synchronisation modale (en phase) puissent trouver des applications à l'extérieur des laboratoires scientifiques. Ces récents progrès reposent, en partie, sur le succès fulgurant que connaissent depuis plus de deux décennies les lasers à l'état solide à synchronisation modale passive [2, 3]. La bande passante d'émission de milieux de gain tels que les cristaux dopés avec des métaux de transition (Ti : Saphir, Cr :YAG) et les verres dopés aux terres rares (Erbium, Ytterbium) permet l'amplification de signaux s'étalant jusqu'à plusieurs dizaines de THz. Une fois disposés dans une cavité optique, la puissance extraite de tels milieux peut être suffisante pour induire un déphasage non linéaire lors de la propagation du signal dans un milieu Kerr (fibre optique). Les techniques employées pour transformer ce déphasage non linéaire en modulation d'amplitude (lentille Kerr, interféromètre non linéaire) permettent, le cas échéant, de recréer artificiellement l'action d'un absorbant saturable. Ces méthodes de synchronisation modale ont donné naissance aux impulsions les plus courtes (~ 5 fs) jamais observées au sein d'un seul oscillateur. Un contrôle judicieux de la dispersion dans la cavité du laser devient alors indispensable pour espérer atteindre de telles performances.

L'étude des phénomènes non linéaires dans les systèmes dissipatifs a émergé comme un nouvel axe de la théorie des solitons, dénommés solitons dissipatifs [4], pour lesquels les lasers à modes bloqués constituent le champ d'investigation privilégié [5-6]. La propagation de solitons dans les fibres, prédite par Hasegawa et Tappert au début des années 70 [7] et rapportée par Mollenauer et al, au début des années 80 [8], fut exploitée pour la première fois dans un laser en 1984 [9-10]. L'essor des fibres optiques dopées à l'erbium fit du laser à fibre le candidat idéal pour l'étude des solitons dissipatifs en optique ultrarapide [5].

Introduit par Zabusky et Kruskal en 1965, le terme soliton était utilisé pour parler de solutions localisées dans un système non-linéaire intégrable. De telles impulsions sont remarquables car elles gardent leur forme et leur vitesse même après collisions entre elles. Le soliton reste intact après interaction avec des ondes radiatives. En optique conservative, le soliton résulte d'un équilibre entre la dispersion et ou / la diffraction et la non-linéarité du milieu de propagation. Il fut montré également qu'un signal injecté dans une fibre pouvait se remettre en forme pour devenir un soliton en émettant des ondes dispersives [11].

Dans la terminologie récente des solitons dissipatifs [4-5-12-13], ces impulsions sont considérées comme des ondes solitaires dans un système non-linéaire incluant des mécanismes de gain et perte non linéaires. Pour rester stationnaires, les solitons dans les milieux dissipatifs peuvent avoir des régions internes distinctes où ils peuvent extraire de l'énergie de la source externe tandis que d'autres régions perdront de l'énergie au profit de l'extérieur. La pérennité du soliton dissipatif doit résulter d'un échange permanent d'énergie avec l'environnement tout au long de sa propagation.

En cavité laser, on distingue généralement deux situations caractéristiques : le cas du régime de dispersion anormal, et celui du régime de dispersion normal. Dans le premier cas, les impulsions peuvent s'apparenter par leur profil aux solitons supportés par les fibres optiques standard, tout en possédant des caractéristiques dissipatives indéniables (profil déterminé par un attracteur et non par les conditions initiales, possibilité de former des molécules de solitons, etc.) alors que dans le second cas, la dérive en fréquence importante au sein de l'impulsion n'a pas d'analogue dans le domaine des solitons conservatifs.

En régime multi-impulsionnel, les impulsions peuvent parfois être animées de vitesses légèrement différentes dans la cavité. Il s'ensuit toute une dynamique de collisions, de répulsions, d'attractions et de fission. Seulement dans le cas où les groupes d'impulsions

restent stationnaires, l'acquisition d'une séquence d'autocorrélation permettra de mettre en évidence la dynamique singulière qui caractérise le régime.

Au-delà des structures stationnaires dans le référentiel propre, des structures mouvantes et chaotiques peuvent aussi se propager tout en restant globalement confinées à l'échelle sub-nanoseconde, ce qui représente un paradoxe par rapport aux concepts de blocage de modes et de soliton. On peut ainsi produire des impulsions courtes ou ultracourtes complexes en cavité laser, toujours au moyen du mécanisme d'absorption saturable, mais qui ne correspondent plus précisément à des régimes de modes synchronisés [14-15-16].

Les sources lasers à fibre émettant des impulsions ultracourtes à haute cadence permettent de nombreuses applications en communications optiques, métrologie, spectroscopie, et biophysique. Les progrès apportés dans leur conception, via en particulier le blocage de modes actif, ont permis de développer des sources performantes avec des taux de répétition atteignant plusieurs dizaines de GHz. Il est également intéressant de trouver des alternatives reposant sur le blocage de modes passif à haute harmonique, que ce soit pour fonctionner dans des gammes de fréquences où l'électronique devient inopérante, ou bien pour simplifier grandement les dispositifs et limiter leur coût [17-18]. Cependant, le blocage de modes harmonique passif souffre généralement d'une stabilité médiocre.

Pour générer des impulsions stables à taux de répétition élevé, plusieurs d'équipes de recherche se sont axées sur la technique de l'instabilité de modulation laser (MIL) à laquelle on associe un interféromètre qui imposera la cadence par l'intermédiaire de son intervalle spectral libre (FSR). L'instabilité de modulation laser, pour obtenir des trains d'impulsions à haute cadence, a été démontrée pour la première fois dans une fibre optique par K. Tai et *al* en 1985 [19]. Le processus d'instabilité de modulation est analogue au phénomène de mélange à quatre ondes et nécessite de satisfaire aux conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie. Ce phénomène se traduit, dans le domaine temporel, par des modulations ultrarapides entraînant la génération d'un train d'impulsions à forte fréquence de récurrence. Dans le domaine spectral, des raies latérales, situées autour de la fréquence de pompe, sont alors visibles. Leur écartement dépend des conditions de dispersion, de la puissance injectée et de la distance de propagation. Dans un premier temps, seul le régime de dispersion anormal a été considéré. Plus tard, des résultats en régime de dispersion normal sont apparus. La condition d'accord des vitesses de phase est alors satisfaite grâce à un effet de biréfringence [20-21-22].

Effectivement, dans le but d'améliorer la stabilité des trains d'impulsions, plusieurs architectures ont été proposées, permettant d'atteindre des taux de répétitions très élevés mais également ajustables. La stratégie consiste à insérer un composant optique possédant une fonction de transfert spectrale périodique, comme un filtre Fabry-Pérot [23], un micro-résonateur en anneau [24] un réseau de Bragg fibré [25-26], qui filtreront et stabiliseront les trains d'impulsions, en se basant sur l'instabilité de modulation ou bien sur le blocage de modes harmonique. Toutes ces différentes techniques de génération de trains d'impulsions à haute cadence, que ce soit par blocage de modes ou par le principe de l'instabilité de modulation, présentent des inconvénients (réalisation, stabilité, et taux de répétition). Nous verrons plus en détail ces configurations dans la partie expérimentale (chap. V).

Au regard de la complexité technique et technologique des architectures énumérées, nous avons remarqué deux travaux incorporant un MZI fibré dans la cavité. En effet, un travail antérieur avait exploré la possibilité d'introduire un MZI actif - les deux bras comportant des milieux à gain – en cavité fibrée [27] et l'autre idée était encore plus simple, basée sur l'intégration en cavité laser à fibre d'un MZI passif, récemment mis à l'avant de la scène [28]. Les résultats de cette dernière architecture, présentés d'une manière très avantageuse eu égard à son extrême simplicité, mais manquant d'une caractérisation détaillée, nous ont amenés à réaliser le travail expérimental présenté dans cette thèse. Nous présentons donc une caractérisation du régime à haute cadence obtenue dans un laser à fibre incorporant un MZI, et proposons une nouvelle architecture employant une boucle de recirculation dans laquelle est introduit un MZI, permettant d'améliorer la stabilité.

Dans le chapitre II, nous développerons la propagation optique dans les fibres passives et systèmes actifs. Nous passerons en revue les effets linéaires dans une fibre optique passive : pertes, dispersion et biréfringence. Nous aborderons les effets non-linéaires élastiques (effet Kerr) et inélastiques (Raman et Brillouin). Dans ce même chapitre on discutera des lasers à fibre où on mentionnera le milieu actif. On s'intéressera au laser à fibre dopée et au blocage de modes par la technique de rotation non-linéaire de la polarisation.

Dans le chapitre III, on développera la dynamique impulsionnelle du laser à fibre. On explicitera le concept de soliton dissipatif, l'équation de propagation non-linéaire. On abordera notre modèle de propagation en cavité laser et nous décrirons les régimes multi-impulsionnel (interactions, molécules de solitons, collisions...).

Le chapitre IV, sera axé sur l'instrumentation optique, à savoir : analyse spectrale, autocorrélation avec la réalisation expérimentale d'un auto-corrélateur qui nous accompagnera dans toutes nos mesures expérimentales.

Le chapitre V, couvrira toute la partie expérimentale dont les résultats obtenus ont fait l'objet de conférences internationales et d'une publication dans la revue internationale Physical Review (2016).

Enfin le chapitre VI, portera sur la conclusion générale et les perspectives et sera suivi de bibliographie.

Mon parcours durant toutes ces années.

Toute ma formation sur l'optique guidée s'est faite au Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne sous la direction du Pr. Philippe Grelu que je remercie pour m'avoir accueilli et m'avoir ouvert toutes les portes de son laboratoire. Avant que je ne sois pris en thèse, j'ai effectué quelques séjours de courte durée pour me familiariser avec la technologie de la fibre optique, à savoir : clivage, raccordement par épissure, évaluation des pertes...et surtout la caractérisation temporelle et spectrale (oscilloscope, spectromètre et auto-corrélateur).

Après avoir effectué quelques simulations numériques, j'ai monté deux configurations de cavité laser, l'une en dispersion anormale proche de zéro où l'acquisition du blocage de modes était aisée. Beaucoup de mesures ont été relevées pour la caractérisation. Par contre, en dispersion normale, où il fallait incorporer un réseau de diffraction (filtre) pour réduire le spectre optique, et par voie de conséquence améliorer la fonction de l'absorbant saturable fictif. Je n'ai malheureusement pas obtenu le blocage de modes escompté. Ce challenge sera inscrit dans mes perspectives. Pendant ces séjours, j'ai aussi élaboré des microfibres (1 μm de diamètre). L'ensemble de ce travail a fait l'objet de plusieurs communications nationales et internationales et à trois publications internationales. Le tout sera couronné par cette thèse.

Finalement toute cette aventure a permis au Laboratoire d'Electronique Quantique de l'USTHB une ouverture sur les lasers à fibres et sur l'optique guidée de manière générale. Notons qu'un investissement a été fait à Alger et un banc d'instrumentation laser à fibre dopée voit le jour.

Le laboratoire d'Electronique Quantique de l'USTHB a initié plusieurs collaborations scientifiques avec d'autres laboratoires et plus étroitement avec le Laboratoire de Photonique d'Angers (France), le Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (France) et le

Laboratoire de recherche CORIA de Rouen (France). Historiquement, le Pr. A. Kellou avait tissé des relations scientifiques étroites avec le Pr. F. Sanchez depuis 1989, ce qui a permis plus récemment au Dr. D. Mallek de mener à bien sa thèse en cotutelle, soutenue à Alger en 2011. Par ailleurs, fin 2007, le Pr. Ph. Grelu a proposé une bourse de thèse Française à une ancienne étudiante du Pr. A. Kellou, Souad Chouli, qui également développé des compétences dans le domaine des lasers à fibre et soutenu sa thèse en 2011 à l'Université de Bourgogne.

CHAPITRE II

PROPAGATION OPTIQUE DANS LES FIBRES
PASSIVES ET SYSTEMES ACTIFS

II.1. Effets physiques intervenant lors de la propagation dans les fibres optiques passives

Le principe de toute transmission de données est de faire circuler des informations entre un émetteur et un récepteur en minimisant les risques de déformation du signal reçu, de façon à assurer une fiabilité maximale du transfert de l'information. Dans le cas d'une transmission par fibre optique, le signal est tout d'abord codé ou modulé suivant une séquence connue qui peut être contrôlée à la réception. Ce signal est injecté dans la fibre optique par l'intermédiaire de l'émetteur. À la sortie de la fibre, le signal est reçu sur une photodiode puis amplifié avant d'être décodé.

Nous porterons un intérêt bien particulier à la fibre optique en tant que composant passif incontournable comme milieu de propagation et comme milieu actif (à gain) dans une cavité laser. La fibre optique devient active en la dopant avec des ions de terres rares et sera de quelques mètres dans une cavité laser à fibrée. Elle peut être monomode ou multimode, selon le diamètre du cœur.

Le principe de la transmission de la lumière à l'aide d'une fibre optique, dans le cadre de l'optique géométrique, est simple: un matériau transparent d'indice de réfraction n_1 , de forme cylindrique, est entouré d'un matériau d'indice n_2 avec $n_1 > n_2$. Si la lumière pénètre dans le cœur de la fibre avec un angle suffisamment petit, elle subit une réflexion totale à la surface qui sépare le cœur de la gaine, et elle se propage le long de l'axe de la fibre, suite aux réflexions successives.

Suivant les dimensions du cœur et les valeurs des indices n_1 et n_2 , on peut classer les fibres en deux catégories selon la valeur de la fréquence normalisée donnée par $V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)}$, avec a le rayon du cœur. Si $V < 2.405$, la fibre est monomode et si $V > 2.405$, la fibre est multimode.

Quand les dimensions du guide (cœur de la fibre) sont de l'ordre de la longueur d'onde de propagation, on est tenu de faire appel à la théorie électromagnétique pour décrire le guidage de l'onde le long de la fibre. Cette propagation est régie par les équations de Maxwell qui nécessitent des conditions aux limites du champ électrique par rapport au diamètre (cœur + gaine) de la fibre. Il est communément pratique d'identifier les modes propagation qui ont la même relation de dispersion selon une nouvelle nomenclature, soient les modes polarisés linéairement (LP), LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} , etc.... La nature ondulatoire de la lumière associée aux petites dimensions des fibres optiques ne permettra pas à tous les modes de se propager même s'ils rentrent dans le cône d'acceptance, seules certaines incidences sont admises. Si on se limite à une fibre monomode, seul le mode fondamental LP_{01} , correspondant à une incidence

normale sera guidé. On donne sur la figure II.1.a les différents modes de propagation dans la fibre en fonction de la fréquence normalisée V , on garde le rayon 'a' constant et on joue sur la différence des indices n_1 et n_2 . Dans une fibre monomode, la dispersion modale n'existe pas car le mode de propagation est unique. Par contre, pour la fréquence $V > 2.405$, la fibre devient multimode et la dispersion modale doit être prise en compte.

Nous allons maintenant évoquer le problème des pertes et d'atténuation dans la fibre optique, les causes et les conséquences qui en résultent.

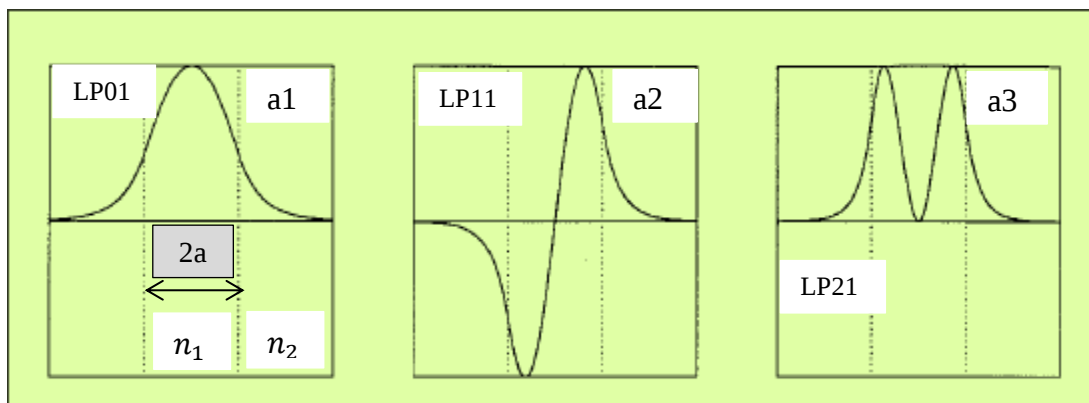


Figure II.1.a. Distribution radiale de champ électrique des trois premiers modes de la fibre à saut d'indice dans l'ordre de leur apparition à la fréquence de coupure du mode supérieur : a1) mode fondamental LP_{01} ($V = 2.405$) ; a2) mode LP_{11} ($V = 3.832$) ; a3) LP_{21} ($V = 5.136$)

II.1.1. Les effets linéaires

II.1.1.1. Pertes ou atténuations dans la fibre optique

II.1.1.1.a. Atténuation linéique

L'atténuation correspond à une diminution de l'amplitude de l'onde au cours de sa propagation dans la fibre. On peut distinguer deux sortes d'atténuation dans les fibres, celles qui sont inhérentes à la nature du matériau et qui sont dites intrinsèques, et celles qui sont causées par la méthode de fabrication et par les ions dopants.

Une perte, ou atténuation se traduit dans une fibre optique par la perte d'énergie lumineuse dans la fibre. Elle est mesurée en dB/m . Les longues portées utilisées avec les fibres optiques influent directement sur le signal lumineux, mais ce n'est pas la seule cause d'atténuation qui existe, en effet, l'absorption, la diffusion, les courbures et les pertes de connectiques aussi causent de l'atténuation.

Notons aussi que la dispersion chromatique et la dispersion modale sont deux phénomènes qui causent la dégradation du signal.

La figure II.1.b montre les différents types d'atténuation et des pertes. On peut constater les régions d'absorption dans l'ultraviolet, de diffusion Rayleigh, les zones d'absorption des ions OH et l'absorption infrarouge.

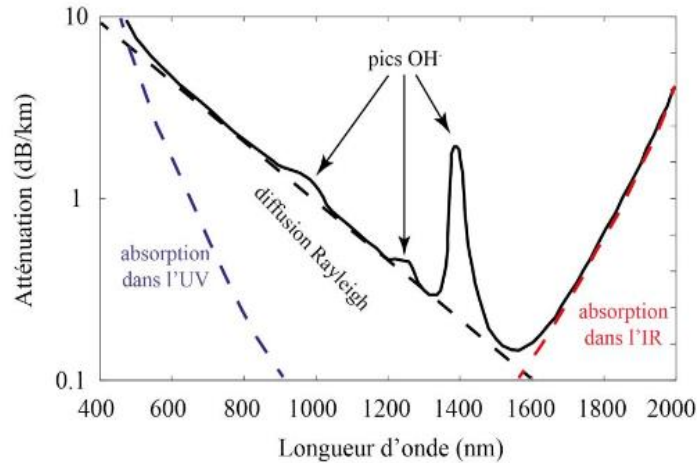


Figure II.1.b. Pertes et atténuation dans la fibre optique monomode. Sur cette figure on distingue les régions de diffusion Rayleigh, d'absorption des ions OH⁻, d'absorption infrarouge.

Lorsqu'on injecte, à l'entrée d'une fibre optique, une puissance $P(0)$ sous forme d'une onde électromagnétique, cette puissance décroît avec la longueur L de la fibre optique en fonction de l'atténuation linéique α (dB/m), dépendant du matériau (plastique, silice,...) et de la longueur d'onde λ . Cette puissance P_s en sortie de la fibre s'écrit:

$$P_s = P(L) = P(0) \cdot 10^{-\frac{\alpha \cdot L}{10}}$$

II.1.1.1.b. Absorption intrinsèque

On peut observer deux types d'absorption : les absorptions dues aux vibrations de liaisons et celles dues aux transitions électroniques.

❖ *L'absorption due aux vibrations de liaisons*

Ce mécanisme d'absorption correspond à l'excitation de vibrations du réseau formé par les atomes du matériau. Ce mécanisme d'absorption n'est important que si la fréquence de l'onde électromagnétique est voisine de la fréquence d'oscillation de la liaison entre les atomes, soit la liaison Si-O dans la silice. A cette fréquence de vibration correspondent des longueurs d'onde entre 8 et 12 μm , soit assez loin dans l'infrarouge. Toutefois, des longueurs d'onde plus courtes à partir de 2.5 μm contribuent encore faiblement à l'absorption par excitation de vibrations du réseau.

❖ *L'absorption électronique*

L'absorption électronique de la silice est responsable de l'absorption dans l'UV (fig. II.1.b)

II.1.1.1.c. L'absorption extrinsèque

❖ *Sels de métaux de transition*

Ce mécanisme d'absorption est lié à la présence inévitable d'impuretés dans le verre. Ces impuretés sont principalement les atomes métalliques (Fe, Cu, V, Co, Ni, Mn, et Cr) et les ions OH provenant de traces d'eau au cours de leur élaboration. Les atomes métalliques se trouvent dans le verre sous forme d'ions dont les niveaux d'énergie électroniques sont tels que la lumière utilisée dans les fibres (0,8 - 1,55 μm) peut facilement exciter des transitions électroniques.

❖ *Polluants organiques*

Tous les polluants organiques peuvent être responsables de l'absorption optique d'un matériau. De ce fait, une purification poussée est nécessaire. Mais l'absorption extrinsèque est principalement due à la présence d'eau, dont la vibration des groupements hydroxyle entraîne une forte atténuation optique.

Les deux effets ci-dessus n'existent plus en pratique.

II.1.1.1.d. Atténuation optique par diffusion

❖ *Diffusion intrinsèque*

Elle est causée par la diffusion Rayleigh qui est la diffusion de la lumière sur les molécules du matériau (la silice), due à des variations locales de l'indice de réfraction créées par des changements de densité ou de composition apparus au moment de la solidification du matériau. Cette diffusion se traduit par la propagation d'une partie de l'énergie incidente dans toutes les directions de l'espace, ceci en tout point de la fibre. La courbe ci-dessus traduit cette perte en fonction de la longueur d'onde. Cette diffusion provoque des pertes suivant une loi en λ^{-4} prépondérante dans le domaine des courtes longueurs d'onde.

❖ *Diffusion extrinsèque*

Cette diffusion est provoquée par les imperfections dans la structure de la fibre. Elle dépend peu de la longueur d'onde et peut être réduite au minimum en améliorant les techniques de

fabrication. Ces imperfections peuvent prendre la forme de zones microcristallines, d'infondus, d'agrégats de toutes sortes, de bulles d'air, de poussière, d'une pollution à l'interface entre le cœur et la gaine et/ou provenir de variations du diamètre du cœur du guide.

Par ailleurs, la courbure de la fibre, tant macroscopique (due au câblage) que microscopique (due à la pression d'un revêtement protecteur par exemple) peut entraîner une atténuation de la lumière. Les pertes par courbure macroscopique sont souvent négligeables en pratique, mais les pertes par micro-courbures peuvent augmenter l'atténuation de manière significative si on ne prend pas les précautions nécessaires lors de la fabrication et de la manutention des câbles. Cependant, en pratique s'ajoutent d'autres pertes réductibles telles que l'épissure, les connexions, et les couplages.

II.1.1.2. La dispersion dans la fibre optique

Lorsqu'une impulsion se propage en régime linéaire dans une fibre optique, elle subit généralement un phénomène de dispersion qui se traduit par un étalement temporel de celle-ci. Plusieurs types de dispersion existent, contribuant tous à l'étalement de l'impulsion au cours de sa propagation dans le guide. La cause principale de l'élargissement des impulsions dans les fibres optiques multimodes est la dispersion intermodale. Cet élargissement est provoqué par les différences des temps de parcours des différents modes. Dans une fibre monomode, subsistent la dispersion chromatique et la dispersion de polarisation.

II.1.1.2.a La dispersion chromatique

❖ La dispersion du matériau

Elle traduit le fait que la silice, qui compose majoritairement la fibre, possède un indice de réfraction, qui varie en fonction de la longueur d'onde. Cette dépendance induit une modification de la vitesse de groupe propre au milieu et doit être incluse dans les lois de propagation de la lumière dans le guide.

❖ La dispersion du guide

Le fait que les ondes se propagent dans un guide et non dans un milieu illimité entraîne une dépendance de l'indice de réfraction effectif en fonction de la longueur d'onde. Cette influence du guidage correspond à une nouvelle contribution à l'évolution spectrale des temps de groupe. Il est à noter que l'on parle de dispersion à la fois pour caractériser un effet physique et aussi pour définir un paramètre de mesure.

Moyennant un certain nombre d'approximations comme par exemple les termes croisés intervenant dans la définition de la dispersion du guide, on exprime communément la dispersion chromatique comme étant la somme de la dispersion du matériau et de la dispersion du guide. Son unité pratique dans le domaine télécom est en ps/(nm.km), c'est à dire que l'on considère l'étalement temporel d'une impulsion référence d'une largeur de 1 nm et ce sur une distance de 1 km.

❖ *Modèle de la dispersion du matériau*

Lorsqu'une onde électromagnétique se propage dans un matériau diélectrique, elle interagit avec les électrons liés à ce matériau. La dispersion chromatique exprime alors le fait que la réponse de ce milieu, et en particulier son indice de réfraction $n(\omega)$, dépende de la fréquence de l'onde incidente. Loin des fréquences de résonance du matériau, la dépendance de l'indice de réfraction vis-à-vis de la pulsation peut être évaluée avec une bonne approximation grâce aux équations de Sellmeier données par [1]:

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{\beta_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{\beta_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2} \quad , \quad \text{II.1}$$

ω_j , λ_j et β_j représentent respectivement la pulsation, la longueur d'onde dans le vide et l'amplitude de la $j^{\text{ième}}$ résonance. Comme le montre l'équation (II.1), la somme s'étend sur toutes les fréquences de résonance du matériau considéré et correspond, pour une fibre optique en silice dans la plage de longueur d'onde 500-1600 nm, à une somme de trois termes ($m=3$) définie par les trois résonances [29]:

❖ *Dispersion de vitesse de groupe*

Comme la vitesse de phase d'une onde monochromatique dans un milieu d'indice $n(\omega)$ est donnée par $c/n(\omega)$ (avec c : célérité de la lumière dans le vide), une impulsion lumineuse composée de plusieurs composantes spectrales et voyageant au sein d'une fibre optique verra ses composantes spectrales se propager à des vitesses différentes pour finalement engendrer un étalement de l'impulsion. Nous voyons donc ici les conséquences dramatiques que peut avoir la dispersion chromatique sur un système de transmission d'informations par fibres optiques. Traditionnellement, la communauté scientifique rend compte des effets de dispersion en développant la constante de propagation $\beta(\omega)$ en série de Taylor autour de la fréquence de la porteuse ω_0 suivant [29]:

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

où $\beta_0 = \beta(\omega_0)$ et $\beta_m = \left(\frac{\delta^m \beta}{\delta \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}$ pour $m = 1, 2, \dots$

Le terme β_1 traduit simplement la vitesse à laquelle se propage l'énergie de l'impulsion. En effet, le terme β_1 correspond à l'inverse de la vitesse de groupe v_g et s'exprime par [29]:

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} \left\{ n + \omega \frac{\delta n}{\delta \omega} \right\} \quad \text{II.3}$$

Quant au terme β_2 , il représente la dépendance de la vitesse de propagation de l'énergie vis-à-vis de la fréquence de l'onde. Il est le paramètre de dispersion chromatique d'ordre 2, β_2 s'exprime en ps^2/nm et est donné par [29]:

$$\beta_2 = \frac{\delta \beta_1}{\delta \omega} = - \frac{1}{v_g^2} \frac{\delta v_g}{\delta \omega} \quad \text{II.4}$$

avec : β_2 traduisant la variation de la vitesse de groupe vis-à-vis de la fréquence, il est communément appelé coefficient de dispersion de la vitesse de groupe (GVD). Cependant, la communauté appliquée lui préfère volontiers le paramètre D qui s'exprime en $\text{ps}/(\text{nm.km})$. Les deux paramètres sont simplement reliés par [29]:

$$D = - \frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2. \quad \text{II.5}$$

D'une manière générale, D est la somme de deux contributions : la dispersion chromatique du matériau D_m et la dispersion du guide D_g [29]. Pour la silice pure, la dispersion D_m s'annule au voisinage d'une longueur d'onde de $1.27 \mu\text{m}$ tandis que D_g dépend essentiellement des caractéristiques géométriques de la fibre optique. Dans une fibre standard (type SMF-28) la contribution du guide ne décale que très légèrement la longueur d'onde de dispersion nulle λ_0 qui se situe en générale autour de $1.3 \mu\text{m}$ [30]. La longueur d'onde de dispersion nulle permet alors de définir deux régimes de propagation séparés par λ_0 .

Le premier régime de dispersion est qualifié de normal (figure II.3) ($D < 0$), les composantes spectrales de plus basse fréquence se propagent alors plus vite que les composantes de haute fréquence et ce inversement pour le deuxième régime, qualifié d'anormal et pour lequel $D > 0$ (figure II.4). Cette valeur de λ_0 peut être modifiée en jouant sur le profil d'indice de la fibre [31]. En conséquence, les connaissances scientifiques et technologiques actuelles permettent en fait aux industriels de pouvoir disposer d'une gamme très complète de fibres optiques qui les autorise à imaginer des systèmes de communications comportant aussi bien des fibres à dispersion nulle, positive ou négative, mais également de pouvoir choisir le signe de la pente de dispersion [31].

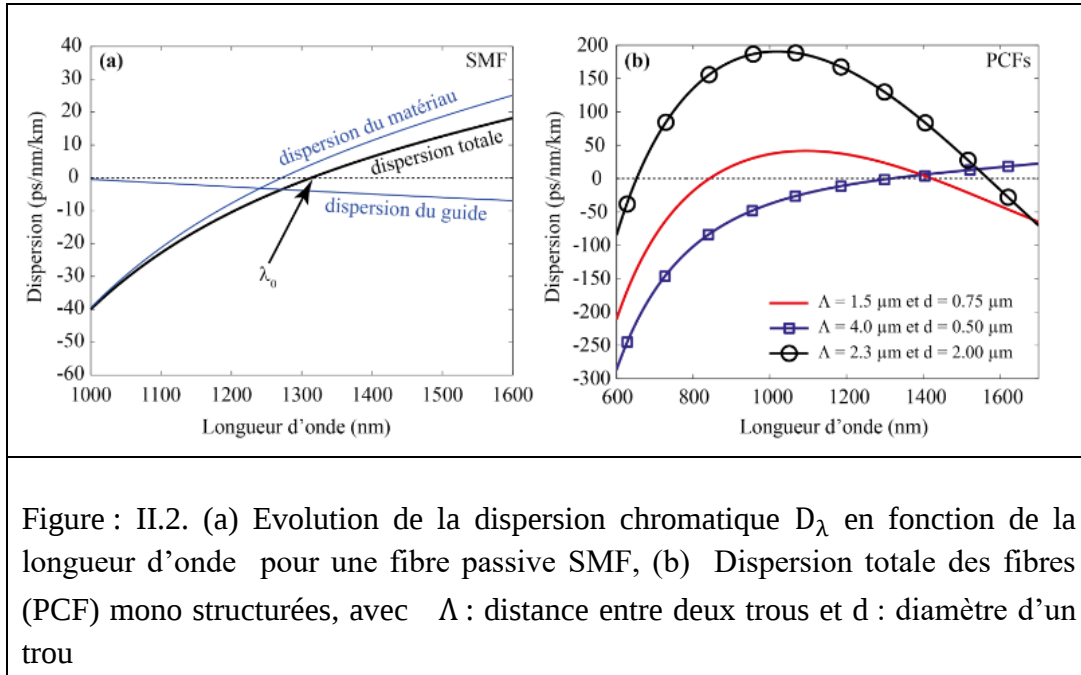
Un deuxième paramètre important pour les concepteurs de systèmes de télécommunications est la pente de la dispersion, S qui s'exprime en $\text{ps}/\text{km.nm}^2$, et souligne la dépendance de D

vis-à-vis de la longueur d'onde et elle est définie par $S = \frac{\delta D}{\delta \lambda}$ [31]. Sur la figure II.2.a, on peut voir les différentes dispersions pour la fibre standard (SMF) et sur la figure II.2.b, on représente la dispersion totale pour des fibres nono structurées PCFs.

La pente de dispersion correspond à la grandeur suivante :

$$S = \frac{\delta D}{\delta \lambda} \quad \text{II.6}$$

Ce paramètre correspond à la dispersion chromatique d'ordre 3 (TOD) et représente, sous une autre forme, le paramètre β_3 de l'équation (II.2). Cet effet se traduit par le fait que la dispersion chromatique d'ordre 2 varie le long du spectre des impulsions et que, par conséquent, chacune des composantes spectrales voit un coefficient de GVD différent [31]. La dispersion chromatique d'ordre 3 est un effet d'ordre supérieur qui peut être observé pour des impulsions ayant un spectre très large, en particulier pour les impulsions ultra-courtes dont la largeur totale à mi-hauteur (FWHM) est inférieure à 1ps [31].



Considérons le cas où une impulsion courte sans dérive de fréquence (non « chirpée ») se propage dans un milieu purement dispersif dont le champ électrique $E(z, T) = u(z, T) \exp[i(k_0 z - \omega_0 T)]$ dans le repère qui se déplace à la vitesse de groupe de

l'impulsion ($T = t - z/v_g$) et $u(z, T)$ représente l'enveloppe gaussienne de l'impulsion qui s'écrit :

$$u(z, T) = \frac{\delta_0}{(\delta_0^2 - i\beta_2 z)^{1/2}} * \exp\left[-\frac{T^2}{2(\delta_0^2 - i\beta_2 z)}\right], \quad \text{II.7}$$

avec δ_0 la demi largeur initiale de l'impulsion à 1/e du profil l'intensité reliée à la largeur totale à mi-hauteur de l'impulsion $\text{FWHM} = 2\sqrt{\ln 2}\delta_0$, et $u(0, T) = \exp\left[-\frac{T^2}{2\delta_0^2}\right]$, qui est la forme initiale du champ électrique.

La transformée de Fourier TF de $u(z, T)$ est : $u(z, \omega) = u(0, \omega) \exp\left[i\frac{\beta_2 \omega^2 z}{2}\right], \quad \text{II.8}$

où $u(0, \omega)$ est la transformée de Fourier de $u(0, T)$. On constate que le module de $u(z, \omega)$ ne change pas $|u(z, \omega)|^2 = |u(0, \omega)|^2$, il reste constant au cours de la propagation. Par contre, le changement de phase spectrale peut modifier la forme de l'enveloppe temporelle. De l'équation II.7, on peut déduire la demi-durée de l'impulsion au cours de sa propagation le long de z .

$$\delta_1 = \delta_0 \left[1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2\right]^{1/2}, \quad \text{II.9}$$

Où L_D représente la distance caractéristique de propagation à partir de laquelle les effets dispersifs deviennent importants $L_D = \frac{(2\delta_0)^2}{|\beta_2|}$. A une distance $z = L_D$, l'impulsion s'élargit d'un facteur $\sqrt{2}$. En même temps la phase évolue, l'impulsion acquiert une phase quadratique de type $\phi_{disp} = (at^2 + b)$. La fréquence instantanée sous l'enveloppe de l'impulsion, c'est à dire, la dérivée temporelle de la phase, s'écarte donc de la fréquence de la porteuse ω_0 selon une quantité qui varie linéairement le long de l'impulsion et qui augmente avec la distance de propagation (figures II.3 et II.4).

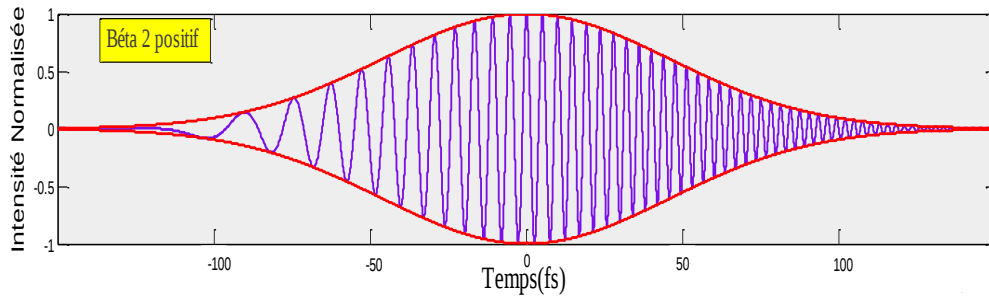


Figure. II.3: Amplitude du champ électrique d'une impulsion, initialement non chirpée, après avoir traversé un milieu à dispersion normale

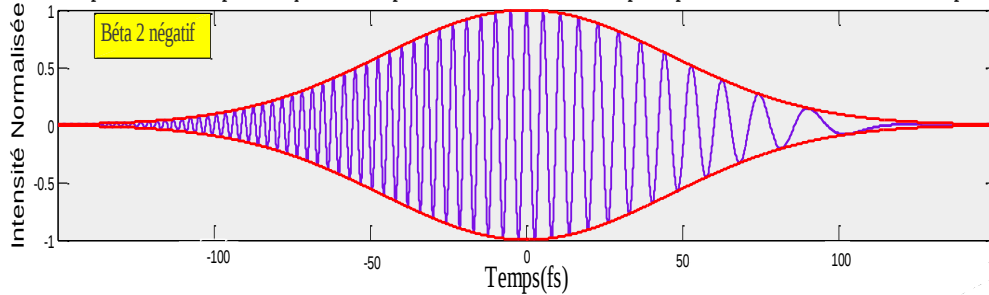


Figure. II.4: Amplitude du champ électrique d'une impulsion, initialement non chirpée, après avoir traversé un milieu à dispersion anormale

Au regard de l'équation II.9, on constate que l'impulsion s'élargit de la même manière quel que soit le signe de β_2 . En revanche, l'élargissement temporel d'une impulsion, initialement *chirpée*, évolue de manière différente, suivant le type de dispersion, à savoir anormale ($\beta_2 < 0$) et normale ($\beta_2 > 0$). Donc, l'évolution temporelle dépendra des signes de β_2 et du terme d'étirement initial. Les figures II.3 et II.4 ont été tracées par Matlab.

Soient $E = \cos(\omega_0 t + at^2) * \exp\left(-\left(\frac{t}{\sqrt{2}\delta_0}\right)^2\right)$, $E_1 = \exp\left(-\left(\frac{t}{\sqrt{2}\delta_0}\right)^2\right)$ et $E_2 = -\exp\left(-\left(\frac{t}{\sqrt{2}\delta_0}\right)^2\right)$ avec le terme de chirp ' $a' = 5 \cdot 10^{27} \left(\frac{1}{s^2}\right)$ ', $\sqrt{2}\delta_0 = 65 \text{ fs}$ et $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

II.1.1.2.b. La dispersion de polarisation

Le mode fondamental d'une fibre optique monomode (LP01) est une combinaison de deux modes électromagnétiques notés LPx01 et LPy01 qui ne se propagent pas à la même vitesse dans la fibre si celle-ci présente une biréfringence résiduelle, de forme ou de contrainte. La propagation simultanée dans la fibre de ces deux modes de polarisation introduit un phénomène de dispersion dite de polarisation qui est un facteur limitant de la capacité des lignes de transmission optique monomode. Le concept de dispersion de polarisation est plus difficile à appréhender que celui de la dispersion chromatique du fait du couplage aléatoire des modes de polarisation. Ce phénomène rend nécessaire une analyse statistique de la dispersion de polarisation avec comme conséquence immédiate le fait que la valeur obtenue (exprimée en picoseconde) n'est qu'une valeur moyenne.

II.1.1.3. Biréfringence.

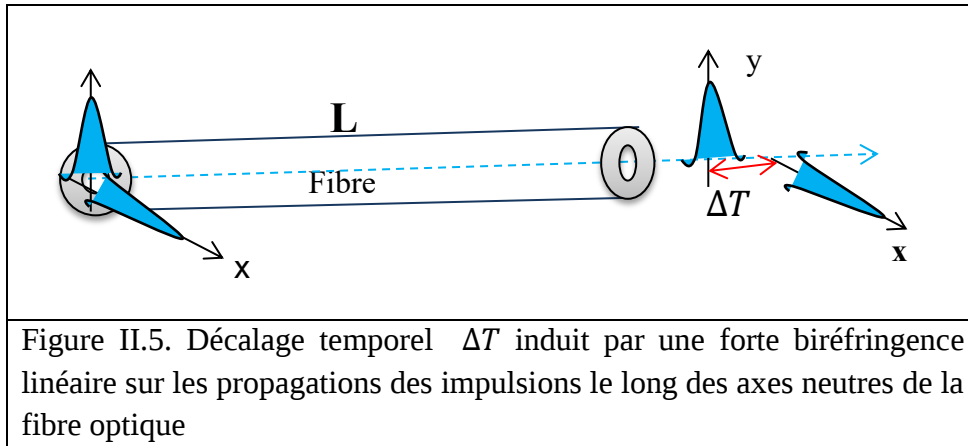
La biréfringence dans une fibre optique est causée par l'asymétrie de la section du guide où le signal est confiné [32]. Celle-ci donne naissance à deux modes de polarisation distincts suivant des axes normaux et caractérisés par des vitesses de propagation différentes. Pour certaines applications, une forte biréfringence est souhaitable ; on parle alors de fibres à maintien de polarisation. À l'opposé, en d'autres occasions il est préférable de s'assurer que celle-ci soit réduite autant que possible. Toutefois, les imperfections de géométrie ou de composition de la fibre ainsi que les contraintes environnementales exercées sur celle-ci empêchent d'éliminer complètement la biréfringence.

De plus, la nature aléatoire de ces perturbations engendre un couplage entre les modes normaux. On distingue deux régimes de couplage dans les fibres : le couplage faible et le couplage fort. Dans le premier cas, l'orientation des axes normaux est préservée (i.e. fibre à maintien de polarisation) alors que dans le second cas, celle-ci change de façon aléatoire le long de la fibre. On peut tenir une comparaison entre le régime de couplage fort et une séquence de lames d'onde d'épaisseur variable et orientées de façon arbitraire les unes par rapport aux autres.

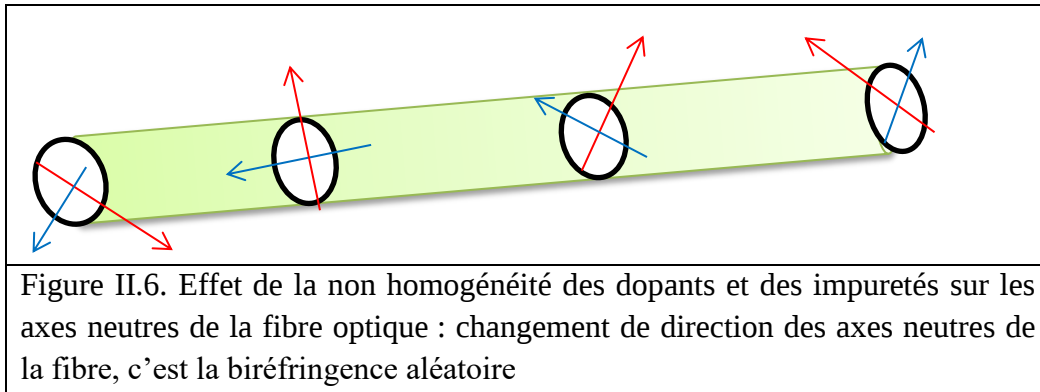
Dans tous les cas, il est possible de définir un axe rapide et un axe lent associés aux modes normaux (appelés respectivement x et y). La différence entre les vitesses caractérisant les deux modes induit un délai à la sortie du milieu (fig.II.5) ; ce phénomène est appelé dispersion des modes de polarisation [32-33]. Par exemple, le délai ΔT occasionné entre les composantes de polarisation d'une impulsion suivant les modes normaux à la sortie d'une fibre de longueur L correspond à :

$$\Delta T = L.(v_{gy} - v_{gx})^{-1} \quad \text{II.10}$$

où v_{gy} et v_{gx} étant les vitesses de groupe suivant x et y . La quantité $(v_{gy} - v_{gx})$ est reliée à la biréfringence de la fibre ; elle constitue une mesure de la dispersion des modes de polarisation. Dans ce cas, on a supposé un faible couplage entre les modes de polarisation. Dans le cas contraire, le délai n'est plus une fonction linéaire de la longueur L mais varie plutôt comme $L^{1/2}$. Ce résultat est dû à la nature stochastique du phénomène de dispersion des modes de polarisation en régime de fort couplage.



L'effet de la biréfringence sur la synchronisation modale d'un laser à fibre suivant une méthode est discuté en [34]. Ces rapports démontrent qu'une biréfringence résiduelle ne constitue pas forcément un obstacle à la formation des impulsions dans un laser en régime de synchronisation modale. Par exemple, on pourrait remplacer les lames de phase (contrôleur de polarisation) dans le mécanisme par un segment de fibre possédant une biréfringence résiduelle équivalente. Toutefois, l'emploi des lames biréfringentes est plus pratique ; de cette façon, le contrôle de la polarisation est plus simple. En particulier, la caractérisation de la biréfringence résiduelle d'une fibre optique peut représenter un défi de taille. Une biréfringence trop élevée entraîne un délai ΔT important, lequel risque de gêner l'action du mécanisme de synchronisation modale. L'équation (II.10) peut servir afin d'établir une limite à propos de la biréfringence qui demeure acceptable pour le fonctionnement du laser. De façon grossière, on estime qu'une valeur ΔT supérieure à la durée des impulsions est suffisamment importante pour empêcher la formation de celles-ci. Toutefois, il est préférable que ΔT se retrouve en deçà de cette limite. La dispersion des modes de polarisation de la fibre dopée à l'erbium se situe en deçà de 2 fs/m alors que la valeur nominale dans le cas des fibres SMF-28 et Flexcore est nettement plus faible. Une fibre optique, au cours de sa fabrication, peut avoir des défauts comme la non homogénéité de la concentration des dopants et des impuretés dans la matrice de silice. Dans ce cas, les axes neutres de la fibre peuvent changer de direction. Ainsi, les axes de la polarisation elliptique de l'onde se propageant dans la fibre changeront de direction de manière aléatoire, même en absence d'effet non-linéaire [210], figure II.6.



II.1.2. Les effets non linéaires élastiques

Lorsqu'une onde lumineuse intense se propage dans ces fibres, des effets non linéaires se mettent en place [35]. Ils peuvent être séparés en deux grandes catégories, l'effet Kerr optique, dû à la modification de l'indice de réfraction du milieu en fonction de l'intensité de l'onde s'y propageant, et les effets inélastiques. Ces derniers regroupent les diffusions Raman et Brillouin.

Il est connu que deux signaux lumineux tels des impulsions se propageant dans un milieu linéaire obéissent au principe de superposition. Mathématiquement, deux solutions de l'équation différentielle de propagation peuvent s'additionner pour former une nouvelle solution. En d'autres termes, la présence de la première impulsion n'affecte pas le comportement de la seconde et vice-versa. Ces impulsions se propagent donc indépendamment et peuvent même se croiser sans s'affecter l'une et l'autre. Dans ce cas, on ne peut pas vraiment parler d'interaction entre les impulsions.

Aussitôt que la propagation est non linéaire, comme celle qui se produit dans une fibre optique, les deux impulsions qui se croisent s'affectent mutuellement. Pour représenter ce phénomène, de nouveaux termes doivent être introduits dans l'équation de propagation. Ces termes dépendent de l'amplitude du signal élevée à des puissances supérieures. Deux solutions de l'équation ne peuvent donc plus s'additionner pour en donner une troisième. L'interaction peut mener à différents scénarios selon les effets considérés, la valeur des paramètres les représentant et les conditions initiales. **C'est la dynamique non linéaire.**

Le principe de base pour expliquer toute interaction non linéaire est le suivant. Une impulsion solitaire possède certaines propriétés bien établies. Par exemple, sa fréquence porteuse, son amplitude et sa vitesse de propagation sont fixes. Si une seconde impulsion s'en approche, le profil en puissance du signal est alors modifié. Comme les termes non linéaires de l'équation de propagation dépendent du profil en puissance, il en découle différents changements dans la

propagation des impulsions par rapport à leur propagation isolée. Ceci peut mener à une attraction ou à une répulsion entre les impulsions.

II.1.2.a. Effet Kerr optique

La réponse d'un milieu diélectrique n'est plus proportionnelle au champ appliqué sur celui-ci à partir d'un certain niveau de puissance. Ainsi, la polarisation induite $\mathbf{P}$ dans le milieu satisfait à la relation non linéaire :

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E} \mathbf{E} + \chi^{(3)} \mathbf{E} \mathbf{E} \mathbf{E} + \dots), \quad \text{II.11}$$

où ε_0 est la permittivité du vide, $\chi^{(j)}$ le tenseur de susceptibilité d'ordre j et E le champ électrique. La dépendance en fréquence de $\chi^{(1)}$ est responsable, entre autres, de la dispersion. Dans un milieu centro-symétrique (comme la silice), le second terme de l'expansion dans l'équation (II.11) est nul. La susceptibilité d'ordre trois $\chi^{(3)}$ est responsable de plusieurs des effets non linéaires observés dans une fibre optique. Le plus connu d'entre eux est sans doute l'effet Kerr, lequel est caractérisé par une modification Δn de l'indice de réfraction du milieu suivant l'intensité $I(t)$ du champ. Dans le cas d'une fibre optique, l'indice de réfraction est relié à l'intensité $I(t)$ ($I \propto |E|^2$) de la lumière incidente par la relation suivante [31]

$$n = n(\lambda) + n_2 I(t) \quad \text{II.12}$$

Avec $n(\lambda)$ l'indice linéaire qui dépend de la longueur d'onde λ responsable de l'effet de dispersion et n_2 est l'indice non linéaire du milieu.

À son tour, la modification de l'indice de réfraction entraînée par le champ donne naissance à un déphasage non linéaire φ_{NL} qui s'écrit :

$$\varphi_{NL} = \frac{2\pi n_2}{\lambda} I(t) L \quad \text{II.13}$$

où $\frac{2\pi}{\lambda}$ est le nombre d'onde et L la distance parcourue dans le milieu. Une des conséquences directes de l'effet Kerr est l'auto-modulation de phase (SPM : self phase modulation) : il s'agit d'un déphasage auto-induit par un champ optique intense lorsqu'il se propage dans une fibre optique. Ce phénomène se traduit par l'apparition de nouvelles composantes spectrales.

Dans le cas où deux champs optiques (E_1, E_2) de fréquences ou de polarisations différentes, se propagent simultanément dans une fibre, en plus de la SPM induite par chaque champ, un déphasage non linéaire est acquis par un des deux champs optiques sous l'influence de l'intensité de l'autre, c'est l'effet de la modulation de phase croisée (XPM : cross phase

modulation). Le déphasage non linéaire total ($\Delta\phi_{NL}$) acquis par le champ optique « 1 » après avoir parcouru, dans une fibre optique, une distance z est :

$$\Delta\phi_{NL} = \frac{2\pi n_2}{\lambda_1} [I(t)_1 + 2I(t)_2] \cdot z, \quad \text{II.14}$$

où, $I(t)_2 \propto |E_2|^2$ est l'intensité du champ « 2 ». Le terme $\frac{2\pi n_2}{\lambda_1} I(t)_1 \cdot z$ représente le déphasage responsable de la SPM et le second terme $\frac{2\pi n_2}{\lambda_1} \cdot 2I(t)_2 \cdot z$ est responsable de la XPM. Notons que la description complète de la XPM fait intervenir généralement les termes cohérents $E_1^2 \cdot E_2^*$ et $E_2^2 \cdot E_1^*$. Cette modulation induit une dérive de fréquence caractérisée par une pente positive sur la portion centrale de l'impulsion. Également, cet effet est accompagné d'un élargissement du contenu spectral de l'impulsion. Dans le cas de la silice, $n_2 \approx 2.5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [36], et dans une fibre optique, cette valeur dépend de la présence de co-dopants ainsi que de la biréfringence. Ainsi, pour un laser à fibre ordinaire (i.e. $L \approx 10 \text{ m}$), le déphasage non linéaire devient notable pour une intensité avoisinant 10^8 W/cm^2 , ce qui est relativement peu élevé compte tenu du diamètre qui caractérise le cœur d'une fibre optique standard. En raison de la nature tensorielle de la susceptibilité électrique, l'ellipse de polarisation d'une onde peut être modifiée par la biréfringence non linéaire. Cet effet peut être utilisé dans un laser à fibre afin de recréer artificiellement l'action d'un absorbant saturable [30] et [37]. La synchronisation modale par rotation non linéaire de la polarisation ("polarization additive pulse mode-locking", en anglais) est une variante des techniques d'interférométrie non linéaire [32-35].

II.1.2.b. Auto modulation de phase (SPM).

Considérons à présent, la propagation d'une impulsion courte dans un milieu purement non linéaire. L'équation de propagation non linéaire de Schrödinger dans un milieu dispersif et non linéaire.

$$i \frac{\partial u(z,T)}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u(z,T)}{\partial T^2} + \gamma |u(z,T)|^2 u(z,T) = 0 \quad \text{II.15}$$

Devient :

$$\frac{\partial u(z,T)}{\partial z} = i\gamma |u(z,T)|^2 u(z,T) \quad \text{II.16}$$

Cette équation peut être aisément résolue analytiquement et sa solution prend alors la forme

$$\text{suivante :} \quad u(z,T) = u(0,T) \exp\left(i\gamma \frac{|u(0,T)|^2}{2\sqrt{\ln 2} \delta_0} z\right), \quad \text{II.17}$$

avec $\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}$ le terme de non linéarité, où A_{eff} représente l'aire effective du mode de propagation au sein de la fibre optique. L'équation (II.17) montre que $|u(z, T)| = |u(0, T)|$ et par conséquent le profil d'intensité n'est pas modifié au cours de la propagation. Par contre, une variation de phase de l'impulsion par elle-même est obtenue, ce qui est qualifié alors d'effet d'auto-modulation de phase. Cet effet conduit à un déphasage non linéaire

$\Phi_{NL}(z, T) = \gamma |u(0, T)|^2 z$, dépendant de la puissance et du profil de l'impulsion, et qui augmente linéairement avec la distance de propagation z . Pour une impulsion de forme gaussienne ou sécante hyperbolique, le déphasage est maximum au centre de l'impulsion, $\Phi_{NL}Max = \gamma \cdot |u(0, 0)|^2 \cdot z$, où $E(0, 0) = |u(0, 0)|^2$ représente l'énergie crête de l'impulsion à l'entrée de la fibre. L'auto-modulation de phase modifie donc le profil spectral de l'impulsion en générant en permanence, au cours de la propagation, des photons de fréquences inférieures à la fréquence de la porteuse ω_0 sur le front montant de l'impulsion et des photons de fréquences supérieures à la fréquence de la porteuse ω_0 sur le front descendant. De ce fait, l'impulsion acquiert un chirp (figure II.10) défini par [31].

$$\delta\omega(T) = \omega(T) - \omega_0 = -\frac{\partial\Phi_{NL}(T)}{\partial T} = -\frac{\partial|u(T, 0)|^2}{\partial T} \cdot \frac{1}{2\sqrt{\ln 2}\delta_0} \cdot \gamma z \quad \text{II.18}$$

La longueur d'onde augmente sur le front montant de l'impulsion (décalage vers le rouge) et diminue sur le front descendant (décalage vers le bleu). Le chirp induit par effet d'auto-modulation de phase conduit donc à un élargissement spectral de l'impulsion. Les changements intervenant dans le spectre de l'impulsion sont dus à la dépendance temporelle de cette phase non linéaire. La distance caractéristique au-delà de laquelle les effets non linéaires deviennent importants est notée L_{NL} . Elle représente la distance de la fibre nécessaire à une accumulation de phase non linéaire au centre de l'impulsion égale à l'unité, ($\Phi_{NL}Max = 1$) et $L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_c}$.

Les longueurs L_D et L_{NL} nous renseignent sur l'importance des effets dispersifs et non linéaires au cours de la propagation d'une impulsion le long d'une fibre optique. Si $L_D \ll L_{NL}$, le milieu est essentiellement dispersif, on aura un élargissement temporel de l'impulsion. Par contre, si $L_D \gg L_{NL}$, le milieu est principalement non linéaire, on aura un élargissement spectral de l'impulsion. Sur les figures II.7 et II.8, on représente la forme de l'impulsion gaussienne non chirpée initialement au cours de sa propagation dans un milieu non dispersif et en absence d'effet non linéaire. En absence de perte, l'impulsion gardera sa forme initiale.

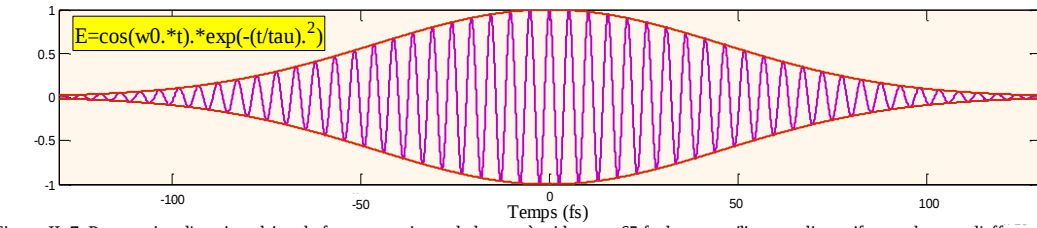


Figure. II. 7. Propagation d'une impulsion de forme gaussienne de largeur à mi-hauteur 65 fs dans un milieu non dispersif et en absence d'effet non linéaire

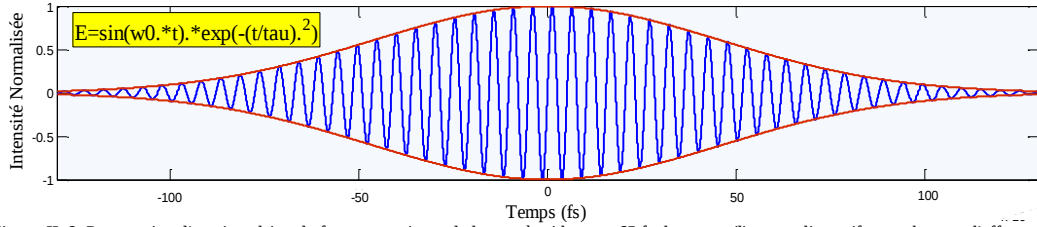


Figure. II. 8. Propagation d'une impulsion de forme gaussienne de largeur à mi-hauteur 65 fs dans un milieu non dispersif et en absence d'effet non linéaire

Maintenant, quand $L_D \sim L_{NL}$, les deux effets (SPM et DVG) sont d'égales importances [38]. Dans le cas d'un milieu à dispersion normale ($\beta_2 > 0$) les effets non linéaires et dispersifs contribuent à l'élargissement temporel de l'impulsion. Alors que dans un milieu à dispersion anormale ($\beta_2 < 0$), une compensation entre l'élargissement temporel dû à la dispersion chromatique (figure II.9) et la création de nouvelles fréquences générées par l'auto modulation de phase (figure II.10) s'installe. Lorsqu'une impulsion lumineuse de profil arbitraire se propage dans un milieu dispersif ($\beta_2 < 0$) non linéaire, elle tend à prendre la forme d'un soliton. Le soliton est défini comme une impulsion ne subissant aucune déformation au cours de sa propagation dans le milieu non linéaire et dispersif (dispersion anormale).

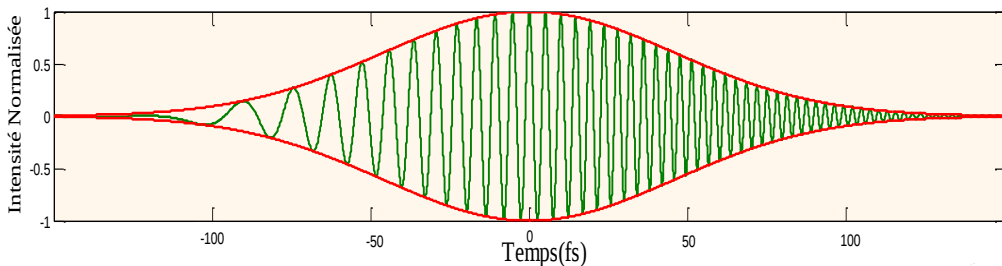


Figure. II.9: Chirp induit par l'automodulation de phase sur une impulsion non chirpée traversant un milieu purement non linéaire

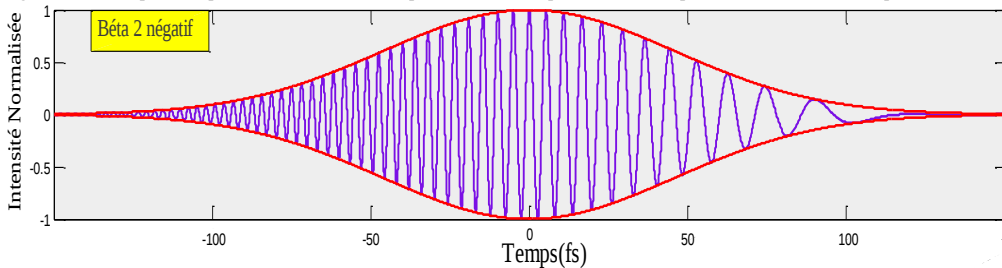


Figure. II.10: Chirp induit par la dispersion chromatique anormale sur une impulsion non chirpée initialement.

II.1.2.c. Effet solitonique dans une fibre passive

En tenant compte de la dispersion de la vitesse de groupe (GVD), on modélise la propagation d'un signal en utilisant l'équation de Schrödinger non linéaire (NLSE). Cette équation présente une solution localisée sous la forme d'une impulsion sécante hyperbolique appelée soliton [39]. Il fut montré également que tout signal injecté dans une fibre va éventuellement se déformer pour devenir un soliton en émettant des ondes dispersives [29]. C'est ce phénomène de transformation menant toute impulsion vers un soliton que l'on nomme *effet solitonique*.

L'utilisation d'impulsions solitoniques pour la transmission d'informations par fibres optiques fut proposée en 1973 par Hasegawa et Tappert [40]. Le soliton est la manifestation d'un équilibre parfait au sein de la fibre optique entre la non linéarité liée à l'effet Kerr et la dispersion chromatique d'ordre 2 [38], figure II.11.a. Ce phénomène est observable en régime de dispersion anormale ($\beta_2 < 0$) où le chirp généré par l'auto-modulation de phase (SPM) est en tout point de la fibre contrebalancé par le chirp lié à la dispersion chromatique d'ordre 2 (figure II.11.a) [38]. En l'absence de perte et d'effet d'ordre supérieur, le soliton est alors capable de voyager au sein de la fibre optique sans aucune déformation [31-38-41], figure II.11.b. Les solitons optiques ont été étudiés de manière extensive dans le cadre des communications optiques [42] et [43].

II.1.2.d. Equation de Schrödinger non linéaire.

Afin de modéliser la propagation d'une onde lumineuse à travers une fibre optique nous utilisons l'équation d'onde déduite des équations de Maxwell en tenant compte de la polarisation non linéaire du milieu. Cette équation prend en compte les effets linéaires et non linéaires. Si nous ne prenons pas en compte les effets des diffusions Raman (dans le cas d'un régime de faible puissance) et Brillouin (quand la largeur de raie du laser pompe est trop importante), et en se limitant au terme de dispersion d'ordre deux β_2 , l'équation non linéaire de Schrödinger [44-45] en $u(z, T)$ donne des solutions tel que le champ électrique $E(z, T) = u(z, T) \exp[i(k_0 z - \omega_0 T)]$ dans le repère qui se déplace à la vitesse de groupe de l'impulsion ($T = t - z/v_g$).

En réalité cette équation de Schrödinger non linéaire (II.15) admet une famille de solutions pour chaque ordre du soliton N . Lorsque $N=1$, l'auto modulation de phase et la dispersion peuvent se compenser exactement si β_2 et γ sont de signes opposés. Dans le cas d'une fibre en silice le terme γ est toujours positif. Le soliton fondamental ($N = 1$) ne peut exister que

lorsque la dispersion est négative ($\beta_2 < 0$). Ainsi, l'équation II.15 admet une solution qui se propage sans déformation de la forme d'une sécante hyperbolique qui s'écrit :

$$u(z, T) = N\sqrt{P_0} * \text{sech}\left(\frac{T}{2\text{Ln}(1+\sqrt{2})\delta_0}\right) \exp\left(i\gamma \frac{|u(0,0)|^2}{2\text{Ln}(1+\sqrt{2})\delta_0} z\right) \quad \text{II.19}$$

$$\text{Avec } u(0, T) = N * \text{sech}\left(\frac{T}{2\text{Ln}(1+\sqrt{2})\delta_0}\right), \quad \text{II.20}$$

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 (2\text{Ln}(1+\sqrt{2})\delta_0)^2}{|\beta_2|} \quad \text{II.21}$$

et $P_0 = \frac{|u(0,0)|^2}{2\text{Ln}(1+\sqrt{2})\delta_0}$, la puissance crête du soliton fondamental et $\text{FWHM} = 2\text{Ln}(1+\sqrt{2})\delta_0$ du soliton. Pour le soliton fondamental :

$$u(z, T) = \sqrt{P_0} * \text{sech}\left(\frac{T}{2\text{Ln}(1+\sqrt{2})\delta_0}\right) \exp\left(i\gamma \frac{|u(0,0)|^2}{2\text{Ln}(1+\sqrt{2})\delta_0} z\right), \quad \text{II.22}$$

Sur les figures II.11.a et II.11.b, on représente le profil temporel en intensité d'un soliton fondamental. Lorsque N est supérieur à 1.5, (figure II.11.c) on parle de soliton d'ordre supérieur et l'inégalité $L_D > L_{NL}$ est vérifiée, ce qui signifie qu'un battement se crée entre les effets de l'auto-modulation de phase et de la dispersion. Dans les premiers mètres de la fibre l'impulsion s'élargit sous l'effet de l'auto-modulation de phase puis la dispersion, lorsqu'elle est anormale ($\beta_2 < 0$), contracte l'impulsion. On voit apparaître une période solitonique au cours de laquelle l'impulsion se déforme jusqu'à atteindre une forme en sécante hyperbolique. La distance L_S au bout de laquelle le soliton retrouve sa forme initiale après déformation est appelée période soliton et définie par : $L_S = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{2\delta_0^2}{|\beta_2|}$. Lors de ces déformations, une partie de l'énergie présente dans l'impulsion initiale est dissipée sous forme d'une onde dispersive. La puissance crête P_S du soliton d'ordre supérieur est liée à la puissance du soliton fondamental par :

$$P_S = N^2 P_0. \quad \text{II.23}$$

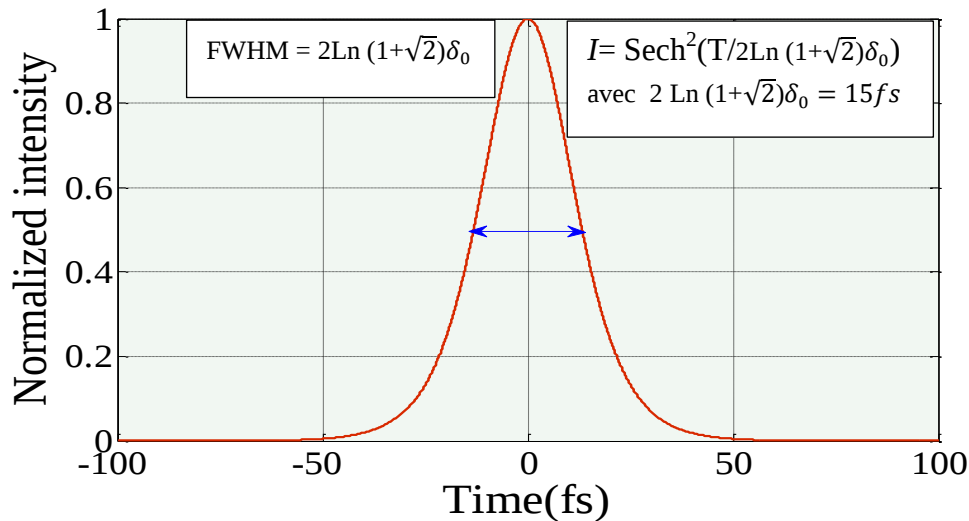


Figure II.11.a. Tracé du profil temporel de l'intensité d'un soliton fondamental de forme sécante hyperbolique. Dans le code (Matlab), T varie de - 60 à + 60 fs

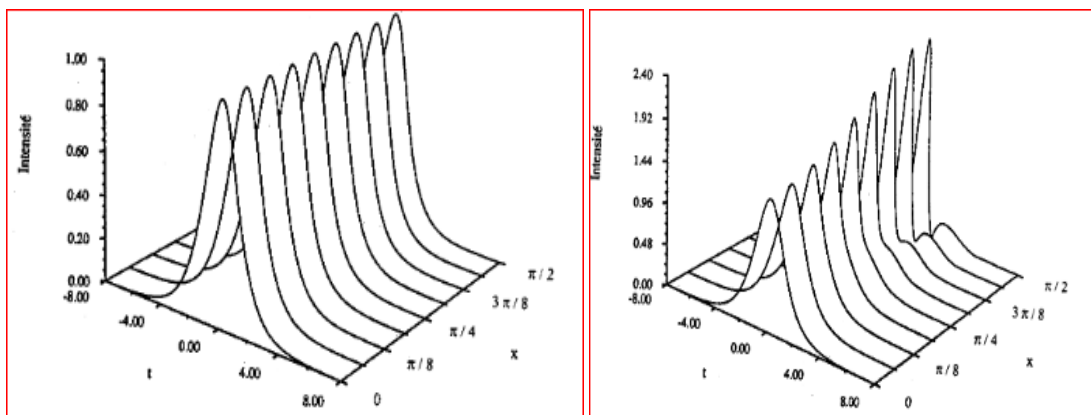


Figure II.11.b. Propagation d'un soliton fondamental $N=1$: l'impulsion ne subit aucune dispersion au cours de sa

Figure II.11.c. Propagation d'un soliton d'ordre $N=1.5$: l'impulsion se comprime et se disperse après $x = \pi/2$

II.1.3. Les effets non linéaires inélastiques.

Lorsque la propagation d'impulsions ultracourtes possédant une puissance crête élevée est considérée, il se peut que d'autres effets d'ordre supérieur deviennent importants. Il est connu qu'en présence de l'effet Raman, un soliton subit une dérive graduelle de sa fréquence centrale par un échange d'énergie avec les phonons du milieu solide que forme la fibre. C'est l'auto-dérive de la fréquence du soliton (*soliton self-frequency shift (SSFS)*) découverte par

Mitschke et Mollenauer [46] et expliquée par Gordon [47]. La dispersion d'ordre trois, quant à elle, en plus de rendre l'impulsion asymétrique [48] peut mener à la formation d'une bande spectrale résonante qui déstabilise le soliton jusqu'à le détruire [49]. Un effet semblable se produit aussi dans le cas de gestion de dispersion [50]. On s'attend donc à ce que ces effets affectent aussi les interactions entre solitons.

Dans ce paragraphe, on parlera de deux phénomènes inélastiques qui se manifestent dans une fibre optique. Il s'agit de la diffusion Raman, qui fait intervenir des phonons optiques et de la diffusion Brillouin, faisant intervenir des phonons acoustiques. Ces effets sont toujours présents dans le milieu car ils ne font pas nécessairement appel à l'accord de phase. Dans ce cas le milieu devient actif et interagit avec l'onde optique qui le traverse.

Les phénomènes de diffusion stimulée se distinguent des autres effets non linéaires dans le sens où ils impliquent un changement d'état d'énergie de la matière. En effet, une transition énergétique des molécules du matériau convertit une partie de l'énergie du signal incident, au cours de sa propagation, en deux nouveaux signaux appelés « onde Stokes » et « onde anti-Stokes », décalés en fréquence d'une quantité dépendant du matériau [31] et [41]. Les diffusions Raman et Brillouin peuvent avoir des conséquences néfastes sur la propagation d'impulsions dans une fibre optique, en engendrant de grandes instabilités, aussi elles peuvent être utilisées volontairement pour générer d'autres fréquences, et être à la base de lasers fibrés ou encore servir d'amplificateur [31].

II.1.3.a. Diffusion Raman

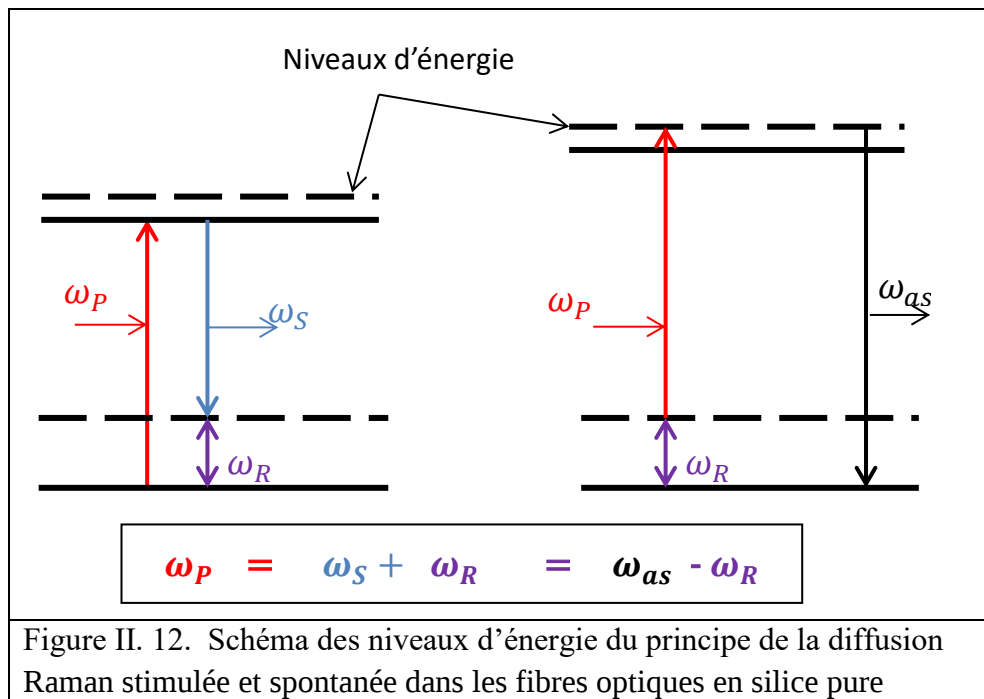
La diffusion Raman résulte de l'interaction entre une onde lumineuse et les phonons optiques de la silice. Une onde lumineuse injectée dans une fibre optique excite les molécules qui vibrent alors à leur fréquence propre avant de retourner à leur état d'équilibre : il s'agit donc de vibrations intramoléculaires. Pour la silice, le temps de relaxation de cet effet est de 75 fs et la fréquence propre de vibration des molécules de silice est $\nu_R = 13.2$ THz. Ainsi, un échange d'énergie a lieu entre le milieu et l'onde lumineuse qui se traduit par l'apparition d'une onde Stokes de fréquence ν_s décalée de 13.2 THz par rapport à la fréquence de l'onde pompe ν_p . Cependant, si pour la génération de cette onde Stokes seule l'énergie d'un photon est nécessaire ($\nu_p = \nu_p + \nu_R$), par contre, il faut l'énergie d'un photon de pompe à laquelle s'ajoute l'énergie associée à la fréquence de vibration des molécules de silice, pour générer une onde anti-Stokes, du côté des hautes fréquences, comme le montre la figure II.12. Comme la durée de vie du photon est trop courte, la probabilité pour qu'apparaisse cette onde anti-

Stokes spontanément est faible. C'est pourquoi la courbe de gain correspondant à l'effet Raman est antisymétrique par rapport à ν_p . Il existe deux régimes de diffusion : un régime spontané toujours présent quel que soit la puissance de l'onde pompe, et un régime stimulé qui se produit au-delà d'une certaine puissance seuil donnée par :

$$P_{seuil} = \frac{16A_{eff}}{g_R \cdot L_{eff}} \quad \text{II.24}$$

où A_{eff} est l'aire effective du mode fondamental et $L_{eff} = (1 - \exp(-\alpha L))/\alpha$ avec α les pertes de la fibre à la longueur d'onde de pompe et L la longueur de la fibre, g_R est le gain Raman, égal à $1.10^{-13} m \cdot W^{-1}$ pour une fibre en silice mais fluctuant en fonction du dopage de la fibre. En effet, lorsque la fibre est dopée au germanium, comme c'est le cas des fibres conventionnelles fortement non linéaires, cette valeur augmente et peut atteindre jusqu'à 9 fois la valeur du gain Raman dans une fibre en silice pure [51].

Lorsque la puissance de l'onde incidente augmente l'amplitude de l'onde Stokes augmente également et agit, à son tour, comme une pompe secondaire qui génère une nouvelle onde Stokes. On parlera alors de composantes Stokes de premier et second ordre et de « cascade Raman ». La diffusion Raman est un processus très utile pour la génération de super continuum. Il existe de la diffusion Raman co-propagative et contra-propagative contrairement à la diffusion Brillouin qui n'autorise que des radiations Stokes contra-propagatives.



II.1.3.b. Effet Brillouin

La diffusion Brillouin résulte de l'interaction d'une onde lumineuse avec des phonons acoustiques. L'onde lumineuse injectée dans la fibre augmente l'agitation thermique, responsable de la vibration intermoléculaire du milieu. Cette vibration des molécules les unes par rapport aux autres génère des ondes acoustiques de faible amplitude et une modification de l'indice de réfraction du milieu. L'onde lumineuse injectée dans le milieu est alors rétrodiffusée par ces ondes acoustiques et décalée de la fréquence de l'onde pompe, par effet Doppler, d'une quantité $\nu_B = 11.2 \text{ GHz}$ dans les fibres optiques en silice. L'efficacité de cette diffusion dépend du contraste du réseau d'indice, créé par l'interaction acousto-optique, qui lui, est fonction de la cohérence de l'onde injectée. Le seuil Brillouin dépend de la largeur de raie de la pompe, du gain Brillouin, de l'aire effective de la fibre, des largeurs spectrales de la pompe et de la raie Brillouin. Cependant, dans notre partie expérimentale (chapitre V), on négligera la diffusion Raman pour des raisons de faible pompage tandis que l'effet Brillouin contra-propagatif est éliminé par l'isolateur optique.

II.2. Les lasers à fibre

II.2.1. Le milieu actif : la fibre dopée

II.2.1.a. Les terres rares et l'ion Erbium

Les Terres rares sont une famille de 15 éléments représentant le groupe des lanthanides. Le choix de ces ions pour les amplificateurs est dû à leurs configurations électroniques. En effet, la sous couche 4f interne est responsable des propriétés optiques des ions terres rares. Parmi ces ions, le plus couramment utilisé pour les télécoms est l'ion Er^{3+} . Cet ion est utilisé comme dopant dans les amplificateurs à fibre, car il émet à la longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$ qui correspond au minimum d'atténuation des fibres en silice. Ainsi en utilisant comme dopant les ions erbium, nous formons un amplificateur optique appelé EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier).

L'interaction de la matière cristalline avec les électrons de la sous couche (4f) de l'ion lanthanide est traitée comme une perturbation. De ce fait, l'ion ne peut plus être considéré comme indépendant car il y a rupture de la symétrie sphérique naturelle, qui est remplacé par celle du site cristallin occupé, ce qui va modifier la forme du spectre d'émission de l'ion, (figure II.13). De plus, le spectre de fluorescence varie aussi en fonction de la matrice hôte de l'ion Erbium. Cette rupture de symétrie de l'ion incorporé dans une matrice modifie également les règles de sélection classiques (règles de Laporte), pour les transitions autorisées

entre niveaux d'énergie. Ces transitions de type dipolaires électriques forcées possèdent des durées de vie longues ($\approx ms$), ce qui est bénéfique pour l'amplification car elles favorisent la probabilité d'émission stimulée (émission laser).

Fluorescence de l'erbium dans le vert.

Si on pompe à 980 nm une matrice vitreuse dans laquelle on a inséré des ions Erbium, le premier photon est absorbé par la transition ($^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$) puis un autre photon est absorbé par la transition ($^4I_{11/2} \rightarrow ^4F_{7/2}$). Il faut rappeler que la durée de vie de l'état $^4I_{11/2}$ est faible ($\approx 1 \mu s$). Le niveau $^4F_{7/2}$ se désexcite de manière non radiative vers les niveaux $^2H_{11/2}$ et $^4S_{3/2}$ lesquels relaxent vers le fondamental en émettant un spectre dans le vert à $0.5 \mu m$, figure II.13 et II.15. Il a été constaté à travers les spectres de fluorescence que la transition dans le visible ($^2H_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$) est plus importante que la transition à $1.5 \mu m$. La fluorescence autour de $1.5 \mu m$ s'atténue davantage au profit de l'émission stimulée quand l'effet laser s'installe. La largeur à mi-hauteur du spectre de fluorescence à $1.5 \mu m$ est autour de 30 nm, figure II.14.

Cette fluorescence dans le vert est un rayonnement parasite au détriment du rayonnement laser, mais heureusement minoritaire. Par contre, elle permet de visualiser dans le visible (vert) la fluorescence de la fibre dopée lorsqu'elle est correctement pompée. Aussi, au moment de l'établissement de l'effet laser la fluorescence dans le vert augmente (visible à l'œil nu). En effet, le niveau $^4I_{13/2}$ (de durée de vie $\approx 10 ms$) se dépeuple par émission stimulée (effet laser) et le fondamental voit sa population augmenter, du coup, par voie de conséquence le phénomène d'excitation à deux photons est favorisé : le niveau $^2H_{11/2}$ se peuple d'avantage et la probabilité de désexcitation dans le vert ($0.5 \mu m$) augmente.

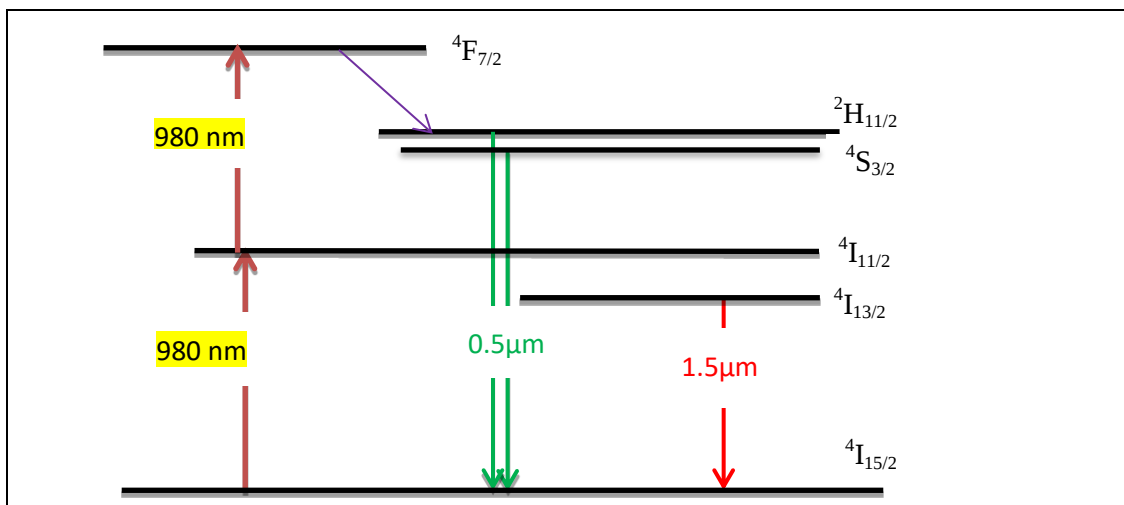


Figure II.13. Niveaux d'énergie de l'ion (Er^{3+}) mis en jeu pour la fluorescence en pompage à 980 nm

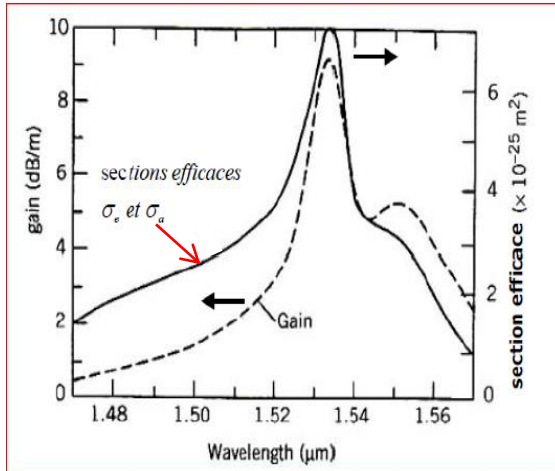


Figure II.14. Sections efficaces d'absorption et d'émission et spectre de gain d'une fibre optique en silice dopée Erbium [52].

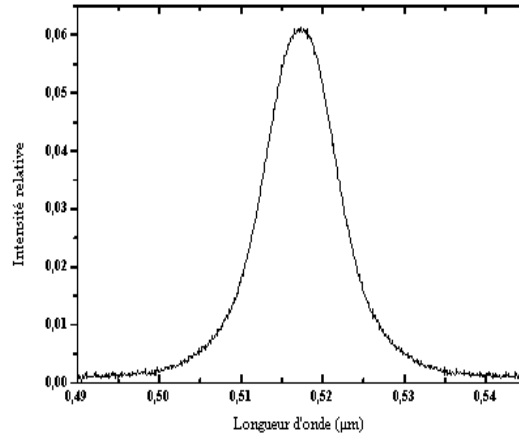


Figure II.15. Spectre de fluorescence d'une fibre optique en silice dopée Erbium, autour de la longueur d'onde visible $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ [53].

II.2.1.b. Modélisation et calcul du gain en régime stationnaire

La fibre optique est dopée avec une certaine concentration d'ions actifs permettant l'amplification laser. La modélisation nécessite de considérer la dynamique des populations des niveaux d'énergie de cet ion sous l'influence d'un pompage optique et d'un signal laser. Nous allons utiliser un exemple simple pour bien saisir le principe. La même démarche peut être ensuite appliquée à tout système amplificateur, dont éventuellement l'erbium/ytterbium. Un cas classique et simple est le système à trois niveaux de l'erbium (Er^{3+}), qui est très connu en communications optiques. Pour résumer rapidement la dynamique d'un tel système sous l'effet d'une onde électromagnétique, telle un laser pompe, les atomes au niveau 1 (N_1) sont pompés au niveau 3 (N_3) par le flux ϕ_p de photons de pompe, ils peuvent également subir l'effet inverse, figure II.16.

Si on suppose que ϕ_s est le nombre de photons générés par le signal par unité de surface et de temps, en un point donné du milieu à gain, alors la variation de ce flux le long de la direction de propagation z , peut s'exprimer en fonction du gain g (en m^{-1}), de la section efficace d'émission σ_s et des densités de populations N_1 et N_2 comme suit :

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial z} = g \phi_s \quad \text{et} \quad \frac{\partial \phi_s}{\phi_s} = g \partial z \cong \sigma_s \Delta N \partial z ,$$

avec

$$g = \sigma_s (N_2 - N_1)$$

II.25

Pour calculer on doit écrire les équations d'évolution des densités de population. Soient N_1, N_2, N_3 , les densités de populations ($[N] = [m^{-3}]$) des niveaux 1, 2 et 3, vérifiant l'équation :

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_0 \quad \text{II.26}$$

et $\phi_p [m^{-2}s^{-1}], \phi_s [m^{-2}s^{-1}]$ les flux de photons de pompe et de signal respectivement en un point du milieu à gain à un instant donné, τ_{32} et τ_{21} , les probabilités de désexcitation spontanée, et σ_p, σ_s , les sections efficaces d'absorption et d'émission.

Les équations d'évolution des populations en présence de la pompe et du signal s'écrivent :

$$\frac{dN_3}{dt} = \sigma_p \phi_p N_1 - \sigma_p \phi_p N_3 - \frac{N_3}{\tau_{32}} \quad \text{II.27}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} - \sigma_s \phi_s N_2 + \sigma_s \phi_s N_1 \quad \text{II.28}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_2}{\tau_{21}} + \sigma_s \phi_s N_2 - \sigma_s \phi_s N_1 - \sigma_p \phi_p N_1 + \sigma_p \phi_p N_3 \quad \text{II.29}$$

On considère que le niveau 3 relaxe très vite ($\tau_{32} \ll \tau_{21}$), de telle sorte que N_3 soit très petit devant N_1 et N_2 . On pose $\Delta N = N_2 - N_1$ et $N_0 \cong N_1 + N_2$, on peut réécrire N_1 et N_2 en fonction de ΔN et N_0 :

$$N_1 = \frac{N_0 - \Delta N}{2}, \quad \text{II.30}$$

$$\text{et } N_2 = \frac{N_0 + \Delta N}{2}$$

II.31 En régime stationnaire $\frac{dN_i}{dt} = 0$, toutes les variations temporelles sont nulles

$$\sigma_p \phi_p N_1 - \sigma_p \phi_p N_3 = \frac{N_3}{\tau_{32}} \quad \text{II.32}$$

$$\text{Comme } N_3 \ll N_1, \text{ on aura } \sigma_p \phi_p N_1 \cong \frac{N_3}{\tau_{32}} \quad \text{II.33}$$

$$\text{Des équations II.28 et II.29, } \frac{dN_2}{dt} - \frac{dN_1}{dt} = 0 \quad \text{II.34}$$

$$\frac{N_3}{\tau_{32}} - 2 \frac{N_2}{\tau_{21}} - 2\sigma_s \phi_s \Delta N + \sigma_p \phi_p (N_1 - N_3) = 0 \quad \text{II.35}$$

En injectant II.32 dans II.35, et en remplaçant N_1 et N_2 par leurs expressions :

$$(-\sigma_p \phi_p - \frac{1}{\tau_{21}} - 2\sigma_s \phi_s) \Delta N = (-\sigma_p \phi_p + \frac{1}{\tau_{21}}) N_0 \quad \text{II.36}$$

$$\text{On tire } \Delta N = \frac{(\sigma_p \phi_p - \frac{1}{\tau_{21}}) N_0}{(\sigma_p \phi_p + \frac{1}{\tau_{21}} + 2\sigma_s \phi_s)} \quad \text{II.37}$$

Comme le gain du milieu amplificateur $g = \sigma_s \Delta N$ est positif, c'est-à-dire l'inversion de population est réalisée ($N_2 > N_1$), cela implique : $\sigma_p \phi_p \gg \frac{1}{\tau_{21}}$, en général c'est le cas dans un modèle à trois niveaux, par conséquent :

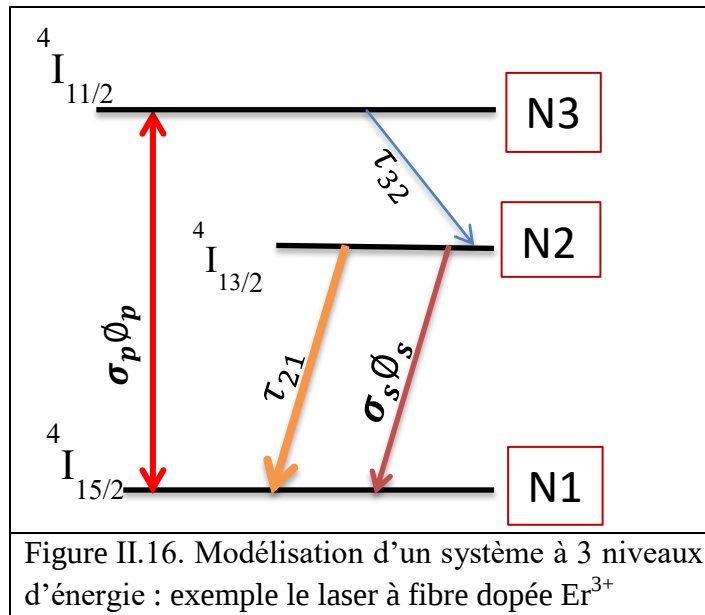
$$g = \frac{\sigma_s N_0}{1 + 2 \frac{\sigma_s \phi_s}{\sigma_p \phi_p}} = \frac{g_0}{1 + 2 \frac{\sigma_s \phi_s}{\sigma_p \phi_p}} = \frac{g_0}{1 + \frac{\phi_s}{\phi_{psat.}}} \quad \text{II.38}$$

avec $g_0 = \sigma_s N_0$, le gain à faible signal et $\phi_{psat.} = \frac{\sigma_p}{2\sigma_s} \phi_p$, le flux de photons de saturation de la pompe.

En ramenant ce modèle au laser à fibre dopée Erbium, générant des impulsions, les densités de populations représentent les ions Er^{3+} . Donc, en présence de l'impulsion à l'entrée du milieu amplificateur, le gain peut s'écrire sous la forme suivante :

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{E_p}{E_{sat}}} \quad \text{II.39}$$

avec E_p , l'énergie de l'impulsion et E_{sat} , l'énergie de saturation du gain qui dépend étroitement du flux de photons de la pompe. On admettra que tous les photons émis par le niveau supérieur $^4\text{I}_{13/2}$ de la transition laser contribuent à l'énergie de l'impulsion. L'énergie de saturation influe énormément sur le régime impulsionnel, et plus précisément sur le nombre d'impulsions et leurs interactions, qui s'établissent dans la cavité. Cette énergie sera un paramètre important dans les simulations numériques qui vont suivre dans le chapitre III. La puissance de saturation de la pompe est définie comme la puissance pour laquelle la population N_2 du niveau 2 soit égale à la population N_1 du niveau fondamental dès lors que le niveau 3 relaxe très vite. A cette puissance le milieu est dit transparent, il y a autant de probabilité d'avoir un photon émis qu'absorbé ($g=0$).



II.2.2. Les composants optiques intégrés

II.2.2.a. Le coupleur

Dans les cavités laser fibrées il y a des composants optiques intégrés qui sont indispensables tels que les coupleurs, les multiplexeurs, les polariseurs et les isolateurs

En optique, un coupleur est un dispositif fibré reliant une ou plusieurs entrées à une ou plusieurs sorties. Il permet par exemple de mélanger deux signaux, de séparer un signal en deux (figure.II.17) ou bien faire les deux à la fois. La répartition de la puissance entre les différentes sorties dépend en général de la longueur d'onde et de la polarisation du signal d'entrée. Les coupleurs transforment les signaux en termes de puissance et ne permettent pas, par exemple, d'isoler certaines fréquences comme le ferait un multiplexeur optique. Ils sont généralement spécifiés pour une plage de longueurs d'ondes relativement étroite (quelques dizaines de nanomètres pour les plus larges).

Le coupleur nous permet d'extraire l'énergie pour la détection, de contrôler l'énergie qui circule dans une cavité laser. Le coupleur fibré assure aussi le couplage avec d'autres cavités fibrées. Cependant, le coupleur sensible à la longueur d'onde existe, il peut jouer le rôle d'un multiplexeur. Il existe des coupleurs à deux entrées et deux sorties (x) et des coupleurs avec une entrée et deux sorties (y), figure II.17 et II.18.

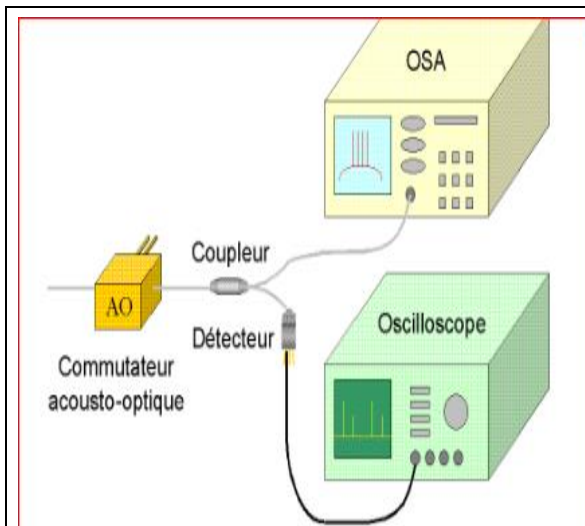


Figure II.17. Rôle d'un coupleur à 3 voies

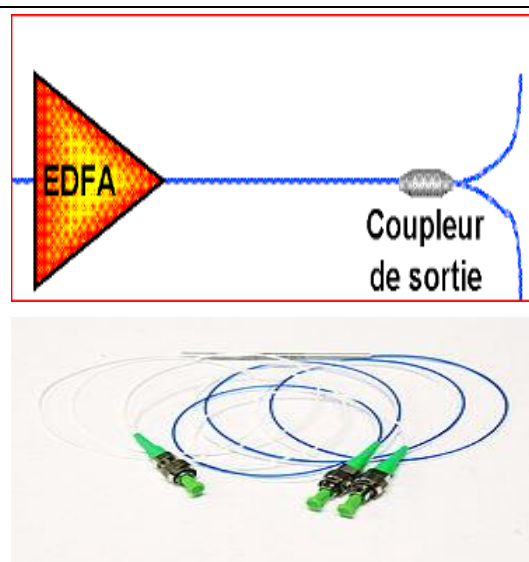


Figure II.18. Exemple de coupleur en « y »

II.2.2.b. Multiplexeur

Le multiplexage (WDM, Wavelength Division Multiplexing) mélange plusieurs signaux optiques dans une même fibre optique afin de multiplier la bande passante de celle-ci. Les signaux sont portés par des longueurs d'ondes différentes, et espacées assez largement afin de ne pas interférer les unes avec les autres. Le WDM de notre configuration permet dans un premier temps d'injecter le signal pompe dans le milieu à gain et de protéger la pompe du signal laser, dans un deuxième temps. Les atténuations induites par le WDM sont relativement faibles (<0.2 dB).

II.2.2.c. L'isolateur

Pour choisir le sens de propagation de l'émission laser (co-propagative ou contra-propagative) dans la cavité fibrée, et pour éliminer les instabilités du régime impulsionnel établi, on aura recours à un isolateur optique. Le composant principal d'un isolateur optique est le rotateur de Faraday. Le champ magnétique B appliqué au rotateur de Faraday implique une rotation de la polarisation due à l'effet Faraday [54]. L'angle de rotation, β est donné par la relation : $\beta = \nu B d$, avec ν , la constante de Verdet du matériau et d la longueur du rotateur, figure II.20. Un isolateur dépendant de la polarisation (ou isolateur de Faraday) s'organise autour de trois parties : un polariseur d'entrée (polarisé linéaire vertical), un rotateur de Faraday et un polariseur de sortie (analyseur) polarisé à 45°. La lumière qui traverse l'isolateur en sens direct devient polarisée verticalement par le premier polariseur, tourne de 45° avec le rotateur de

Faraday et est intégralement transmise par l'analyseur. En revanche, la lumière entrant en sens inverse est polarisée à 45° par le polariseur de sortie et tourne également de 45° avec le rotateur de Faraday. Cela la rend donc polarisée orthogonalement au polariseur d'entrée, elle est donc totalement absorbée. Les isolateurs indépendants de la polarisation sont également faits en trois parties : un prisme biréfringent (ayant sa direction de polarisation ordinaire verticale et la direction extraordinaire horizontale), un rotateur de Faraday et une cale (prisme) biréfringente -45° [55], figure II.21. Dans notre configuration expérimentale (chapitre V), on utilisera un isolateur fibré. Lorsque les isolateurs sont fibrés, la sélection se fait lors du couplage entre la sortie de l'isolateur et la fibre de sortie: les faisceaux sont spatialement décalés de manière à ne pas pouvoir être couplés dans la fibre. Les polariseurs d'entrée et de sortie sont généralement des prismes biréfringents (séparateurs de polarisation).

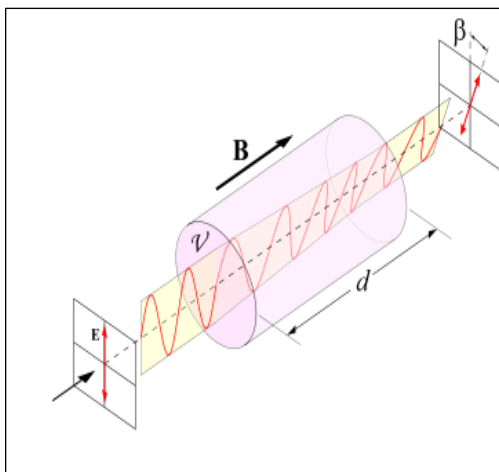


Figure II.20. Rotateur de Faraday avec polariseur et analyseur. L'onde se propage en changeant de polarisation le long de la longueur 'd'

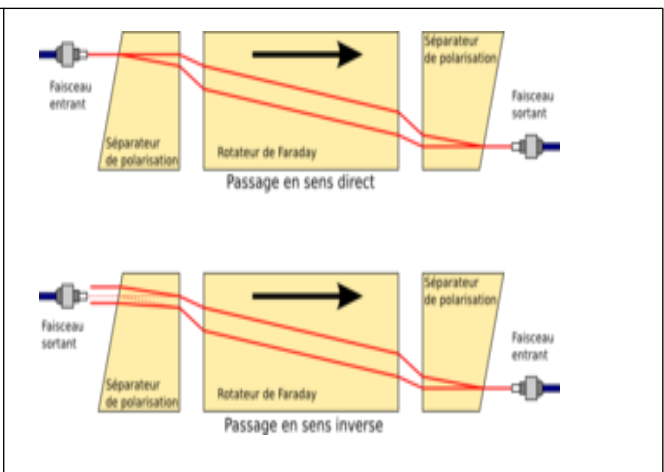


Figure II.21. Isolateur indépendant de la polarisation. En pratique, des collimateurs sont placés entre les fibres et le composant pour assurer un bon couplage

II.2.3. Le blocage de modes

II.2.3.1. Le principe physique

Le verrouillage de modes obtenu par absorbant saturable dans les lasers à fibre est connu depuis l'année 1966 [56]. Le verrouillage de mode est une pratique élégante pour établir des régimes impulsionnels avec des durées d'impulsions ultra courtes. Cette technique consiste à mettre en phase les modes axiaux (longitudinaux) d'un laser. Dans un laser à fibre la largeur de la bande du gain du milieu amplificateur est très grande devant l'espacement entre deux

modes consécutifs. Cet espacement en fréquence $\Delta\nu$ est défini comme l'intervalle spectral libre (ISL). L'ISL est imposé par la longueur de cavité l et l'indice de réfraction n du milieu dans lequel aura lieu la propagation : $\Delta\nu = \frac{c}{nl}$, pour une cavité en anneau, avec c la vitesse de la lumière dans le vide. Quand ces milliers de modes, qui sont les fréquences propres de la cavité, se mettent en phase, le laser va émettre un train d'impulsions avec un taux de répétition égal à l'ISL, en régime mono-impulsionnel. La durée des impulsions est inversement proportionnelle à la largeur spectrale définie comme l'espace en fréquence, où les modes sont en accord de phase parfait, relié directement à l'enveloppe spectrale. Plus le spectre est large, plus l'impulsion sera courte. Il existe différentes techniques qui permettent de coupler ces modes longitudinaux pour générer des impulsions.

❖ *Blocage de modes actif*

Le blocage de modes est dit actif lorsque les modulations sont imposées par un système extérieur à la cavité, avec une horloge de référence propre. Plusieurs dispositifs peuvent être employés :

- Un modulateur acousto-optique ou électro-optique pour une modulation de fréquence ou d'amplitude.
- Un pompage synchrone lorsque le milieu actif est employé en régime d'amplification transitoire. Le pompage est obtenu avec une impulsion laser dont son temps de répétition doit être égal à l'inverse de l'ISL de la cavité

❖ *Blocage de modes passif*

Les techniques de blocage de modes passif utilisent un absorbant saturable non linéaire réel (SESAM par exemple) sans modulation externe ou un absorbant virtuel tel que la rotation non linéaire de polarisation. Sur la figure II.22, on donne la durée des impulsions pour les différents procédés de blocage de modes à travers les années.

Le blocage de mode repose sur l'insertion d'un modulateur de pertes dans la cavité pour assurer la mise en phase des modes longitudinaux. Actuellement, la génération d'impulsions ultra courtes est généralement réalisée par la technique de verrouillage de modes passif qui ne nécessite aucun apport externe.

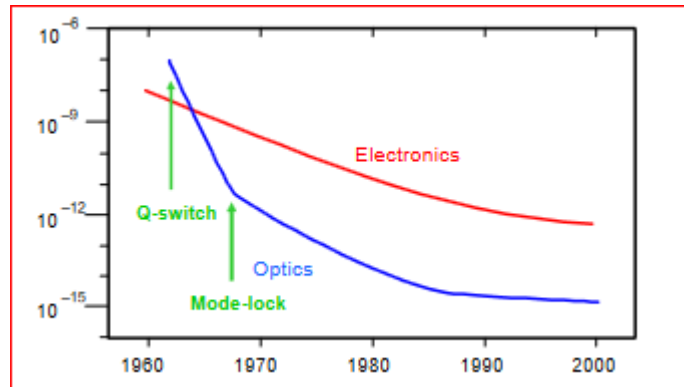


Figure II.22. Durée (en s) des impulsions pour les différentes techniques de blocage de modes, depuis la venue des lasers à fibre dopée. Un record en métrologie vient de tomber en 2008. Une équipe allemande de l'Institut Max Planck en coopération avec des scientifiques américains ont produit la première impulsion lumineuse au monde dont la durée est inférieure à 100 attosecondes. Grâce à la technologie attoseconde nous serons peut-être un jour capable d'observer en temps réel comment les mouvements microscopiques des électrons dans les molécules lancent des maladies telles que par exemple, le *cancer*. »

II.2.3.2. L'absorbant saturable (AS).

L'absorbant saturable AS est un composant optique caractérisé par une transmission (ou réflexion) en fonction de l'intensité de l'onde qui le traverse. Pour de faibles intensités, la transmission est faible, par contre, pour de fortes puissances, l'absorbant est saturé (ou blanchi) : il devient transparent. Tout absorbant saturable est caractérisé par ses paramètres qui sont : la plage de fonctionnement en longueur d'onde, la profondeur de modulation, le temps de relaxation et l'intensité de saturation. On peut distinguer deux catégories d'absorbants. La méthode de l'absorbant saturable est basée sur une auto modulation d'amplitude (SAM) de l'impulsion lors de son passage dans le milieu absorbant. Les autres méthodes sont basées sur l'auto modulation de phase (SPM) d'une impulsion qui se transforme ensuite en auto modulation d'amplitude (SAM) dans un processus interférométrique. D'autres techniques furent aussi proposées [57-58]. Cependant, la synchronisation modale par rotation non linéaire de la polarisation est plus simple à implémenter et la plus efficace.

II.2.3.2.a. Absorbant saturable réel

Plusieurs techniques basées sur la modulation des pertes en fonction de l'intensité utilisent des absorbants réels comme les miroirs semi-conducteurs non linéaires, par réflexion (SESAM) [59-60]. L'absorbant saturable à semi-conducteur est le matériau d'actualité depuis les années 90 pour réaliser des sources laser à fibre générant des impulsions ultra courtes, surtout dans les cavités de type Fabry-Pérot [61-59-39-62-63]. L'intérêt porté sur les absorbants saturables à semi-conducteurs s'explique par le fait que ces matériaux possèdent de fortes non-linéarités

dans lesquels le contrôle de la longueur d'onde, de l'absorption résiduelle, le temps de relaxation reste possible. En réalité, dans la plupart des expériences, les impulsions ont des durées plus courtes que les temps de relaxation de l'absorbant saturable [64-65], alors que dans les premières approches théoriques du verrouillage de modes tout semblait le contraire. Lorsque l'absorbant saturable est rapide, il ne laisse passer que le centre de l'impulsion qui est intense alors que les ailes et les instabilités (dans le fond continu) hors de l'impulsion sont absorbées par l'AS qui est assez rapide pour relaxer dans le fondamental où l'absorption est élevée. Notons qu'un AS à semi-conducteur ne sera en général pas ultrarapide, en raison de la durée de relaxation des porteurs qui descend difficilement sous quelques picosecondes. Il existe des milieux autres que le semi-conducteur possédant des propriétés d'absorbant saturable, à savoir les colorants, et les nouveaux matériaux tels que les nanotubes de carbone et le graphène [66-67]. Ces derniers sont particulièrement attractifs en raison de leur large bande passante spectrale, et de leur temps de relaxation subpicoseconde. En revanche, leur contraste est assez faible. Enfin, le point faible de tous les absorbants saturables réels est leur seuil de dommage relativement bas.

Modélisation :

Si on suppose que l'AS est un système à deux niveaux, si $n(t)$ est la différence de population entre le niveau bas et le niveau supérieur, et n_e la différence de population à l'équilibre alors

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n-n_e}{\tau} - \frac{|v(t)|^2}{P_A} n \quad \text{II.40}$$

avec $v(t)$ normalisée tel que $|v(t)|^2$ représente la puissance accumulée par l'onde pour un tour de cavité (ou un aller-retour), P_A la puissance de saturation de l'AS et τ le temps de relaxation de l'AS. Cette puissance dépendra de la section efficace du faisceau optique dans le milieu absorbant. La résolution de l'équation II.40 donne approximativement la différence de populations $n(t)$:

$$n(t) = n_e \left(1 - \frac{|v(t)|^2}{P_A}\right) \quad [68] \quad \text{II.41}$$

Cette expression du coefficient de transmission $\mathcal{F}$ d'un absorbant saturable idéal rapide est donnée pour $\tau < \tau_{impulsion}$. Cette expression sera utilisée dans les simulations qui vont suivre dans le chapitre III. Pour un champ électrique de l'onde très grand le coefficient de transmission se réduit à $\mathcal{F} \approx \mathcal{F}_0 + \Delta\mathcal{F}$.

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + \Delta\mathcal{F} - \frac{\Delta\mathcal{F}}{1 + \frac{|v(t)|^2}{P_A}} \quad \text{II.42}$$

avec $\mathcal{T}_0$ la transmission à faible signal, et $\Delta\mathcal{T}$ la profondeur de modulation, figure II.23

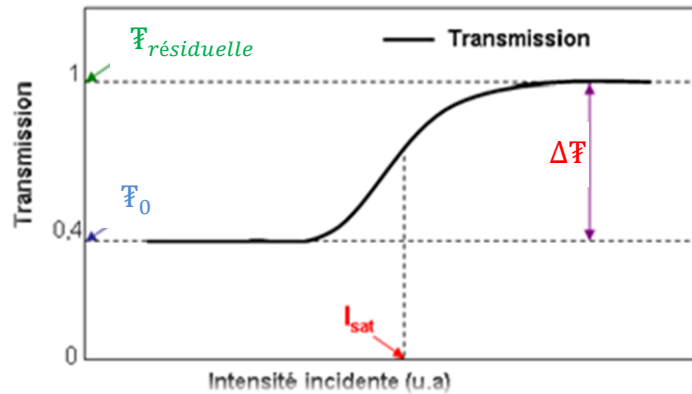


Figure II.23. Transmission de l'énergie d'un absorbant saturable idéal rapide en fonction de l'énergie incidente

II.2.3.2.b. Absorbant virtuel

Il correspond à l'emploi d'interférences non-linéaires pour créer une fonction de transfert, en général de forme sinusoïdale, en intensité. Basé sur l'effet Kerr, l'AS virtuel est ultrarapide (relaxation à l'échelle de la femto seconde), et son seuil de dommage est très élevé quand on emploie l'effet Kerr dans la silice. On peut citer les miroirs à boucle non-linéaire (NOLM), les miroirs à boucle amplificatrice non linéaire (NALM) [69] et l'évolution non linéaire de polarisation (ENLP) sur laquelle on se penchera [70-71-72]. Dans le cas de l'ENLP, l'effet Kerr optique croisé, induit tout au long de la cavité fibrée, associé à un polariseur, jouera le rôle d'un absorbant saturable virtuel. L'avantage de la RNLP est qu'elle permet de réaliser un absorbant saturable rapide (temps de relaxation de quelques femto secondes), avec des profondeurs de modulation élevées supérieures à 50%.

II.2.3.3. Le principe du blocage de modes par ENLP (RNLP)

L'impulsion créée dans le fond continu et amplifiée présente une certaine largeur temporelle. Chaque composante temporelle de l'impulsion va subir une rotation de la polarisation proportionnelle à son intensité. Les vecteurs champs électriques, d'amplitudes différentes, associés à chaque composante de l'impulsion subiront des rotations non linéaires instantanées en fonction de leurs intensités. Cette technique est souvent appelée P-AMP qui est l'acronyme anglo-saxon de Polarisation-Additive Pulse Mode- Locking. On se limitera au terme de rotation non-linéaire de polarisation (RNLP).

L'impulsion, après traversée du premier polariseur (P), voit toutes ces composantes temporelles polarisées linéairement (figure.II.23). Le contrôleur de polarisation, constitué de

lames de phase ($\frac{\lambda}{2}$ et $\frac{\lambda}{4}$) transformera la polarisation linéaire en polarisation elliptique. Dans la fibre, l'état de polarisation de l'impulsion évoluera de manière non linéaire à cause des effets de l'auto modulation. Comme les effets non linéaires dépendent de l'intensité de l'onde, le centre de l'impulsion (le champ électrique), plus intense subira une rotation plus importante que les ailes. En jouant sur les CP, on peut aligner le sommet de l'impulsion avec l'axe du deuxième polariseur et du coup, occasionner plus de pertes sur les ailes. A la sortie du deuxième polariseur on aura une impulsion tronquée de ces ailes et par conséquent réduite temporellement : On a créé un absorbant saturable virtuel. Le CP placé à la sortie du milieu Kerr compensera la biréfringence linéaire de la fibre et par voie de conséquence réduira le déphasage linéaire entre les propagations sur l'axe ordinaire et extraordinaire. Cependant, cette méthode présente un inconvénient. En effet, la fonction de transfert est pseudopériodique et du coup on génère d'autres impulsions.

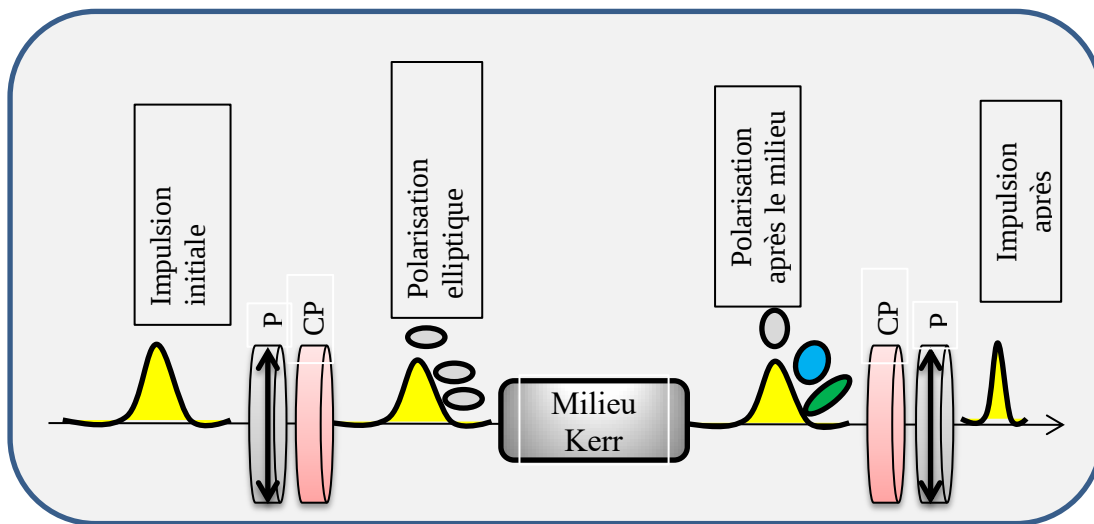


Figure. II.2 3. Schéma de principe de la méthode de verrouillage de modes par la rotation non linéaire de polarisation (RNLP)

Dans le cas des lasers à fibre dopée aux terres rares, dont les temps de relaxation relativement longs ($\approx 10ms$), la mise en forme de type solitonique dans une portion de la cavité est généralement nécessaire pour obtenir des impulsions de courtes durées, de l'ordre de la centaine de femto secondes. Dans ce contexte, où on suppose un régime de propagation de régime anormal et une impulsion sans dérive de fréquence, on modélise la durée minimale des impulsions (τ_{pulse}) par :

$$\tau_{pulse} = 1.76 \frac{4|\beta_2|}{\gamma.E_p} \quad [73] \quad \text{II.43}$$

avec β_2 , la dispersion de la cavité, γ le coefficient de non-linéarité, et E_p l'énergie de l'impulsion. Le mécanisme de la formation de l'impulsion ne résulte donc pas seulement de l'effet de l'absorbant saturable mais aussi de l'équilibre entre la non-linéarité et la dispersion du milieu. Il faut noter que l'AS est impératif au déclenchement et au maintien du régime impulsif. Un absorbant saturable lent dans la cavité peut suffire à l'équilibre du régime solitonique [74]. Insistons sur le fait que le modèle indiqué par (II.43) n'est plus valable dans le contexte d'une cavité fibrée fortement inhomogène, par exemple en présence de gestion de la dispersion chromatique avec la juxtaposition de segments de fibres de dispersion normale et anormale.

Conclusion.

Dans ce deuxième chapitre, nous avons énuméré les effets physiques dans les fibres optiques et systèmes actifs. Un rayonnement optique se propage dans une fibre optique tout en subissant une multitude de phénomènes linéaires et non linéaires. Effectivement, le long de la fibre optique l'impulsion sera soumise aux pertes intrinsèques, engendrées par le matériau lors de la fabrication, à la dispersion, à la biréfringence et au gain, ainsi qu'à l'effet Kerr. La complexité de ces effets qui modifient la forme de l'impulsion, au cours de sa propagation dans la fibre optique, a amené à introduire des paramètres d'ordre supérieur dans l'ENLS en supposant que tous ces effets sont distribués dans le milieu de propagation (équations de Haus et de Ginzburg-Landau).

CHAPITRE III

DYNAMIQUE IMPULSIONNELLE

DU LASER À FIBRE

La dynamique non-linéaire des lasers à modes bloqués recèle encore de nombreuses zones d'ombre, en particulier pour les régimes multi-impulsionnels qui sont fréquemment observés lorsque la puissance de pompage dépasse un certain seuil. Ces groupes d'impulsions interagissent en cavité, sous l'influence de divers mécanismes, suivant l'espace temporel qui les sépare, leurs énergies et la stabilité du régime. Dans de nombreuses situations, la dynamique s'interprète au moyen du paradigme récent de soliton dissipatif [5]. Un soliton dissipatif correspond à une solution localisée en équilibre à travers des échanges d'énergie avec un environnement en présence de non linéarité, de dispersion et/ ou de diffraction.

III.1. Concept de soliton dissipatif.

L'expression « *système dissipatif* » a été utilisée par Nicolis et Prigogine [75], pour étudier les systèmes thermodynamiques. De nombreux systèmes ouverts non linéaires ont été étudiés théoriquement en relation avec l'existence de solitons dissipatifs [76-77]. En photonique ultrarapide, ce concept a permis d'expliquer certains comportements des solitons dans les lasers à fibre tels que: la formation de molécules de solitons [78], les possibilités de vibrations et pulsations des solitons [79-80-81], les propriétés de collisions périodiques [82].

Le concept de soliton dissipatif est une extension de la théorie du soliton conventionnel, ajoutant les concepts de dynamique non linéaires tels que les attracteurs et bifurcations. En pratique, cette extension du concept de soliton implique que l'équilibre simple entre la non linéarité et la dispersion est remplacé par un équilibre double, à la fois dispersif et dissipatif, composé entre plusieurs effets qui apparaissent dans le milieu de propagation. La stabilité d'un soliton dissipatif est directement liée à la stabilité de l'attracteur qui lui est associé dans le langage de la dynamique non linéaire. Un fort attracteur conduit naturellement à une forte stabilité. Contrairement au cas conservatif, dans lequel un jeu de paramètres donnés dans l'équation de propagation peut conduire à une infinité de solutions solitoniques (famille de solutions). La convergence dans un système dissipatif donne une solution fixe et localisée. En effet, l'énergie, le profil et le chirp d'un soliton dissipatif sont déterminés à l'avance par l'équation des paramètres, plutôt que par les conditions initiales (cas conservatif).

Donc, le soliton dissipatif est une impulsion localisée qui peut se propager indéfiniment dans un système ouvert, où les pertes et gains d'énergie (interaction rayonnement matière) se manifestent. Les solitons existent dans des systèmes ouverts hors équilibre, dits dissipatifs, en contact avec une source extérieure (dans notre cas le pompage) qui vient compenser toutes les pertes subies au cours de la propagation tout au long de la cavité. Contrairement au soliton

conservatif, qui ne subit que les effets de la dispersion et non-linéaires, la formation du soliton dissipatif est très complexe, car un échange permanent doit être maintenu avec une source extérieure. Pour assurer la pérennité du soliton, il faut un équilibre entre le gain, les pertes linéaires et non linéaires, la dispersion et la non-linéarité du milieu.

III.2. Modélisation de la dynamique intra cavité dans le modèle distribué

III. 2.1. Equation NLS généralisée

Les équations de Maxwell permettent de simuler la propagation d'une onde électromagnétique avec un nombre minimal d'approximations. C'est dans les années 1960 que la première méthode numérique a été élaborée pour résoudre ces équations dans les milieux linéaires [83]. Dans les années 1990, celle-ci a été modifiée et adaptée aux milieux non linéaires [84-85].

Dans une fibre passive, où seuls les effets dispersifs et non linéaires sont présents, la propagation d'une impulsion peut être aisément modélisée par l'équation non linéaire de Schrödinger (ESNL) (II.25). Cependant, dans le cas du laser, il est impératif de tenir compte de tous les effets qui apparaissent dans la cavité, nécessaires à la génération du soliton dissipatif, à savoir le gain, les pertes en général, les effets dispersifs, la non linéarité du milieu et la modulation d'amplitude induite par l'absorbant saturable. Tous ces effets ont une importance capitale sur la dynamique des régimes établis. En effet, l'introduction de tous ces effets dans l'équation ESNL nous amènera à deux équations complexes, l'équation maîtresse de Haus qui présente cependant une instabilité, et celle de Ginzburg-Landau (EGL) qui a été beaucoup utilisée sous sa forme cubique dans divers domaines tels que la mécanique des fluides [86-87], les plasmas [88-89] et l'optique [90].

III. 2 .2. Equation maîtresse de Haus.

L'un des premiers modèles proposés pour l'approche analytique des lasers à verrouillage de modes passif est l'équation maîtresse de H.A. Haus. Dans ce modèle théorique, on suppose que les caractéristiques de l'impulsion évoluent peu sur un tour de cavité, c'est le cas des solitons. Aussi, les effets physiques sont supposés distribués tout au long de la cavité, alors qu'en pratique le gain, les pertes, l'absorbant saturable... sont localisés (discrets). Néanmoins, Haus et al. [91] ont prédit de manière qualitative le comportement du laser. Par exemple, ils

ont montré que l'énergie et la durée de l'impulsion dépendent fortement de la dispersion totale de la cavité (anormale ou normale). L'équation maîtresse nous renseigne essentiellement sur les tendances globales de fonctionnement dynamique des lasers à verrouillage de modes. Le modèle de Haus conclut que, pour minimiser la durée des impulsions dans un laser, il faut minimiser la dispersion (GVD) dans cette cavité. Dans une cavité, plusieurs éléments contribuent à la GVD dont le milieu de gain et les composants optiques. Ainsi, dans la plupart des lasers à l'état solide qui produisent des impulsions ultra brèves, on retrouve des éléments qui viennent compenser la dispersion pour avoir une dispersion moyenne quasi nulle. Dans les lasers à fibre, l'utilisation de réseaux de Bragg *chirpés* a le même effet. Une autre solution est d'utiliser deux segments de fibres ayant des GVD de signes opposés. En choisissant les longueurs de ces fibres, on peut obtenir une dispersion globale quasi nulle sur un tour de cavité. On parle alors de *cavité laser avec gestion de la dispersion* (en anglais, *dispersion management* ou DM). En fait, c'est exactement ce que fit Tamura [92]. En combinant une fibre dopée à l'erbium qui présentait une GVD positive avec de la fibre SMF-28 ayant une GVD négative, il réussit à produire des impulsions de 77 fs. Ceci fut une révolution car les impulsions les plus courtes produites par des lasers à fibre à cette époque étaient plutôt de l'ordre de 250 à 500 fs [93-94]. C'est en 1991 que Haus et al proposèrent une nouvelle équation permettant de rendre compte de manière distribuée la présence du gain et des pertes dans une cavité laser [95]. Cette équation de Haus a été utilisée par plusieurs groupes de chercheurs pour étudier des configurations de cavité telles que : les cavités linéaires de type Pérot-Fabry [96-97], les cavités fibrées où sont inscrits des réseaux de Bragg [98-99], les cavités en anneau [100-101-102].

D'après ce modèle, les impulsions émises par un laser en régime de synchronisation modale seraient de type sécante hyperbolique. Leur durée va varier en fonction de la GVD, de la SPM et de la modulation d'amplitude (SAM) dans la cavité.

Pour une impulsion de champ électrique ' u ' lentement variable pour un tour de cavité, l'équation s'écrit [92] :

$$(g - \alpha - i\phi)u + \left(\frac{g}{\Omega_g^2} + iD\right)\frac{\partial^2 u}{\partial T^2} + (\xi - i\gamma)|u|^2 \cdot u = 0 \quad \text{III.1}$$

où ' u ' représente l'enveloppe du champ électrique matérialisant l'impulsion. Les pertes linéaires et le changement de phase sont représentés respectivement par α et ϕ . Le facteur g (équation : II.38) caractérise le gain du milieu, et Ω_g est la demi-largeur de la courbe de gain. La dispersion moyenne du milieu est D . Les termes ξ et γ tiennent compte des

modulations d'amplitude induites par l'absorbant saturable et de l'auto modulation de phase induite par l'effet Kerr, respectivement. Cette équation possède une solution impulsionnelle correspondant à la solution de soliton dissipatif avec une enveloppe en sécante hyperbolique [92-95-104]. Cette solution modélise l'impulsion soliton qui peut être générée par blocage de modes d'une cavité laser fibrée en régime de dispersion anormale.

$$u(z, T) = u_0 \operatorname{sech} \left(\frac{T}{\delta_0} \right) \exp \left[iB \ln \left(\operatorname{sech} \left(\frac{T}{\delta_0} \right) \right) + i\phi z \right] \quad \text{III.2}$$

avec 'B' le terme d'étiement (chirp), δ_0 la demi-largeur initiale à 1/e du profil de l'intensité, u_0 l'amplitude (initiale) du champ électrique. Haus avait montré qu'il est alors possible d'extraire la dépendance des paramètres caractérisant l'impulsion (u_0 , δ_0 , B) en fonction des grandeurs caractéristiques des éléments de la cavité. L'équation maîtresse est une extension importante de l'équation de Schrödinger non linéaire [105]. Elle permet, non seulement de décrire la propagation des solitons en régime dissipatif, mais aussi de mieux comprendre le mécanisme de blocage de modes [106].

Le grand avantage de l'équation maîtresse est qu'elle permet de regrouper l'ensemble des effets mis en jeu dans les systèmes lasers. Elle est le résultat d'un regroupement des fonctions de transfert de chaque phénomène physique jugé essentiel au fonctionnement du laser à étudier. Par contre, les analyses de la stabilité des solutions prévues théoriquement montrent que ces solutions ne sont stables que dans un domaine réduit de paramètres [107]. Il a été démontré théoriquement que la prise en compte de la saturation du gain permettait d'élargir les zones de stabilité [95]. Ceci a motivé la communauté scientifique à s'intéresser à un modèle plus élaboré intégrant les paramètres d'ordres supérieurs dans l'équation III.1 : le modèle de Ginzburg-Landau complexe cubique-quintique à coefficients complexes [108-109-110].

III. 2. 3. Equation cubique-quintique de Ginzburg-Landau (CGLE)

L'introduction du terme quintique de saturation dans l'équation de Ginzburg-Landau est essentielle pour la stabilité des solutions impulsionnelles [111-105]. D'un autre point de vue, l'équation cubique-quintique complexe de Ginzburg-Landau (CGLE) est une extension de l'équation de Schrödinger non linéaire d'ordre élevé et de termes dissipatifs. L'équation CGLE est utilisée pour décrire une large gamme de systèmes optiques non linéaires tels que

les lasers en blocage de modes passif avec un absorbant saturable rapide, et les oscillateurs paramétriques.

Plusieurs groupes se sont donc penchés sur l'étude des solutions localisées de type solitonique de ces systèmes dits *dissipatifs*. On a vite réalisé que la présence d'un filtre spectral ou la largeur spectrale du milieu de gain peut jouer un rôle important sur la forme des solitons dissipatifs [112]. La prise en compte d'un terme de non-linéarité quintique dans l'équation III.1, conduit à la stabilisation des solutions localisées. Ce terme provient notamment du développement à l'ordre 2 de la réponse de l'absorbant saturable. Puis, on proposa d'ajouter du gain non linéaire pour améliorer la stabilité de ces solitons. En incluant tous ces effets, en plus de la saturation du gain, lesquels sont considérés comme des termes de perturbation, l'équation devient l'équation de Ginzburg-Landau complexe (CGLE). Elle s'écrit sous sa forme normalisée [108] :

$$\frac{\partial u}{\partial z} - i \frac{D}{2} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial T^2} - i |u|^2 u - i \vartheta |u|^4 u = \alpha u + \beta \frac{\partial^2 u}{\partial T^2} + \xi |u|^2 u + \mu |u|^4 u \quad \text{III.3}$$

Avec ' u ' le champ complexe à deux variables T et z , qui sont dans le cas de la cavité laser fibrée, respectivement le temps dans le référentiel de l'impulsion et la distance de propagation accumulée, D la dispersion d'ordre 2. Si ϑ est négatif, alors il est le coefficient de saturation de l'effet Kerr, μ la saturation du gain non linéaire et α les pertes linéaires. Si β est positif, le terme $\beta \frac{\partial^2 u}{\partial T^2}$ représente le filtrage spectral par le gain. Le terme $\xi |u|^2 u$ correspond au gain non linéaire. Par comparaison avec l'équation maîtresse de Haus, le terme quintique en u introduit dans la CGLE apporte la stabilisation des solutions solitoniques.

La dynamique des systèmes dissipatifs décrits par la CGLE est différente de celle des phénomènes conservatifs étudiés par l'équation NLS. On sait que dans les lasers à fibre, l'impulsion subit de grandes variations en amplitude et en phase pendant sa propagation dans la cavité fibrée, surtout dans un milieu à gestion de dispersion. Pour faire une approche analytique rigoureuse et modéliser le laser à fibre, il faut qu'on se mette dans une dispersion purement normale (laser à haute énergie) ou purement anormale. Ainsi, on évitera à l'impulsion de subir de fortes variations d'amplitude et spectrale. Cela nous laisse à penser que les impulsions générées dans un milieu à dispersion normale sont presque statiques comparativement aux lasers à fibre produisant des impulsions étirées (élargissement important sur un tour de cavité).

Finalement, quand on tient compte de tous les effets mentionnés ci-dessus, le système analytique ne donne pas accès à l'évolution des paramètres des impulsions afin d'appréhender le rôle de chacun des composants dans la cavité. Dans ce contexte, les résultats théoriques qui se rapprochent le plus des comportements observés dans les lasers à fibre furent obtenus par Akhmediev et al. [113]. Par contre, CGLE est une équation différentielle partielle non linéaire, elle ne se résout pas analytiquement. C'est pour cela qu'une approche numérique s'impose. Les modèles de Haus et Ginzburg-Landau considèrent un soliton moyen et en ignorent les déformations périodiques attribuables à l'amplification, par exemple. Ils ne peuvent donc pas prédire l'existence de résonances spectrales qui peuvent exister dans une cavité laser.

III. 2. 4. Blocage de modes en régime anormal

Le soliton est une idéalisation théorique. Dans la réalité, les fibres et composants optiques font subir des pertes à l'impulsion qui s'y propage, laquelle se déforme lors de sa propagation. Pour qu'elle survive, il faut l'amplifier périodiquement. Selon le modèle de Haus, pour obtenir les impulsions les plus courtes dans un laser, il faut que la dispersion moyenne de la cavité soit la plus faible possible. Une manière de satisfaire ce critère est d'utiliser la technique de gestion de la dispersion. En d'autres termes, on peut utiliser plusieurs segments de fibre possédant des GVD de signes opposés dans la cavité et en ajustant leurs longueurs on peut se rapprocher de la dispersion moyenne presque nulle. Dans le cas d'une dispersion anormale, le laser à solitons génère couramment des impulsions de l'ordre de 300 fs accompagnées d'ondes dispersives associées aux résonances spectrales de Kelly. Pour certaines fréquences bien précises, ces ondes dispersives reviennent en phase (phase-matching) avec le soliton à chaque période, faisant en sorte qu'elles vont atteindre des niveaux de puissance assez élevés. Ces résonances spectrales, si elles se situent trop près du centre du spectre, elles seront amplifiées par le milieu à gain au détriment de l'impulsion elle-même, ce qui rend le laser instable. Le spectre du signal contient le spectre du soliton combiné à une série de raies spectrales très étroites localisées symétriquement de chaque côté de celui-ci [114-115] : ce sont les résonances de Gordon-Kelly qui viennent éventuellement déstabiliser le laser. Si la valeur de la dispersion globale se rapproche de zéro, la contrainte solitonique semble limiter la durée minimale des impulsions (compensation entre la SPM et la GVD), alors que théoriquement, c'est en fait la largeur spectrale du milieu de gain qui vient limiter le spectre de l'impulsion et donc sa durée minimale.

III. 2. 5. Lasers à gestion de la dispersion chromatique

L'utilisation d'une cavité avec gestion de la dispersion vient optimiser l'exploitation de la largeur spectrale et permet d'obtenir des énergies d'impulsions typiquement un à deux ordres de grandeur plus élevées comparativement à une cavité qui présenterait la même dispersion globale mais distribuée uniformément. Les premiers travaux sur les lasers à fibre à gestion de dispersion ont été réalisés par H. A. Haus et E. P. Ippen au début des années 90 [116]. Le principe de ces lasers consiste à utiliser deux tronçons de fibre avec des dispersions opposées au sein de la cavité. Les impulsions sont donc alternativement étirées puis comprimées pendant leur propagation dans la cavité [102-117]. La gestion de dispersion intra-cavité permet d'augmenter l'énergie des impulsions produites dans un oscillateur à fibre de quelques nano joules, nettement supérieure à celle des impulsions solitoniques générées par des lasers opérant en régime de dispersion totalement anormale [118].

Cependant, les lasers à gestion de dispersion sont limités en énergie (100 pJ à qq nJ) à cause de la saturation du mécanisme de verrouillage de modes [119-120] ou à cause des scissions de l'impulsion (wave-breaking optique) qui peuvent avoir lieu dans les fibres. Cette situation peut mener à la formation de plusieurs impulsions à fort pompage. Les impulsions ont une durée minimale d'environ 100 fs et, comme leur spectre optique est très large, leur dynamique intra-cavité va présenter un facteur d'étirement de l'ordre de 10 et même plus. Cette dynamique intra-cavité de l'impulsion explique pourquoi ce type de laser fut baptisé laser à impulsions étirées par Tamura. L'impulsion peut atteindre des puissances crêtes de l'ordre de quelques kilowatts aux points de compression maximale. On s'attend donc à ce que certains effets d'ordre supérieur comme la dispersion d'ordre 3 [121-122-123-124] de même que l'effet Raman [125-126-127] jouent un rôle dans l'évolution de cette impulsion. L'interaction entre les impulsions peut conduire à un verrouillage de modes harmoniques ou bien à une formation d'états liés. Ces régimes ont été recensés dans les lasers à fibre dopée erbium en régime de dispersion moyenne normale ou anormale : la dispersion moyenne devient un degré de liberté pratique pour ce type d'architecture laser.

Il est effectivement possible d'obtenir le fonctionnement impulsionnel en régime de dispersion moyenne normale. Rappelons qu'en dispersion normale, l'équation NLS ne présente pas de solution localisée car le *chirp* linéaire engendré par la GVD possède le même signe que celui induit par la non-linéarité et ils ne peuvent donc pas se compenser pour former une impulsion stable. Dans un laser, deux facteurs viennent contredire cette analyse : la présence du système P-APM et la gestion de la dispersion. Le premier facteur introduit une

auto-modulation d'amplitude de l'impulsion (SAM). Cette SAM se traduit par un terme non-linéaire supplémentaire qui vient s'ajouter dans l'équation NLS. En présence de cet effet, il est possible d'obtenir des impulsions en régime de dispersion normale. Ainsi, l'impulsion est grandement *chirpée*, et les composantes en fréquence de ses ailes sont éloignées de la fréquence porteuse. Par conséquent, ces ailes subissent des pertes importantes à cause de la largeur spectrale limitée du milieu à gain et par voie de conséquence, cette situation a pour effet de diminuer la durée de l'impulsion et peut favoriser une solution localisée [92]. Le deuxième effet est la gestion de la dispersion. L'impulsion peut avoir en moyenne une durée plus courte dans une fibre à dispersion anormale que dans la fibre à dispersion normale. L'impulsion subit des effets non-linéaires plus importants dans cette section et il en résulte généralement un effet solitonique. Dans le cas du laser à impulsions étirées, les deux facteurs en se combinant peuvent donc mener à la formation d'impulsions stables. En régime de dispersion normale, les impulsions se stabilisent plus principalement par un équilibre entre le filtrage spectral et l'absorbant saturable.

En cavité à gestion de la dispersion, les impulsions seront donc étirées et présenteront des variations temporelles et spectrales importantes. Cependant, les impulsions étirées, avec des puissances crête faibles, peuvent avoir plus de difficulté à blanchir l'absorbant saturable et par voie de conséquence, le blocage de modes aura du mal à s'établir. Ceci peut être contourné par l'introduction d'un filtre spectral qui renforcera la modulation d'amplitude et bénéficiera du filtrage et de l'attraction non linéaire vers une forme parabolique auto-similaire. Dans le domaine temporel, la modulation d'amplitude induite par l'absorbant saturable domine le processus de mise en forme des impulsions. En effet, le raccourcissement temporel engendré par l'absorbant saturable, permet de compenser l'élargissement induit dans la fibre à gain et d'assurer l'auto consistance sur un tour de cavité.

Les interactions entre solitons et les interactions d'un soliton avec des ondes dispersives de son environnement détériorent les performances d'un tel système. Comme ces interactions dépendent des effets non linéaires, on propose de les réduire en utilisant un système avec gestion de la dispersion ce qui permet, à l'aide du pompage, d'avoir plus d'énergie par impulsion pour une durée donnée comparativement à un soliton classique. La gestion de la dispersion, facteur important pour converger vers une solution stable, permettra d'ajuster la dispersion chromatique totale en insérant des fibres de différentes dispersions (SMF, DCF...).

III. 3. Simulation numérique pour illustrer la dynamique du soliton dissipatif en cavité à gestion de dispersion

III. 3. 1. Introduction

Les équations présentées (équation maîtresse de Haus et GLCQ) sont des équations différentielles partielles et non linéaires, qui généralement, n'admettent pas une solution analytique sauf pour quelques cas bien spécifiques [128,105]. Une approche numérique est donc souvent nécessaire pour décrire les systèmes étudiés. Il existe plusieurs modèles numériques que l'on peut classer dans deux groupes : "les méthodes de différences finies" (finite difference methods) et les méthodes "pseudo spectrales" (pseudospectral methods) [129,130]. L'utilisation d'une méthode numérique dépend de l'équation à résoudre. Cependant, la méthode la plus utilisée en raison de sa grande souplesse d'utilisation est la méthode de "Fourier à pas divisé" (split-step Fourier). C'est une méthode pseudo-spectrale, et comme son nom l'indique, la méthode de "Fourier à pas divisé" est basée sur l'utilisation des algorithmes de transformée de Fourier rapide (FFT). Elle permet d'étudier la propagation des impulsions dans un milieu dispersif et non linéaire en découpant le milieu en petites "tranches" où il est possible de découpler les effets dispersifs des effets non linéaires.

III.3.2. Logiciel « Fiber desk » (modèle scalaire)

Pour prédire, tout en restant proche des conditions expérimentales, le régime mono-impulsionnel, nous utiliserons un logiciel de simulation qui résout l'équation de Schrödinger non linéaire dans laquelle sont inclus divers effets, à savoir l'auto modulation de phase, les pertes, le gain, la saturation du gain, les termes de dispersion d'ordre supérieur, et l'effet Raman. Ce logiciel permettra de visualiser l'impulsion en tout point de la cavité. Cette dernière est composée d'une fibre dopée Erbium, de deux fibres standard SMF, d'une fibre Flexcore, de lames de phase ($\lambda/4$, $\lambda/2$), d'un cube séparateur de polarisation qui jouera le rôle de polariseur et en même temps de coupleur, et d'un filtre spectral de bande passante variable figure III.2. Cependant, ce simulateur ne tient pas compte de l'auto modulation de phase croisée, c'est-à-dire, on néglige l'interaction entre les champs électriques polarisés qui se propagent suivant les axes neutres de la fibre optique. Après convergence de la solution, nous relèverons l'évolution des paramètres de l'impulsion (largeur temporelle, spectrale, énergie, et puissance) le long de la cavité, et cela pour différentes positions du filtre et différents

pompages (énergie de saturation E_{sat}). Dans cette simulation, on s'intéressera à une configuration à gestion de dispersion, de telle sorte que la dispersion moyenne soit normale et de valeur proche de zéro.

La simulation nous permettra de suivre l'impulsion à l'entrée et la sortie de chaque élément composant la cavité. Cette analyse numérique, pour un système discret, où tous les paramètres de la cavité sont réellement localisés et périodiques nous renseignera sur les insuffisances de l'approche de la propagation de l'impulsion par les équations distribuées.

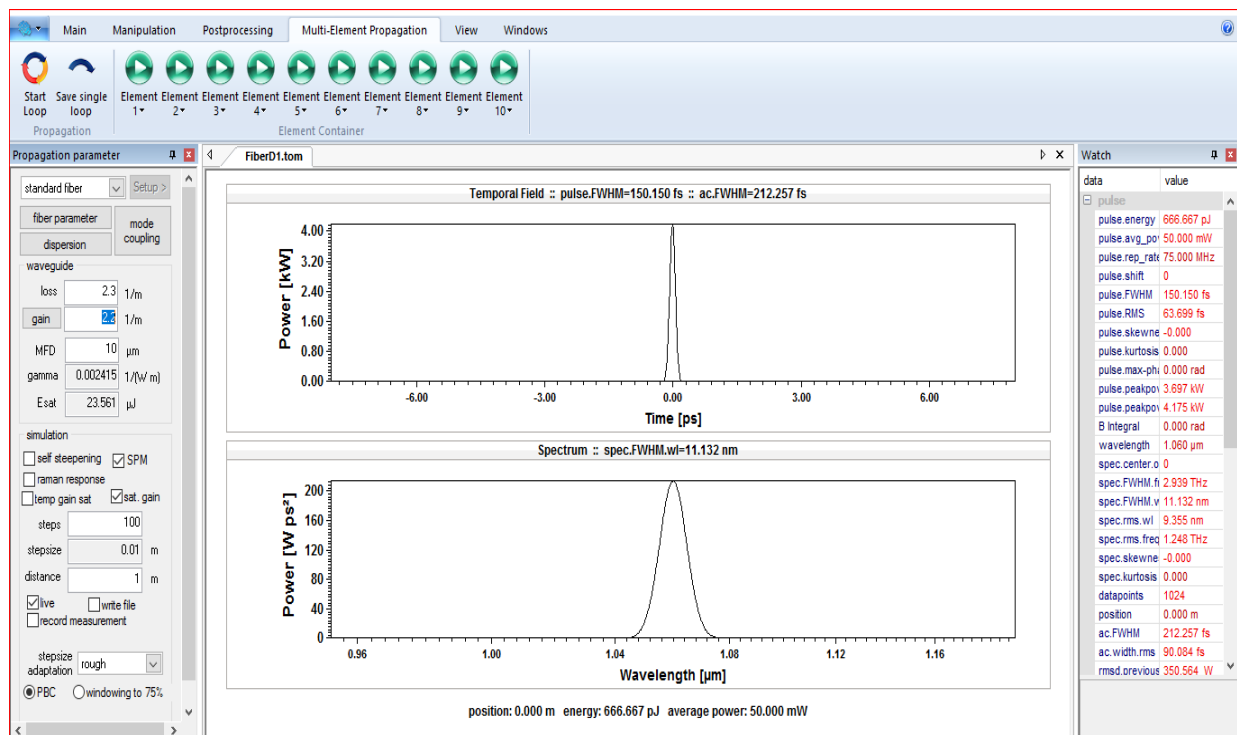


Figure III.1. Interface du logiciel de simulation

On se penchera sur une cavité laser en anneau (partiellement ou totalement fibrée). Cette configuration générera des impulsions courtes en utilisant le principe de verrouillage de modes. En dispersion normale, pour favoriser le mode impulsionnel, nous insérons un élément dispersif (filtre spectral) dans la cavité. Ce composant optique réduira la largeur spectrale du gain du milieu en régime étiré [131]. D'autre part, le filtre en tronquant l'impulsion favorisera la saturation de l'absorbant et augmentera la profondeur de modulation. L'absorbant saturable a une profondeur de modulation égale à 80%. Le filtre spectral de bande passante (12 nm) occupera la position 1, 2, 3, 4, 5 et 6 alternativement (voir fig. III.2). La largeur de l'impulsion initiale FWHM est de 0.2 ps avec une énergie de 0.6 nJ. Cependant, pour vérifier

l'auto démarrage des régimes obtenus, nous avons pris comme condition initiale un fond continu dans lequel naîtra effectivement l'impulsion. On testera plusieurs énergies de saturation E_{sat} . Les caractéristiques des autres éléments optiques sont indiquées sur le tableau ci-dessous. La propagation dans une fibre passive est régie par l'équation NLS scalaire. Pour la propagation dans la fibre dopée, des termes sont rajoutés pour tenir compte du gain, de la saturation et de la largeur spectrale du milieu à gain. Le choix de cette configuration n'est pas fortuit. En effet, au cours de mes séjours au Laboratoire Interdisciplinaire Carnot, j'ai monté une configuration de cavité laser, à gestion de dispersion et avec une dispersion chromatique normale où j'ai utilisé un réseau de diffraction comme filtre spectral. Malheureusement, je n'ai pas réussi à obtenir le blocage de modes. Donc, je profite dans cette section pour voir le comportement de l'impulsion au cours de sa propagation dans chaque élément de la configuration, d'autre part, comprendre éventuellement pourquoi le blocage de modes en dispersion normale nécessiterait des conditions bien particulières.

L'absorbant saturable supposé instantané est modélisé par la fonction de transfert :

$$\mathcal{T} = \mathcal{T}_0 + \Delta\mathcal{T} - \frac{\Delta\mathcal{T}}{1 + \frac{|u(t)|^2}{P_A}}$$

Dans toutes les simulations, on prendra pour l'absorbant saturable $\mathcal{T}_0 = 20\%$, $\Delta\mathcal{T} = 80\%$, et $P_A = 80 W$ (puissance de saturation de l'AS). On supposera un absorbant saturable parfait.

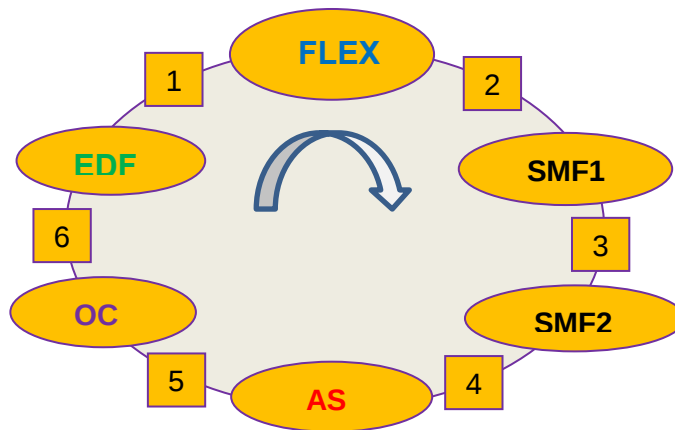


Figure III. 2. Configuration de la cavité à simuler où le filtre SF occupera alternativement la position 1, 2, 3, 4, 5, 6. Les paramètres des différents composants de la cavité sont réels, mis à part la profondeur de modulation de l'absorbant saturable virtuel.

On donne ci-dessous les caractéristiques des éléments de la cavité

Fibre EDF	$L(m) = 2.1$; gain (m^{-1}) = 2.2 ; $D(ps/nm.km) = -20.5$; Largeur courbe gain (nm) = 25; $\emptyset$ Coeur (μm) = 5; nombre de pts de mesure = 21
Flexcore	$L(m) = 0.45$; $D(ps/nm.km) = 3$; $\emptyset$ Cœur (μm) = 6.3; nombre pts = 45
SMF1	$L(m) = 0.7$; $D(ps/nm.km) = 17$; $\emptyset$ Cœur (μm) = 10.4; nombre pts = 70
SMF2	$L(m) = 1$; $D(ps/nm.km) = 17$; $\emptyset$ Cœur (μm) = 10.4; nombre pts = 100
OC	$L(m) = 1$; pertes totales (m^{-1}) = 2.3 ; $D(ps/nm.km) = 0$; nombre pts = 1
AS(idéal)	Profondeur de modulation $\Delta F = 80\%$; $P_A = 80W$; $F_0 = 20\%$

Les pertes linéaires totales (pas seulement sur le coupleur) dans la cavité sont prises égales à 90%, soit $\alpha(m^{-1}) = 2.3 m^{-1}$,

$$\alpha(dB) = 10. \text{Log}\left(\frac{100}{10}\right) = 4.343. \alpha(m^{-1}) , \text{ avec } P_e, \text{ la puissance à l'entrée du coupleur et } P_s$$

la puissance à la sortie du coupleur.

Sur la figure III. 3. a, nous constatons que l'impulsion se dilate dans le milieu à gain (de dispersion normale), alors qu'elle se comprime dans les fibres passives (de dispersion anormale). L'impulsion respire essentiellement dans le domaine temporel [132], mais une respiration spectrale prononcée peut aussi se produire dans une cavité à gestion de la dispersion [133]. Sur la figure III. 3. c, on remarque que dans le milieu à gain, l'impulsion s'élargit spectralement et temporellement. On vérifie bien que les effets dispersifs et non-linéaires ne se compensent pas. L'impulsion s'étire et diminue en puissance figure III. 3. b. (mesure à la sortie de l'EDF). Dans le modèle discret, la dynamique du régime impulsionnel est très complexe. Pour confirmer cette dynamique le long de la cavité, nous avons représenté sur les figures III. 3. b et III. 3. d, les profils temporels et spectraux de l'impulsion à différents endroits de la cavité. L'impulsion ne garde pas la forme au cours de sa propagation, elle est soumise en permanence aux effets de la dispersion et non linéaires. Par exemple aux endroits 4 et 5 (fig. III. 3. b), l'impulsion acquiert des puissances très élevées tout en se comprimant temporellement. A ces endroits (dispersion anormale) les effets non linéaires sont importants et du coup ils compensent les effets dispersifs. Le filtre induit une modulation d'amplitude qui se traduit par un rétrécissement du spectre qui entraîne un élargissement temporel. Cependant, sur la figure III. 3. d, on est loin des profils paraboliques prévus par le modèle distribué.

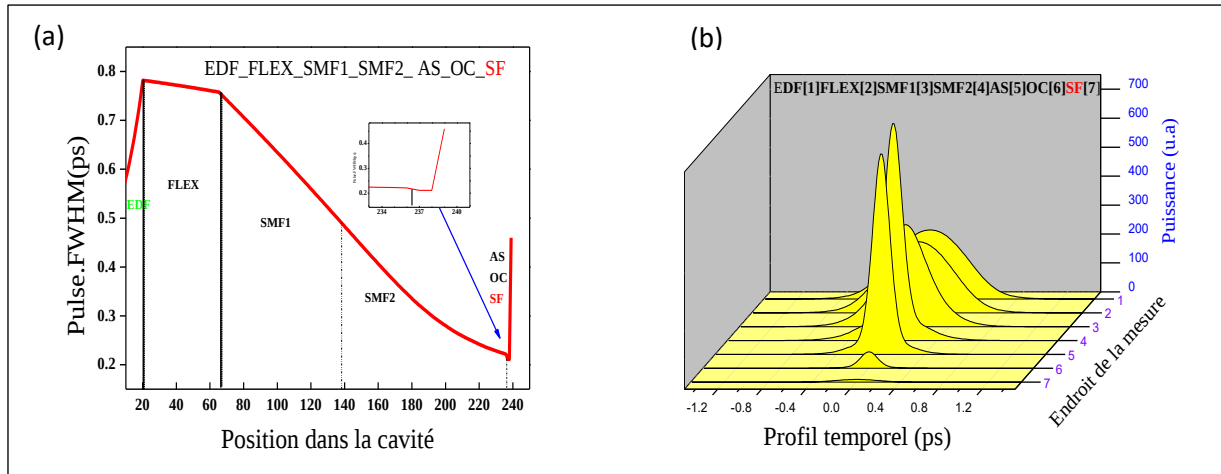


Figure. III. 3 : a) Largeur temporelle (FWHM) de l'impulsion dans la cavité, b) Evolution du profil temporel à la sortie de chaque élément de la cavité (filtre SF placé à l'entrée de l'EDF, position 6) pour $E_{\text{sat}} = 400\text{pJ}$

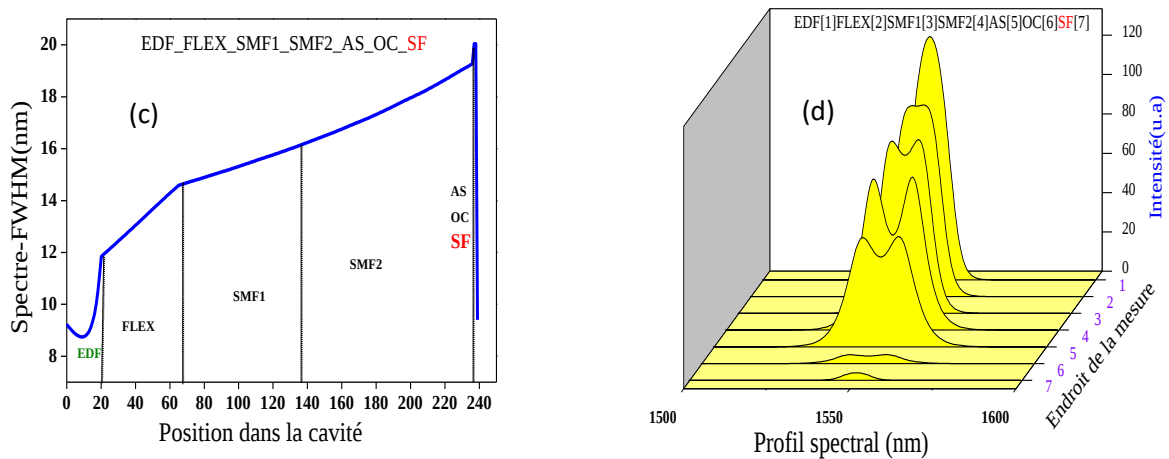


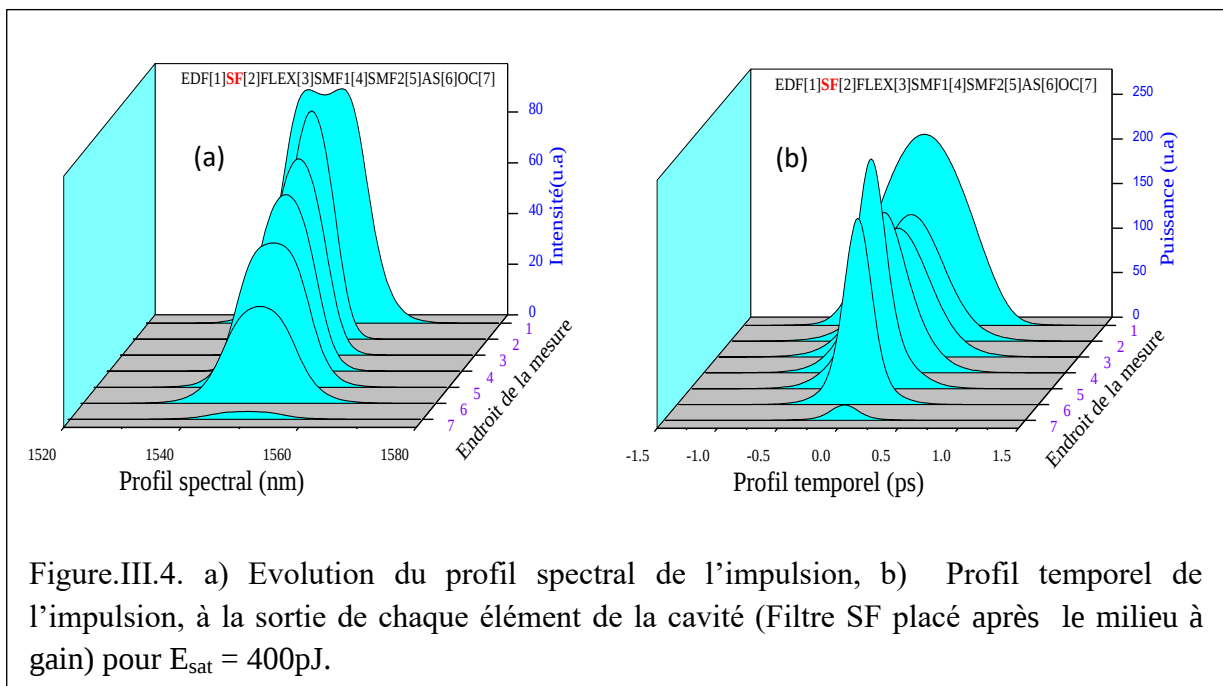
Figure. III.3. c) Largeur spectrale FWHM (nm) de l'impulsion dans la cavité, d) Evolution du profil spectral à la sortie de chaque élément de la cavité (filtre SF placé à l'entrée de la fibre EDF) et pour $E_{\text{sat}} = 400\text{pJ}$.

III.3.3. Evolution du profil spectral et temporel de l'impulsion pour le filtre placé après l'EDF

Les formes des spectres (figures III.4) sont totalement différentes de celles des figures III.3.d et III.3.f, où le filtre est placé à l'entrée de la fibre dopée. Le filtre qui est indispensable pour établir un régime en blocage de modes auto-démarrant en dispersion normale, joue un rôle crucial aussi bien par sa bande passante que sa position dans la cavité. En effet, quand on place le filtre à la sortie de la fibre dopée, les profils temporels et spectraux changent

remarquablement, c'est-à-dire les dynamiques de l'impulsion sont sensibles à tout changement de position du filtre.

Pour la position 1 du filtre, on remarque que le spectre optique se rétrécit à l'entrée du milieu à gain, passe par un minimum, ensuite s'élargit, alors que la durée de l'impulsion augmente tout le long de la fibre dopée (figure III.4, et III.5). Par contre, à la sortie du milieu à gain, on constate une diminution de la largeur temporelle et spectrale de l'impulsion. Le filtre module le spectre optique et en même temps la largeur temporelle. On peut dire que l'AS et le filtre introduisent une modulation d'amplitude qui conduit à une modulation temporelle.



A titre comparatif, nous avons résumé sur la figure III. 5. a, et III. 5. b, les évolutions temporelles et spectrales de l'impulsion le long de la cavité, le filtre occupant les places (1, 2, 3, 4, 5, 6) alternativement. Mesures prises sur le coupleur OC.

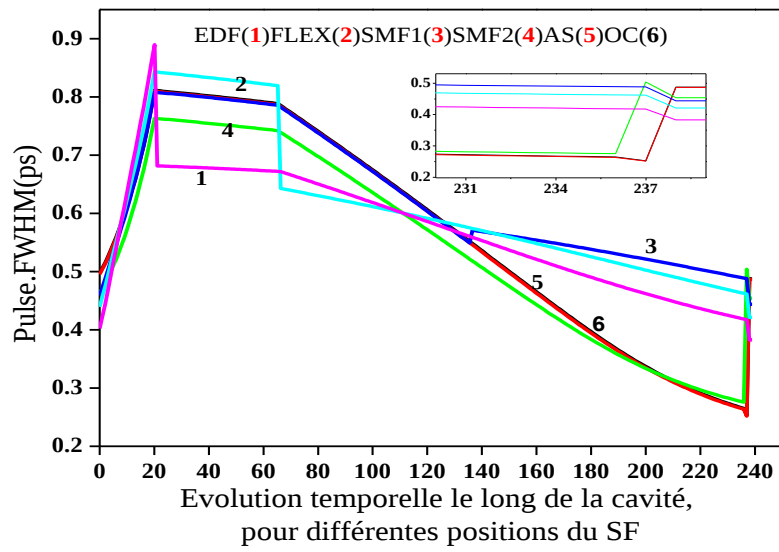


Figure III. 5. a. Largeur temporelle FWHM de l'impulsion le long de la cavité pour différentes positions du filtre pour $E_{\text{sat}} = 400$ pJ.

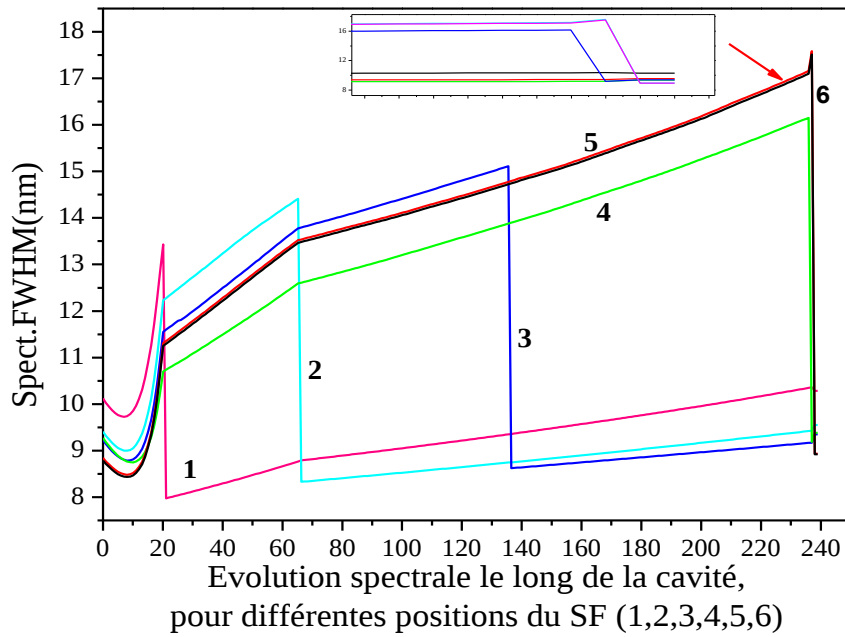


Figure III. 5. b. Largeur spectrale FWHM de l'impulsion le long de la cavité, pour différentes positions du filtre SF.

III.3.4. Influence de l'énergie de saturation (pompage) sur les profils temporel et spectral de l'impulsion au cours de la propagation.

Dans le logiciel de simulation que nous avons utilisé, l'énergie de saturation du signal E_{sat} qui dépend étroitement du pompage, est un paramètre important sur le gain du milieu. Cette énergie va influencer sur la dynamique du régime, à savoir, les effets non linéaires, le nombre d'impulsions, leurs stabilités et leurs interactions au cours de la propagation.

Sur la figure III. 6, on relève les largeurs spectrales et temporelles pour différentes énergies de saturation, pour une bande passante du filtre de 10 nm. On remarque que pour de petites énergies (faibles pompages), l'impulsion s'étire temporellement, c'est-à-dire que les effets dispersifs dominent, alors que pour des énergies élevées, l'impulsion s'étire spectralement et se comprime temporellement. Au fur à mesure que l'énergie de saturation (pompage) augmente, c'est-à-dire l'effet Kerr augmente, le spectre optique s'étire et l'impulsion se rétrécit temporellement. En dispersion normale, le facteur d'étirement devient un phénomène prépondérant de l'impulsion et dépend fortement du paramètre de l'effet Kerr γ , tout en saturant lorsque D augmente.

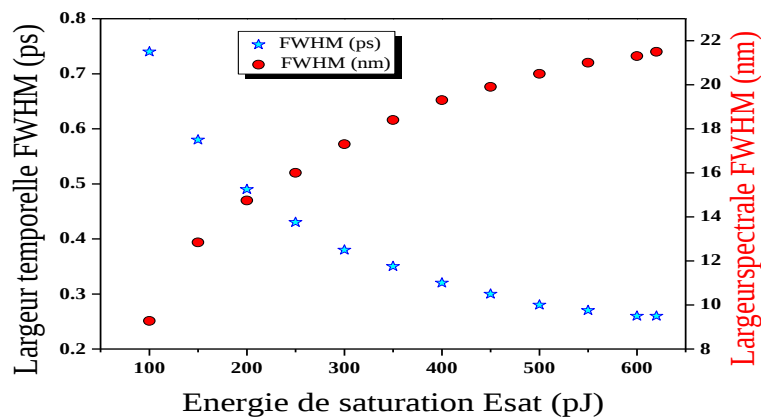


Figure. III. 6. Largeur temporelle et spectrale de l'impulsion en fonction de l'énergie de saturation E_{sat} , pour une bande passante de 10 nm du SF placé à l'entrée de la fibre EDF (Mesures prises sur OC).

III.3.5 Influence de la bande passante du filtre SF (placé à l'entrée de l'EDF) sur les largeurs temporelle et spectrale de l'impulsion.

Sur la figure III.7, on veut montrer les effets de la bande passante sur les largeurs temporelles et spectrales de l'impulsion. La largeur spectrale évolue linéairement en fonction de la bande passante du SF. On constate un élargissement linéaire du spectre optique en fonction de la

largeur de la bande passante du filtre, du coup, on élargit la largeur du gain. Par contre, la largeur temporelle diminue linéairement pour des bandes passantes de filtre très réduites.

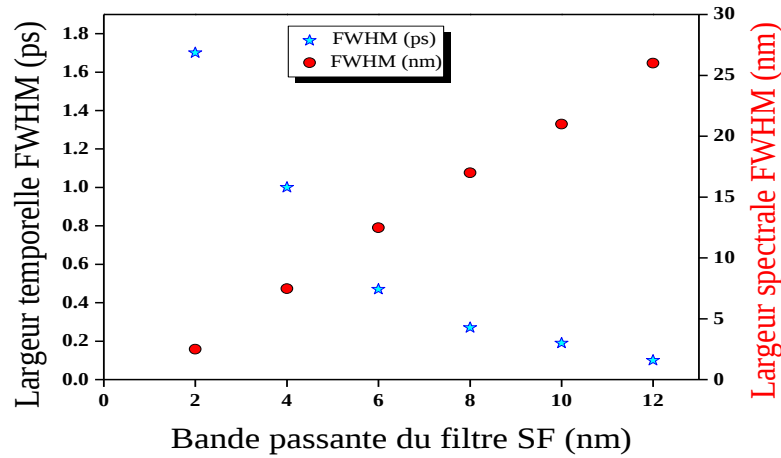


Figure. III. 7. Largeur temporelle et spectrale de l'impulsion en fonction de la bande passante du SF, pour une énergie de saturation $E_{sat} = 450$ pJ (mesures prises sur OC). Le filtre est placé à l'entrée de l'EDF.

Cette analyse numérique nous montre combien la gestion de dispersion dans une cavité laser est importante si on veut contrôler les caractéristiques de l'impulsion en agissant sur la dispersion chromatique et les effets non linéaires. On voit aussi le comportement de l'impulsion à travers chaque élément optique composant la cavité.

III. 4. Dynamiques multi-impulsionnelles

III. 4. a. Introduction

Il est bien connu que le mécanisme de synchronisation modale par rotation non linéaire de la polarisation dans les lasers à fibre peut mener à la formation de plusieurs impulsions dans la cavité si la puissance pompe est suffisante c'est-à-dire au-delà d'un certain seuil du gain du milieu [134]. Etant donné que les fibres composant ce type de laser forment un milieu de propagation non linéaire, ces impulsions multiples peuvent interagir selon différents scénarios. Au fur à mesure que la technologie des lasers en régime de synchronisation modale passive s'est développée, plusieurs dynamiques à impulsions multiples furent observées et discutées dans la littérature. Sur la figure III. 8 on rapporte quelques régimes qu'on peut obtenir dans une cavité laser à fibre [135].

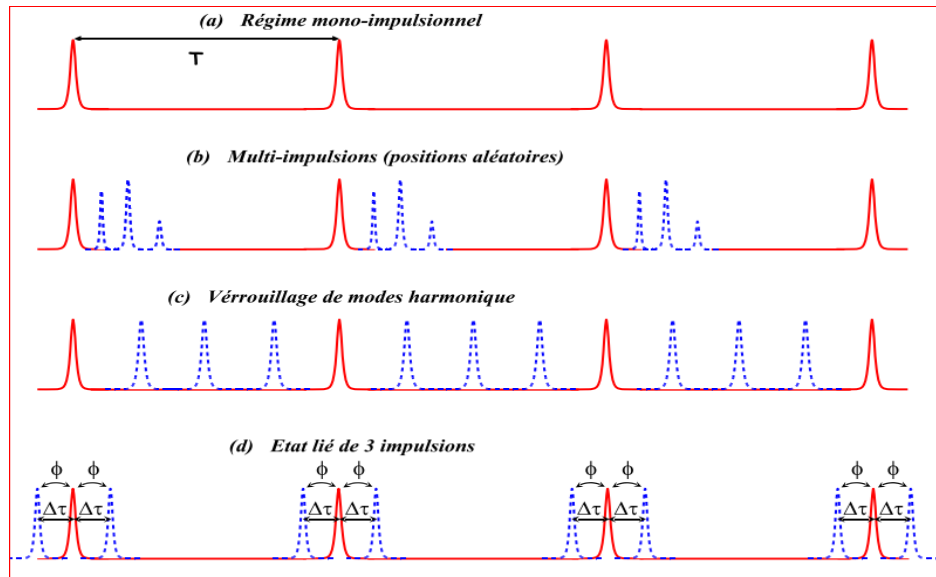


Figure III. 8. Quelques scénarios de la répartition que peut prendre les impulsions dans la cavité. (a) Régime mono-impulsionnel (émission d'une impulsion par tour de cavité). (b,c,d) 3 cas de régime multi-impulsionnels. (b) Régime où des impulsions (paraissent de tailles différentes) prennent des positions aléatoires dans la cavité ; (c) Verrouillage de modes harmonique ; (d) Régime d'état lié de 3 impulsions [135]. Remarque : les impulsions sont définies par l'attracteur et ont même profil, même énergie. Seulement en apparence on peut observer des impulsions de profils et d'amplitudes différents à l'oscilloscope, qui sont au fait composées de plusieurs impulsions non résolues temporellement du fait de la bande passante électronique limitée.

La distribution de l'énergie dans le signal explique ce phénomène. Il s'avère que les différents effets subis par l'onde optique lors de sa propagation dans la cavité favorisent la répartition de l'énergie sur plusieurs impulsions plutôt que dans une seule, auquel cas l'énergie de l'impulsion sera proportionnelle au pompage. Dans la littérature on a montré que dans les lasers à blocage de modes basé sur l'effet de lentille Kerr, la génération de plusieurs impulsions multiples était principalement liée aux dispersions d'ordre trois et quatre dans la cavité [136]. En 1984, Stolen a montré que l'auto-modulation de phase combinée à la GVD de la cavité peut mener à la formation de solitons d'ordre supérieur [136] qui sont éventuellement séparés en plusieurs impulsions par l'auto-modulation d'amplitude [137-138]. La propagation d'un certain nombre de solitons dans la cavité fait intervenir de nombreuses interactions entre ces solitons mais aussi entre chaque soliton et le milieu.

III.4.b. Modes d'interaction principaux

- ❖ Interactions longues portées
 - Blocages de modes harmoniques

La plupart des cavités lasers peuvent générer des régimes à blocage de modes harmonique. Les impulsions multiples vont s'auto-organiser de telles sortes que l'énergie présente dans la cavité va être répartie uniformément sur chacune d'elles. Cette dynamique se traduira par un train d'impulsions dont le taux de répétition va être un multiple de la fréquence fondamentale (ISL). Pour une cavité de quelques mètres, le temps requis pour effectuer un tour est de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes. S'il y a quelques impulsions en régime harmonique dans la cavité, elles sont alors séparées de leurs voisines d'environ une dizaine de nanosecondes. Cette séparation est énorme par rapport à la durée des impulsions qui est d'au plus de l'ordre de quelques picosecondes. Le mécanisme menant à cette auto-organisation doit donc être lié à des interactions à longue portée [139]. En traversant le milieu amplificateur, une impulsion en sature le gain et modifie la vitesse de groupe de propagation. S'il y a plusieurs impulsions dans la cavité, cette saturation du gain par la première impulsion va influencer sur celle qui suit. Ceci mène globalement à une répulsion entre les impulsions et donc à leur redistribution uniforme [140-141-142-143]. Ce phénomène fut observé également dans les lasers avec gestion de la dispersion [144]. En pratique, dans un laser utilisant l'ENLP pour la synchronisation modale, un ajustement judicieux des contrôleurs de polarisation et du pompage permettra de visualiser cette dynamique, illustrée sur la figure III. 9.

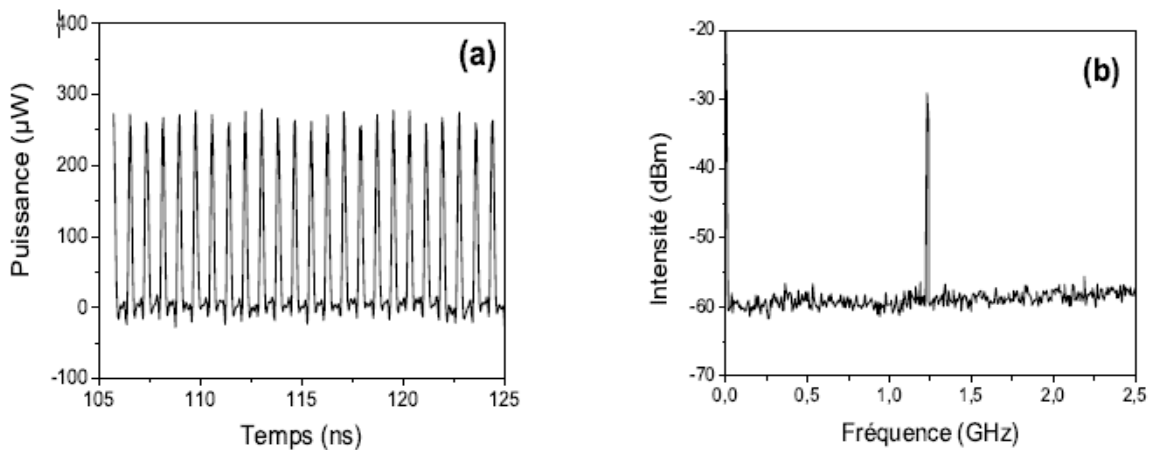


Figure III. 9. Fonctionnement harmonique : a) Evolution temporelle, b) Spectre radiofréquence correspondant [132]

- ❖ *Interactions courtes portées*
 - Molécules de solitons dissipatifs

Cette dynamique se caractérise par une réorganisation des impulsions se propageant en groupe à l'intérieur duquel elles sont séparées par des intervalles de temps constants et de l'ordre de leurs durées temporelles. C'est ce que l'on appellera un état lié. Ce comportement fut remarqué pour la première fois par Hofer et al. [145]. Ils ont observé un groupe de 4 impulsions séparées d'environ 10 ps de leurs voisines alors que la durée de leurs impulsions était d'environ 1 ps. Guy et al. [96] ont observé quant à eux des groupes contenant de 2 jusqu'à 20 impulsions uniformément séparées d'environ 5 ps alors que leurs impulsions elles-mêmes avaient une durée d'environ 650 fs. Ces phénomènes ont été mis en évidence dans des lasers à gestion de dispersion. Dans notre Laboratoire ICB à Dijon, Grelu et al. ont observé des états liés d'impulsions de 610 fs séparées de 2,7 à 10 ps pour un laser à fibre à gestion de la dispersion, en régime de dispersion moyenne légèrement anormale [146]. Dans ce dernier cas, l'étonnante stabilité des états auto-verrouillés en quadrature de phase ont amené à considérer ces états liés photoniques comme des « molécules de solitons ». Il est aussi possible de trouver des paquets comportant un très grand nombre d'impulsions analogue à un "cristal de solitons" où, comme les molécules de solitons, l'organisation des impulsions est gouvernée principalement par les interactions attractives à courtes portées. Ces états liés ont été observés expérimentalement dans le Laboratoire Photonique de l'Uni. D'Angers en 2008 [135-147-148]. Cette similitude entre l'organisation dynamique des solitons aux états de la matière a été étendue aux phases de liquides de solitons, gaz, polycristaux etc., et ce pour différentes architectures de cavité, montrant ainsi le caractère universel de ces motifs [147-205]

➤ Pluie de solitons

La pluie de solitons est un régime impulsionnel quasi-stationnaire, mis en évidence par l'équipe du Prof. Grelu en 2009 [205-206-207]. Sur la figure III.10.a, on distingue un grand pic, qu'on appelle la phase condensée : elle est constituée d'impulsions liées relativement proches mais dont les positions relatives fluctuent, à la manière d'un liquide. La deuxième caractéristique de ce régime est le déplacement à vitesse constante de solitons isolés vers cette phase condensée. Expérimentalement, on voit la naissance de ces solitons à partir des fluctuations aléatoires du fond continu. Sur le spectre optique, figure III.10.b, on remarque des 'ailes' symétriques par rapport à la longueur d'onde ($\lambda = 1565 \text{ nm}$) qui sont dues au fait que les solitons cèdent une partie de leur énergie sous forme de rayonnement, au cours de leur propagation dans la cavité à gestion de dispersion [148]. En outre, il apparaît sur le spectre un pic représentant un ensemble de composantes spectrales quasi-continues.

Le nombre de solitons en dérive dépend du taux de pompage et aussi des contrôleurs de polarisation qui modifient l'énergie circulant dans la cavité.

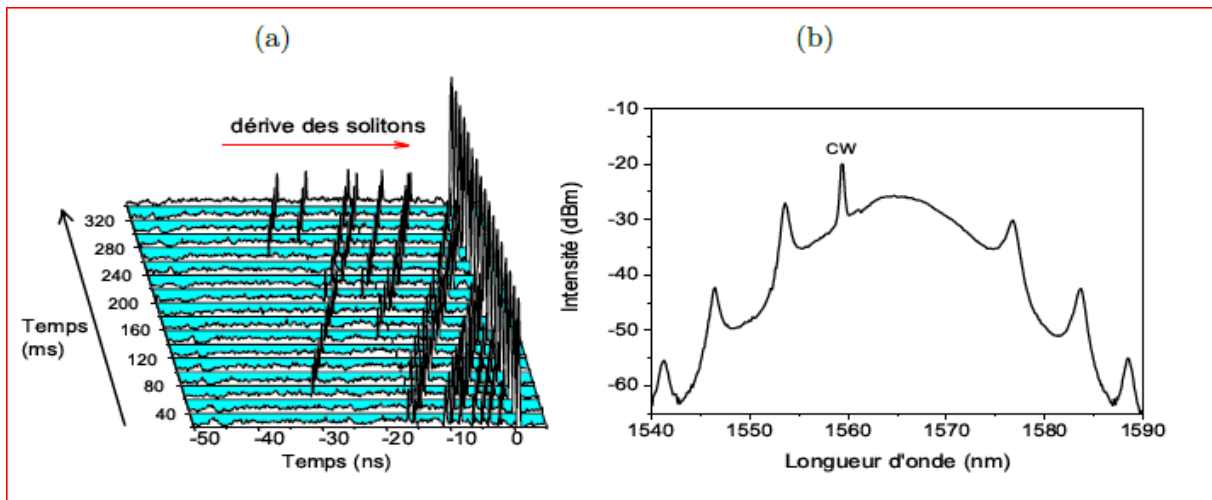


Figure III.10. Pluie de solitons : a) Relevé stroboscopique, b) Spectre optique, tiré de la référence [132-205]

III.4.c. Collisions d'apparence élastique ou inélastique

Toute modification du pompage et des contrôleurs de polarisation peut changer toute la dynamique du régime. On pourra voir la création et l'annihilation d'impulsions.

Il existe un comportement exotique qui fut découvert simultanément par notre laboratoire à Dijon [81] et par l'Université de Laval [120] en 2004. On peut décrire ce comportement de la façon suivante. On retrouve simultanément dans la cavité une impulsion seule et un état lié de deux impulsions. La vitesse de groupe de l'impulsion simple diffère de la vitesse de groupe de l'état lié, donnant à ces deux signaux un mouvement relatif. Éventuellement, il y a collision. Après la collision, un groupe lié de deux impulsions repart avec la même vitesse que l'état lié incident et laisse derrière une impulsion simple avec les mêmes propriétés que l'impulsion simple de départ. Ces signaux se propagent le long de la cavité et il y a éventuellement une nouvelle collision. Le phénomène se répète indéfiniment. Ainsi, on se retrouvera dans un régime où les impulsions entreront en collision inévitablement quand le délai qui les sépare est équivalent à un tour de cavité.

D'une manière plus générale, on peut assister à des collisions avec changement de vitesse de groupe, à la répulsion et à la fusion [81]. Sur la figure III.11.a, on illustre une collision entre une impulsion solitaire et deux impulsions groupées [81-149]. Aussi, sur la figure III.12.a, on montre une impulsion solitaire repoussée par un groupe d'impulsions dont sa vitesse de

groupe change après la collision. Tandis que sur la planche III.13, on voit une fusion d'une impulsion solitaire avec un groupe de deux impulsions. Comme on peut le voir, toutes ces dynamiques recensées sont appuyées par des traces spectrales et d'autocorrélation qui permettent de visualiser le nombre d'impulsions qui se propagent et leurs vitesses de groupe après collision. Deux cas peuvent se présenter, le nombre d'impulsions après collision peut ou ne pas être conservé, cela est lié à la dynamique et à la nature de la collision.

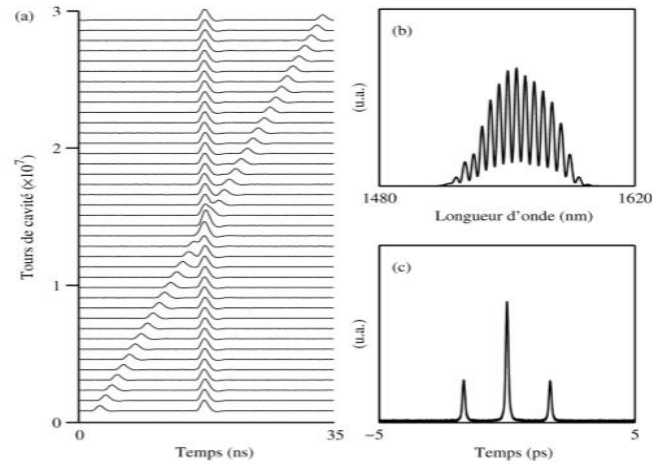


Figure III. 11 : (a) Collision entre une impulsion solitaire et deux impulsions groupées; (b) le spectre optique et (c) l'autocorrélation en intensité du train d'impulsions [149].

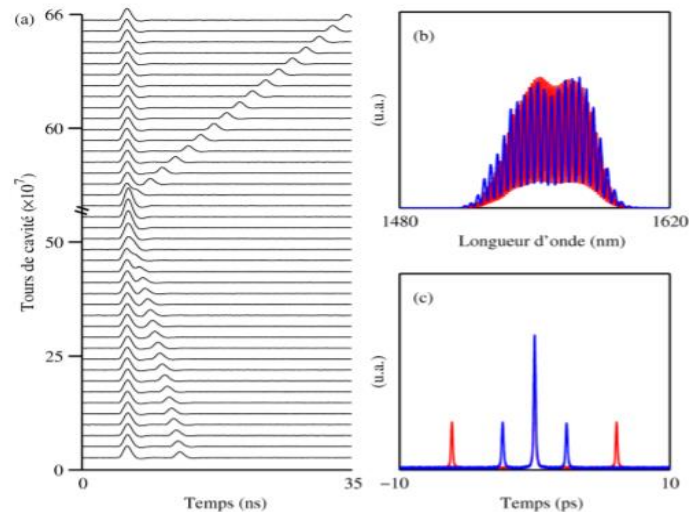


Figure III. 12. (a) Impulsion solitaire repoussée par des impulsions groupées; (b) le spectre optique et (c) l'autocorrélation en intensité du train d'impulsions avant (rouge) et après (bleu) la collision [149].

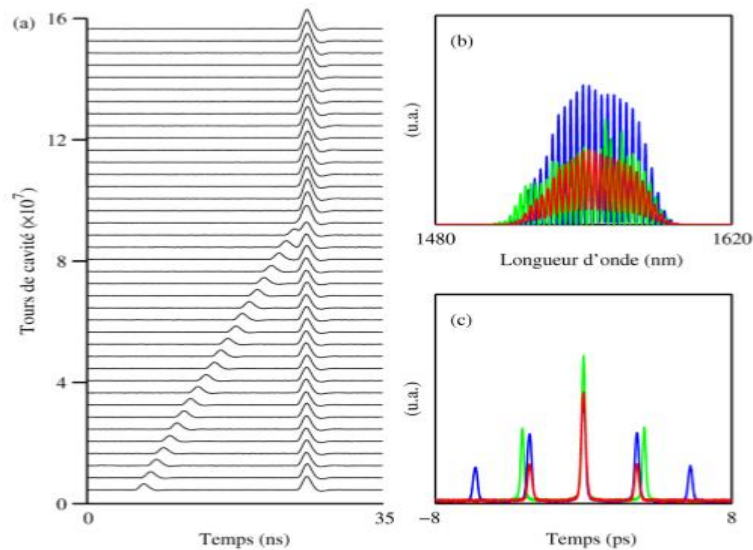


Figure III.13 : a) Fusion d'une impulsion solitaire et d'un groupe formé de deux impulsions; (b) le spectre optique et (c) l'autocorrélation en intensité du train d'impulsions avant (rouge) et après la collision, avec (bleu) et avec conservation du nombre d'impulsions (vert) [149].

III.4.d. Régimes chaotiques (impulsions incohérentes, ondes scélérates)

En jouant sur les contrôleurs de polarisation et le pompage, on arrive à des dynamiques où un grand nombre d'impulsions cohabitent en présentant des comportements sans structure apparente. Dans ce cas de figure, on trouve des impulsions avec des vitesses de groupe différentes qui rentrent en collision de manière aléatoire avec d'autres. La génération d'impulsions incohérentes a été observée expérimentalement dans une cavité laser fibrée en 1997 par Horowitz and al [150]. Cette dynamique fût observée dans le laser en forme de huit [151]. Sur la figure III.14, on montre une trace d'autocorrélation d'un régime chaotique (« noise-like »). La trace d'autocorrélation présente un piédestal large de quelques centaines de picosecondes et un pic de cohérence de l'ordre de la picoseconde. Le piédestal représente la mesure moyenne de ce paquet d'impulsions chaotiques qui fluctuent très rapidement par rapport au temps de réponse du détecteur. Certaines impulsions s'annihilent puis se reforment à partir du fond continu présent dans la cavité. Cette absence de structure rend le contrôle et l'analyse très complexes.

Pendant longtemps, les physiciens n'ont pas cru à l'existence des vagues scélérates, des phénomènes pourtant bien ancrés dans la mémoire des marins, comme en atteste, en 1916, l'explorateur britannique Ernest Shackleton. Ces vagues géantes, naissant de nulle part, trouvent très peu d'explication par les physiciens. Ces ondes, d'amplitudes géantes, qu'on appelle scélérates (« rogue waves ») apparaissent dans la mécanique des fluides, dans les plasmas (figure III.15). On les trouve dans l'optique non-linéaire avec les systèmes

conservatifs (soliton de Peregrine dans les fibres). Récemment, ces ondes ont été mises en évidence dans l'optique non-linéaire dissipative. Elles sont favorisées dans des régimes à forte non-linéarité et chaotiques. La dynamique des impulsions "noiselike" (NLP) favorise la manifestation des ondes optiques scélérates. Ces ondes apparaissent inopinément dans un régime qui semble chaotique où il y a une grande compétition entre les impulsions à première vue instables et les fluctuations inhomogènes du fond continu du laser.

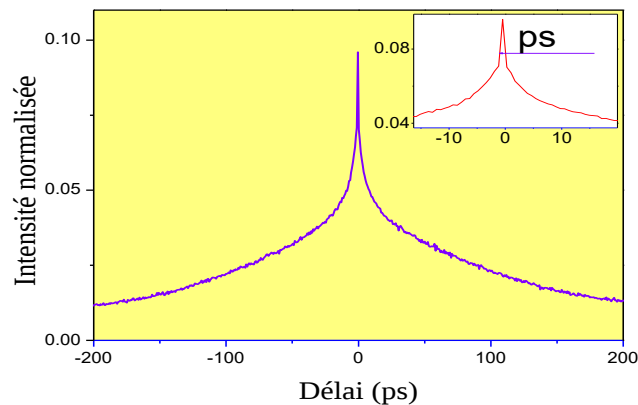


Figure III. 14. Trace d'autocorrélation d'un régime incohérent (Enregistrement issu de mes travaux).

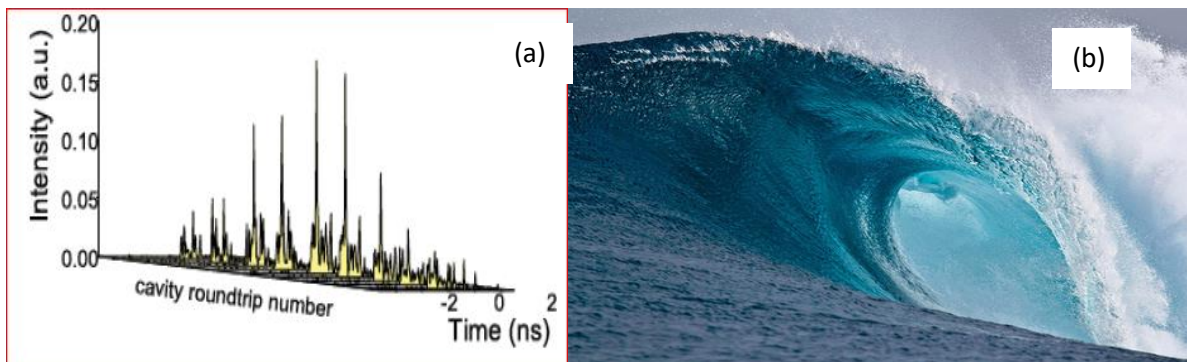


Figure III.15. Exemple de détection d'une onde scélérate : a) Enregistrement stroboscopique de l'intensité laser (bande passante 20 GHz) en fonction du nombre de tours de cavité, b) vague géante en mer probablement née d'une petite houle, elle est assimilée à une onde scélérate.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons essayé de faire une approche pour comprendre la dynamique impulsionnelle dans le laser à fibre. Dans un milieu à gain, où tous les effets sont pris en

compte, il fallait introduire les modèles distribués de Haus et Ginzburg-Landau pour obtenir numériquement la forme moyenne de l'impulsion, puisque ces équations sont non intégrables. Dans la deuxième section, on s'est intéressé au comportement de l'impulsion en tout point de la cavité. En réalité, les effets linéaires et non linéaires sont toujours localisés, dans une cavité laser à blocage de modes et par conséquent, l'impulsion changera de forme tout le long de la cavité. En effet, l'impulsion verra sa durée, son spectre, sa puissance et surtout sa forme évoluer sur un tour de cavité, particulièrement dans le cas de la cavité à gestion de dispersion. Pour illustrer cette dynamique, nous avons fait des simulations pour suivre toute la dynamique dans une cavité à dispersion moyenne normale. Nous avons relevé les évolutions temporelles et spectrales de l'impulsion tout le long de cette cavité pour différents paramètres influents sur la dynamique. A titre d'exemple, on a montré l'effet du filtrage et de l'énergie de saturation sur le comportement de l'impulsion. A travers les résultats obtenus dans la simulation, on peut affirmer que l'approche de la dynamique, où tous les effets sont distribués dans la cavité, n'est qu'une approximation moyenne discutable. Par ailleurs, on a mentionné les dynamiques multi-impulsionnelles organisées et non organisées, suivant quelques interactions qui donnent au laser à fibre, ce côté exotique et spectaculaire [208-209]. Nous sommes persuadés qu'il reste encore d'autres dynamiques non-linéaires dissipatives qui étonneront encore davantage la communauté scientifique de l'optique guidée.

CHAPITRE IV

INSTRUMENTATION POUR L'OPTIQUE ULTRARAPIDE

Le grand souci de la communauté scientifique expérimentale reste la détection. On trouve toujours de grandes difficultés à cerner un événement ultrarapide (de l'ordre de la femto-seconde). Les phénomènes sur lesquels on se penche actuellement sont les dynamiques impulsives. Définir une impulsion, revient à donner sa durée dans le temps, l'évolution de sa phase ou encore la variation de sa fréquence porteuse et sa forme. Les mesures directes sont loin d'apporter des réponses en temps réel. En effet, les photodiodes les plus sophistiquées utilisées à cet effet présentent des temps de réponse de plusieurs dizaines de picosecondes, inadaptées à la mesure de la durée de l'impulsion (fs). Pour identifier complètement une impulsion, c'est-à-dire connaître son intensité, sa phase et sa forme on est contraint de passer par les méthodes non linéaires. Dans ces techniques on analyse le signal de la deuxième ou de la troisième harmonique générée dans un cristal non linéaire (KDP, BBO....) et remonter à l'impulsion à caractériser à travers des traces spectrales et d'autocorrélation. Les techniques les plus connues sont l'autocorrélation classique, la corrélation résolue en fréquence (FROG) [152], l'interférométrie de phase spectrale (SPIDER) [153-154], et la corrélation par absorption à deux photons [155-156-157]. Cependant, ces méthodes nécessitent souvent des algorithmes pour récupérer l'information.

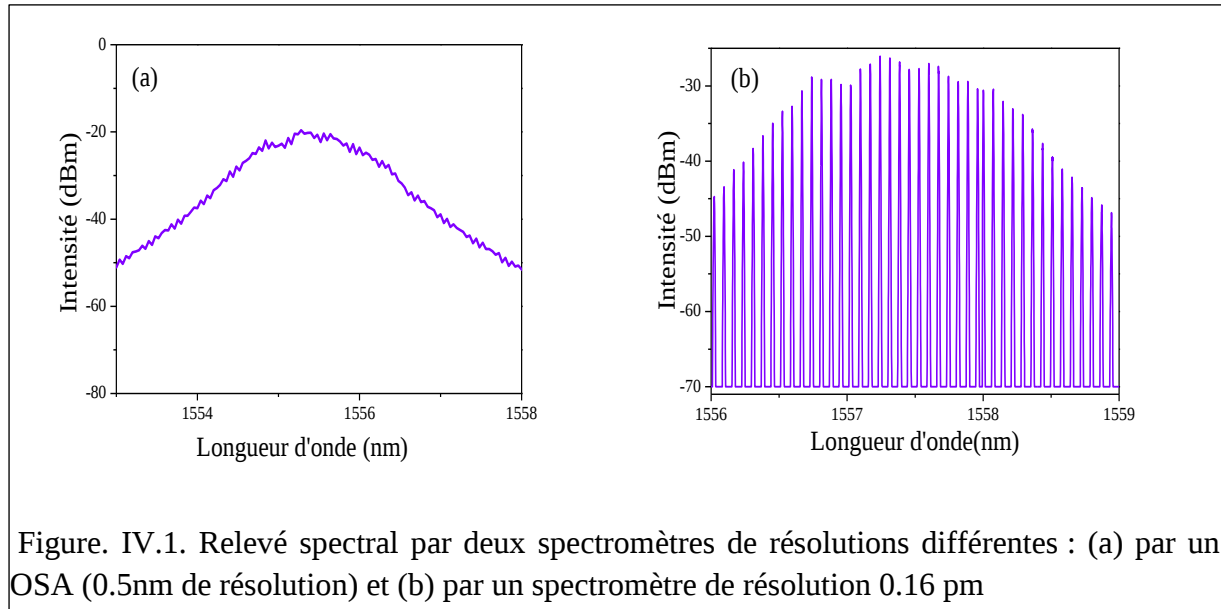
IV. 1. Analyse spectrale.

Pourquoi cherche t-on à mesurer l'impulsion laser ultracourte ? c'est :

- Pour la résolution temporelle d'une expérience qui l'utilise
- Pour savoir si elle peut être écourtée encore
- Pour mieux comprendre les lasers qui l'émettent et pour vérifier les modèles de générations d'impulsion ultra courte.
- Pour mieux comprendre les matériaux : plus nous connaissons la lumière entrante et sortante plus nous connaissons le milieu à étudier.
- Pour utiliser des impulsions d'intensités et phases spécifiques en fonction du temps, afin de contrôler les réactions chimiques.
- ❖ *Pour comprendre les efforts de mise en forme d'impulsions pour les télécommunications.*

Pour l'analyse du spectre, on utilise des analyseurs de spectres optiques (OSA et APEX) de grandes résolutions (jusqu'à 0.14 pm) afin de visualiser le détail du spectre qui est une mesure moyenne dans le temps. En d'autres termes, ces mesures spectrales ne peuvent pas nous apporter d'information sur la stabilité à court terme de la dynamique. Sur la figure IV. 1. a, on

montre un relevé spectral modulé ($\Delta\lambda = 0.071$ nm) avec un OSA de résolution 0.2 nm et sur la figure VI. 1. b, on donne le même spectre mesuré à l'aide d'un APEX de résolution 0.16 pm où l'on voit le détail spectral.



Par contre, pour suivre un événement en temps réel l'oscilloscope et l'analyse radiofréquence sont incontournables. Souvent la radiofréquence vient au secours de l'oscilloscope dont le plus rapide a un temps de réponse autour de la centaine de ps. En effet, pour des régimes impulsionnels à haute cadence de l'ordre de la dizaine GHz et des largeurs de l'impulsion de la picoseconde, l'oscilloscope reste aveugle. Pour mettre en évidence un régime harmonique et sa stabilité on fait appel au spectre RF. Sur les figures IV. 2, on montre un régime harmonique que l'oscilloscope intègre complètement (fig. IV. 2. a), l'analyseur RF nous confirme la dynamique harmonique à travers les pics équidistants en fréquence (fig. IV. 2. b).

- Dans le domaine des fréquences : le spectromètre.

Le spectromètre enregistre la densité spectrale. De toute évidence, il est impossible de retrouver la phase spectrale connaissant la densité spectrale [158].

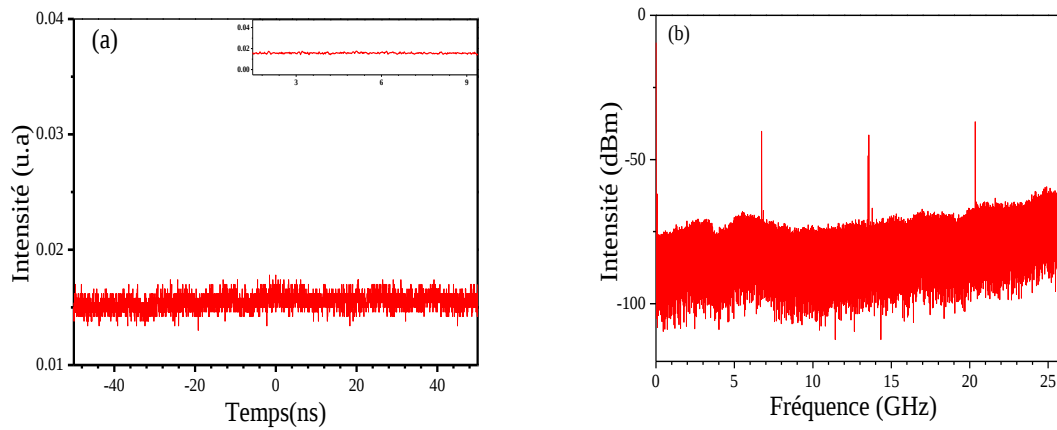


Figure. IV. 2. Régime harmonique à haute cadence : (a) par un oscilloscope de 6 GHz de bande passante, (b) par un analyseur RF de 26 GHz de bande passante.

- *Dans le domaine temporel : les détecteurs*

Les détecteurs sont des dispositifs qui émettent des électrons lorsqu'ils reçoivent des photons. Ils ont des temps de montée et de descente typiquement ~ 1 ns, mais ~ 10 ps pour les plus rapides. Pour l'optique ultrarapide, la mesure est infiniment lente, c'est l'intégrale de l'intensité de l'impulsion « sur l'éternité ». La tension de sortie du détecteur est proportionnelle à l'énergie de l'impulsion :

$$V_{\text{détecteur}} \propto \int_{-\infty}^{+\infty} |E(t)|^2 dt.$$

Les détecteurs usuels nous révèlent peu de chose sur l'impulsion.

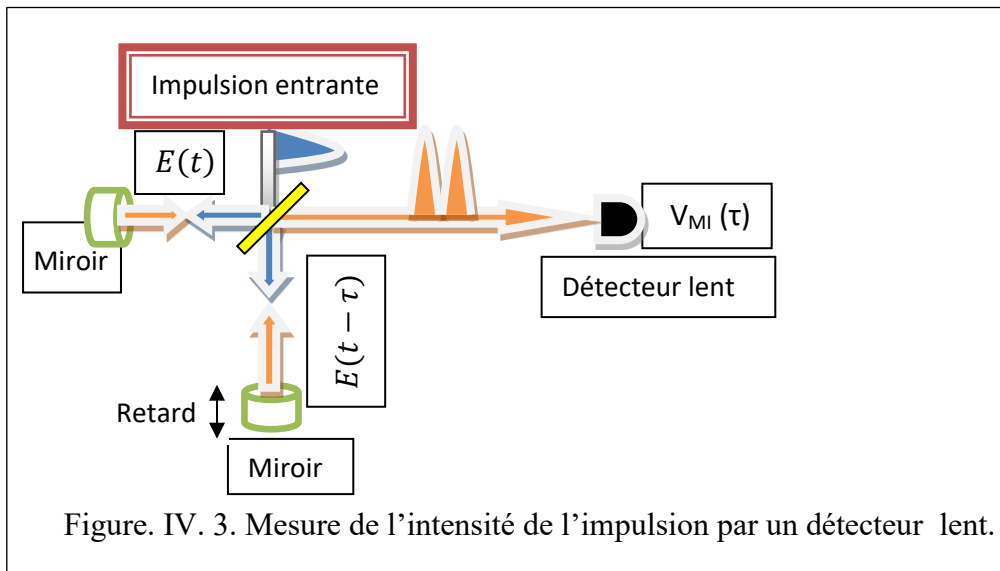
Dans un auto corrélateur, on va retarder l'impulsion en introduisant un déplacement L d'un miroir de réflexion, qui équivaut à un délai $\tau = 2L/c$. Du coup, un déplacement du miroir de $300 \mu\text{m}$, introduit un retard de 2 ps. On peut également modifier le retard au moyen d'une paire de coins de cubes. Les coins de cubes, après réflexion, décalent le faisceau retour tout en restant parallèle au faisceau incident. De plus, les coins de cubes creux évitent la propagation au travers du verre (pas de perte à la réflexion). On peut faire la mesure d'une impulsion en utilisant un interféromètre de Michelson (figure. IV. 3) muni d'un détecteur. L'impulsion entrante arrive sur une séparatrice qui divise en deux cette dernière pour créer deux impulsions cohérentes. L'une est réfléchiée par l'un des miroirs et l'autre sera retardée par le second miroir, pour interférer sur le détecteur qui mesure une tension $V_{\text{MI}}(\tau)$.

$$\begin{aligned} V_{\text{MI}}(\tau) &\propto \int_{-\infty}^{+\infty} |E(t) + E(t - \tau)|^2 dt \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} (|E(t)|^2 + |E(t - \tau)|^2 + 2\text{Re}[E(t) E^*(t - \tau)]) dt \end{aligned}$$

$$V_{MI}(\tau) \propto 2 \int_{-\infty}^{+\infty} |E(t)|^2 dt + 2 \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) E^*(t - \tau) dt.$$

Par construction l'appareil de Michelson est équilibré dans le cadre de la théorie classique, même si la compensatrice n'est pas parfaite : $|E(t)|^2 = |E(t - \tau)|^2$. Le terme $2 \int_{-\infty}^{+\infty} |E(t)|^2 dt$ est l'énergie de l'impulsion qui est sans intérêt, par contre, le terme $2 \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) E^*(t - \tau) dt$ représente l'auto corrélation en champ. Seulement la transformée de Fourier de l'autocorrélation n'est autre que la densité spectrale. En résumé, en l'absence d'un détecteur ou d'un modulateur rapide par rapport à la durée de l'impulsion, il est impossible de mesurer l'intensité et la phase de l'impulsion en utilisant uniquement des dispositifs linéaires, tels le détecteur, l'interféromètre, ou le spectromètre [159-160]. L'interféromètre de Michelson est donc un dispositif permettant d'avoir accès à la même information qu'un spectromètre à réseaux. On l'appelle *spectromètre à transformée de Fourier*. On utilise typiquement un spectromètre à réseau dans le visible et un spectromètre à transformée de Fourier dans l'infrarouge moyen et lointain.

Actuellement, aussi puissants soient les détecteurs et les analyseurs de spectres, ils ne pourront pas nous éclairer sur l'intensité, la durée, la phase et aussi la forme des impulsions générées par des lasers à synchronisation modale.



IV. 2. Autocorrélation

IV. 2. 1. Autocorrélation interférométrique

Pour caractériser une impulsion ultracourte, il faut mesurer son amplitude et sa phase en fonction du temps ou de la fréquence. Le champ électrique d'une impulsion laser dans le domaine temporel s'écrit :

$E(t) = \text{Re} [I(t)^{1/2} \exp [i \omega_0 t - i \phi(t)]]$ avec $I(t)^{1/2}$ l'amplitude et $\phi(t)$ la phase qui décrit l'évolution de la pulsation du champ électrique de l'impulsion en fonction du temps.

De manière équivalente, dans le domaine des fréquences : (on néglige la composante de fréquence négative)

$$\hat{E}(\omega) = \text{Re} [S(\omega - \omega_0)^{1/2} \exp(-i\phi(\omega - \omega_0))],$$

avec $S(\omega - \omega_0)$ la densité spectrale, et $\phi(\omega - \omega_0)$ la phase spectrale. On sait que :

$\hat{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt$ et $S(\omega) \equiv |\hat{E}(\omega)|^2$, qui est la densité spectrale, Aussi, la pulsation instantanée est $\omega(t) = \omega_0 - d\phi/dt$.

- Dans le domaine temporel en utilisant des non linéarités optiques : auto corrélation en intensité.

L'expérience consiste à faire croiser deux faisceaux dans un cristal à génération de seconde harmonique tout en modifiant le retard à l'aide d'un Michelson. L'enregistrement de l'intensité de la seconde harmonique (SH) fournit l'auto corrélation en intensité. Les faisceaux arrivent sur une lentille (petite focale) pour se focaliser sur le cristal. Un diaphragme est placé devant le détecteur linéaire pour ne laisser passer que le second harmonique. A la sortie du cristal, il y a 3 composantes. La composante centrale correspondant au signal doublé en fréquence: c'est la deuxième harmonique. Symétriquement on retrouve deux composantes chacune correspondant à la fois au champ initial oscillant à la fréquence ω et champ doublé oscillant à 2ω (cristal type I). Ainsi, le champ oscillant à 2ω se retrouve sur les trois composantes. Cependant, un cristal de type II ne génère le second harmonique que suivant la composante centrale. Autour de cette harmonique, on n'aura que les composantes à la fréquence ω . Le champ électromagnétique de la seconde harmonique $ESH(t, \tau) \propto E(t) E(t - \tau)$ et l'intensité de la seconde harmonique est :

$$ISH(t, \tau) \propto I(t)I(t - \tau)$$

L'auto corrélation en intensité s'écrit :

$$A(\tau) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t - \tau) dt.$$

Sur la figure IV.4, les impulsions, de même polarisation, interfèrent dans le cristal de type I. Le cristal de type II permet de faire interférer deux impulsions de polarisation croisées telles qu'elles le sont à l'entrée de la lentille L_1 (fig. IV.6) sans doubler la fréquence des faisceaux indépendamment. En effet, seule la somme des faisceaux (de polarisations croisées) permettra le doublage de fréquence. Dans notre montage la sélection spectrale du signal doublé $2\omega_0$ se fera par le détecteur photomultiplicateur (PM) qui est sensible au rayonnement visible.

IV.2.1.a. Aspects mathématiques de l'autocorrélation

❖ Autocorrélation interférométrique

Comme les deux champs électriques $E(t)$ et $E(t - \tau)$, proviennent de la même source cohérente, ils peuvent interférer toutes les fois où ils sont colinéaires. L'autocorrélation colinéaire demande un alignement optique parfait sur toute l'épaisseur du cristal doubleur (parfois laborieux). L'intensité de la trace d'auto corrélation interférométrique d'ordre 2 s'écrit :

$$I_A^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} |E^2(t) + E^2(t - \tau) + 2E(t)E(t - \tau)|^2 dt ,$$

avec $E(t)$, et $E(t - \tau)$ les champs électriques des deux impulsions qui arrivent sur le cristal doubleur. Ces deux champs peuvent avoir des polarisations colinéaires, dans le cas d'une autocorrélation interférométrique ou des polarisations orthogonales, dans le cas d'une autocorrélation intensimétrique (fig : IV. 4). On pose aussi :

$$E(t) = E_0(t)e^{-i\omega_0 t} \text{ et } E(t - \tau) = E_0(t - \tau)e^{-i\omega_0(t - \tau)},$$

Ces champs électriques sont indépendants de l'espace z car l'impulsion n'est pas absorbée au cours de sa propagation. Développant l'expression de $I_A^{(2)}(\tau)$ en partant du fait que si $z = [E(t) + E(t - \tau)]^2$ est complexe, $|z|^2 = z \cdot z^*$, alors,

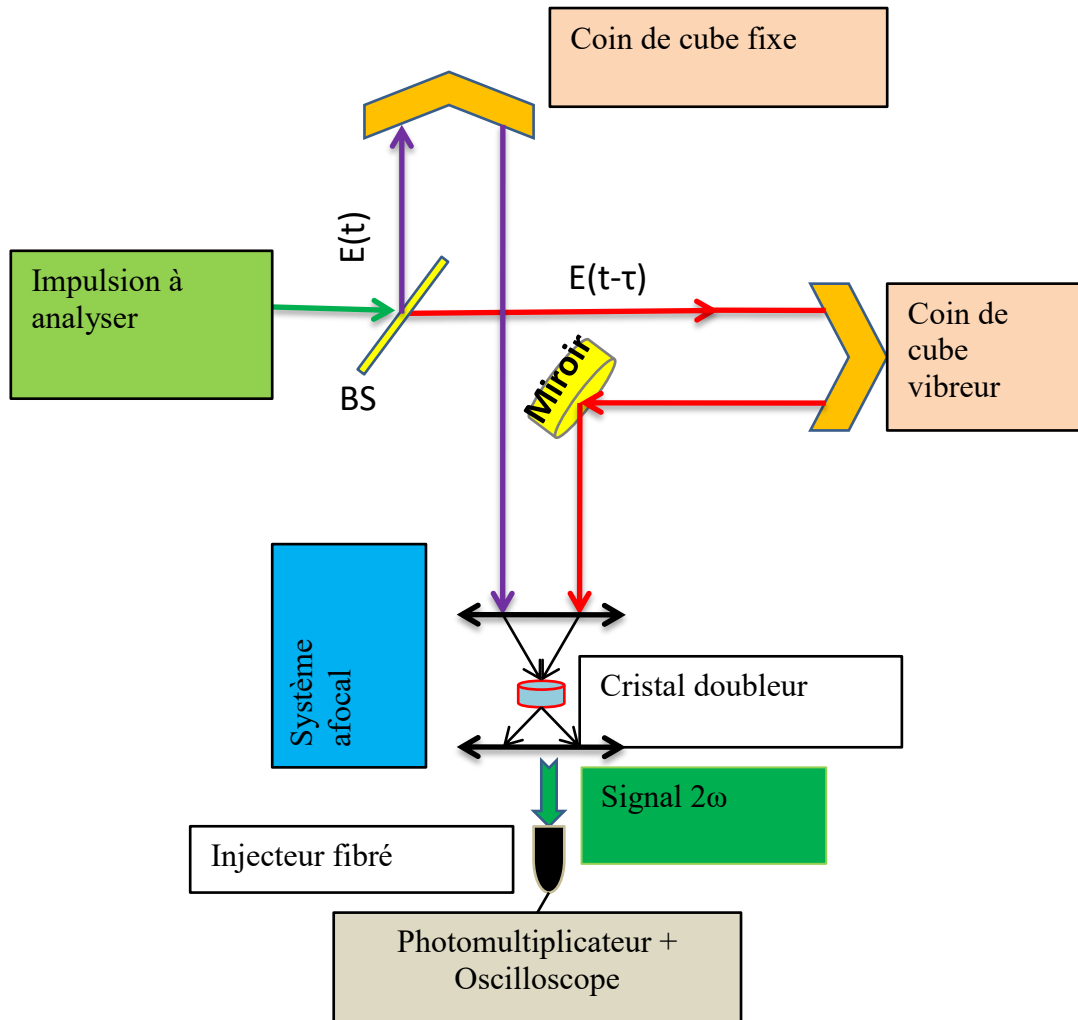


Figure. IV.4. Dispositif expérimental de l'autocorrélation à génération de la seconde harmonique – montage colinéaire

$$I_A^{(2)}(\tau) =$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} [E^2(t) + E^2(t - \tau) + 2E(t)E(t - \tau)][E^{*2}(t) + E^{*2}(t - \tau) + 2E^*(t)E^*(t - \tau)]dt$$

Développons ce produit :

$$\begin{aligned}
 & \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ |E^2(t)|^2 + E^2(t)E^{*2}(t-\tau) + 2E^2(t)E^*(t)E^*(t-\tau) + E^2(t-\tau)E^{*2}(t) \right. \\
 & \quad + |E^2(t-\tau)|^2 + 2E^2(t-\tau)E^*(t)E^*(t-\tau) + 2E(t)E(t-\tau)E^{*2}(t) \\
 & \quad \left. + 2E(t)E(t-\tau)E^{*2}(t-\tau) + 4|E^2(t)|^2|E^2(t-\tau)|^2 \right\} dt \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \{ I^2(t) + E^2(t)E^{*2}(t-\tau) + 2I(t)E(t)E^*(t-\tau) + E^2(t-\tau)E^{*2}(t) + I^2(t-\tau) \\
 & \quad + 2I(t-\tau)E^*(t)E(t-\tau) + 2I(t)E(t-\tau)E^*(t) + 2I(t-\tau)E(t)E^*(t-\tau) \\
 & \quad + 4I(t)I(t-\tau) \} dt
 \end{aligned}$$

Où $I(t) \equiv |E(t)|^2$ et $I(t-\tau) \equiv |E(t-\tau)|^2$

L'intensité de la trace d'auto corrélation interférométrique s'écrit :

$$\begin{aligned}
 I_A^{(2)}(\tau) &= \int_{-\infty}^{+\infty} (I^2(t) + I^2(t-\tau)) dt + 4 \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t-\tau) dt + \\
 & 4 \int_{-\infty}^{+\infty} (I(t) + I(t-\tau)) \operatorname{Re}[E(t)E^*(t-\tau)] dt + \\
 & 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{Re}[E^2(t)E^{*2}(t-\tau)] dt
 \end{aligned}$$

Le premier terme est une constante, le deuxième terme représente l'auto corrélation en intensité, le troisième terme représente l'interférogramme de $E(t)$ pondéré par la somme des intensités oscillant à la fréquence ω_0 par rapport au délai et le quatrième terme représente l'interférogramme de la fréquence double qui est équivalent à la densité spectrale de la fréquence, oscillant la fréquence $2\omega_0$ par rapport au délai. L'auto corrélation est simplement la combinaison de plusieurs mesures de l'impulsion en une seule trace. Ces mesures correspondent à des pulsations différentes : 0, ω_0 et $2\omega_0$.

Comme les détecteurs présentent un temps de réponse très lent devant la largeur temporelle et la cadence des impulsions, l'intensité de la trace de l'auto corrélation interférométrique mesurée ne sera que la valeur moyenne dans le temps, soit :

$$\begin{aligned}
 \langle I_A^{(2)} \rangle &= \langle I^2(t) + I^2(t-\tau) \rangle + 4\langle I(t)I(t-\tau) \rangle + \\
 & 4\langle (I(t) + I(t-\tau)) \operatorname{Re}[E(t)E^*(t-\tau)] \rangle + 2\langle \operatorname{Re}[E^2(t)E^{*2}(t-\tau)] \rangle
 \end{aligned}$$

On donne sur la figure IV.5, une trace d'autocorrélation interférométrique où l'on peut voir le rapport entre le fond continu et le sommet de la trace égal à 8. L'autocorrélation

interférométrie est simplement la combinaison de plusieurs mesures de l'impulsion en une seule trace (détection multi-coup).

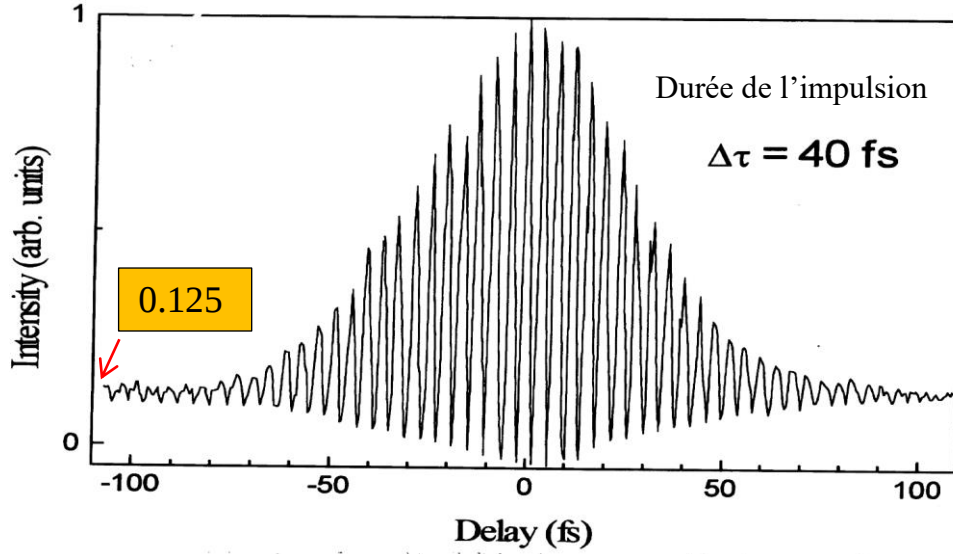


Figure. IV.5. Trace d'autocorrélation interférométrique dont la durée de l'impulsion de forme gaussienne est de 40 fs, du signal doublé en fréquence [161]

❖ *Autocorrélation croisée ou intensimétrique.*

L'autocorrélation croisée présente un avantage expérimental. La zone d'interaction entre les deux faisceaux peut avoir lieu sur toute l'épaisseur du cristal doubleur, alors qu'en autocorrélation colinéaire, l'alignement doit être rigoureux pour augmenter la probabilité de rencontre dans le cristal (faible épaisseur) des deux faisceaux (champs électriques) à corrélérer. D'autre part, la configuration croisée assure une trace d'autocorrélation sans fond continu. En effet, la sélection du signal doublé, par un filtre, réduit le bruit de fond à la détection. Dans le cas de l'auto corrélateur, décrit ci-dessous, que nous avons utilisé dans la partie expérimentale, utilise un cristal de type II. Les champs électriques (vectoriels) représentant les deux impulsions à corrélérer qui sont incidents sur le cristal sont perpendiculaires, c'est-à-dire que le produit $\mathbf{E}(t)\mathbf{E}(t - \tau)$ est nul. Les termes interférométriques en ω_0 et $2\omega_0$ s'annulent dans l'expression de l'intensité de la trace d'autocorrélation interférométrique. L'intensité de la trace d'autocorrélation intensimétrique se réduira à:

$$I_A^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} (I^2(t) + I^2(t - \tau))dt + 4 \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t - \tau) dt \approx \text{cte} + 4 \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t - \tau) dt$$

Cependant, ces méthodes ne sont pas très rigoureuses, car, on fait une hypothèse dans laquelle nous supposons que la forme de l'impulsion est symétrique le long de toute la cavité. Dans la réalité des impulsions de forme asymétriques existent. En résumé l'autocorrélation utilisant la deuxième harmonique donne quelques informations sur le profil temporel de l'impulsion, mais on n'aura pas accès à la forme exacte du champ $E(t)$. Pour pallier ce handicap, on peut faire des mesures d'autocorrélation en procédant à des mesures sur la troisième harmonique, qui est sensible à l'asymétrie de l'impulsion. L'auto corrélation du troisième ordre n'est pas symétrique et fournit, de ce fait, un peu plus d'informations, mais pas assez pour reconstruire l'impulsion. Par contre, les effets du troisième ordre sont plus faibles et la mesure est donc moins sensible et utilisable uniquement avec des impulsions amplifiées $>1 \mu\text{J}$, soit une puissance $\sim\text{MW}$ crête.

Aussi, on peut rencontrer des impulsions de durées temporelles très différentes qui vont présenter des traces d'auto corrélation et densités spectrales identiques: il n'y a aucun moyen de discerner toutes les impulsions correspondant à une trace d'autocorrélation et une densité spectrale données [162]. Ainsi, il est plus difficile de distinguer les traces d'autocorrélation quand les impulsions sont très brèves [162].

Une autocorrélation interférométrique présente de nombreux avantages par rapport à une simple autocorrélation car elle contient plus d'informations et est plus sensible au glissement de fréquence de l'impulsion. La largeur de l'autocorrélation donne donc une indication sur la durée de l'impulsion, mais pas de valeur précise.

IV.2.1.b. Mesure de corrélation par absorption à deux photons.

Cette mesure de corrélation destinée à mesurer une durée d'impulsion est de l'ordre de la picoseconde. Cette technique s'est développée avec l'arrivée de sources ultra brèves [163]. Les études théoriques et expérimentales sur l'absorption à deux photons trouvent un nouveau souffle dans les années 1990 lorsque le champ d'application passe des atomes aux détecteurs à semi-conducteurs. De façon schématique, la mécanique quantique permet d'interpréter l'absorption à deux photons comme la transition d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction en passant par un état virtuel ou plus rigoureusement, un état non stationnaire intermédiaire situé au sein de la bande interdite du semi-conducteur. Il apparaît aussi clairement que l'absorption à deux photons dans le semi-conducteur convient bien à l'étude des corrélations sur des échelles de temps très brèves. Par ailleurs, les transitions à deux photons sont possibles pour des énergies comprises entre la moitié de l'énergie de la

bande interdite et l'intégralité de celle-ci permettant ainsi la détection sur une très large gamme de fréquences. Le dispositif est simple, il ressemble au dispositif expérimental de la figure IV. 4, dans lequel le détecteur et le cristal doubleur qui le précède ont été remplacés par un unique détecteur à deux photons (fig. IV.6). En 2002, avec l'aboutissement des technologies des détecteurs à semi-conducteurs en silicium et arséniure de gallium, on a montré qu'il est désormais possible d'étudier des sources impulsionnelles de faibles flux (puissance crête : $P_c < 1\text{mW}$) [164].

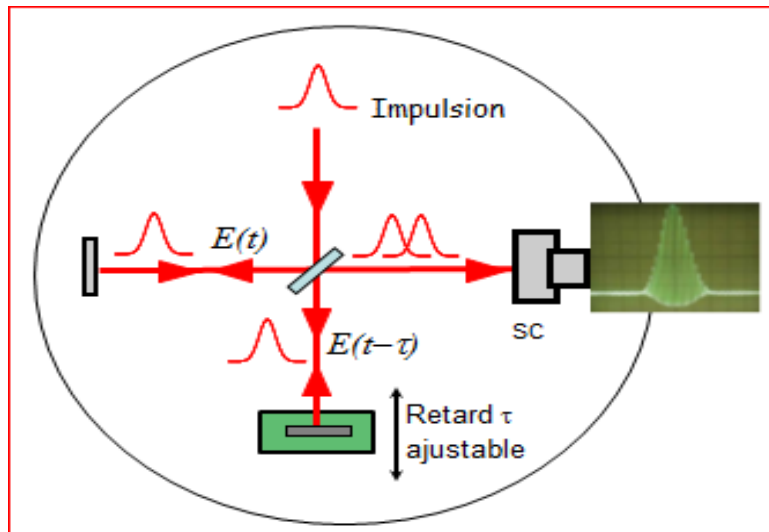


Figure IV.6. Dispositif expérimental de la mesure de corrélation par absorption à deux photons

IV.2.2. Réalisation d'un auto corrélateur.

La conception de cet auto corrélateur s'est faite sous la direction de mon directeur de thèse le Pr. Philippe Grelu. Je l'ai monté entièrement et procédé à tous les alignements mécaniques et optiques. Cet appareil de mesure de la cadence des trains d'impulsions et de la durée de l'impulsion est maintenant incontournable au sein de notre équipe laser à fibre au Laboratoire ICB. Sur cet auto corrélateur tous les composants optiques et le détecteur peuvent être remplacés à la demande. Cet appareil mesure la trace d'autocorrélation autour du délai zéro. Son grand avantage est de pouvoir scanner le régime impulsionnel sur de grandes différences de marche entre les impulsions à corrélérer.

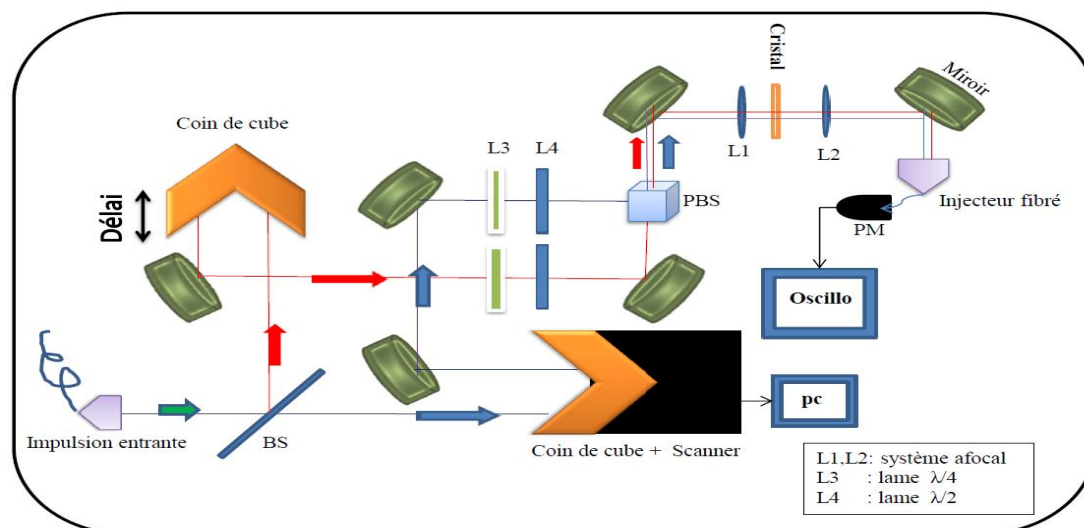


Figure. IV. 7. Schéma de l'auto corrélateur monté au laboratoire ICB- autocorrélation en champs croisés

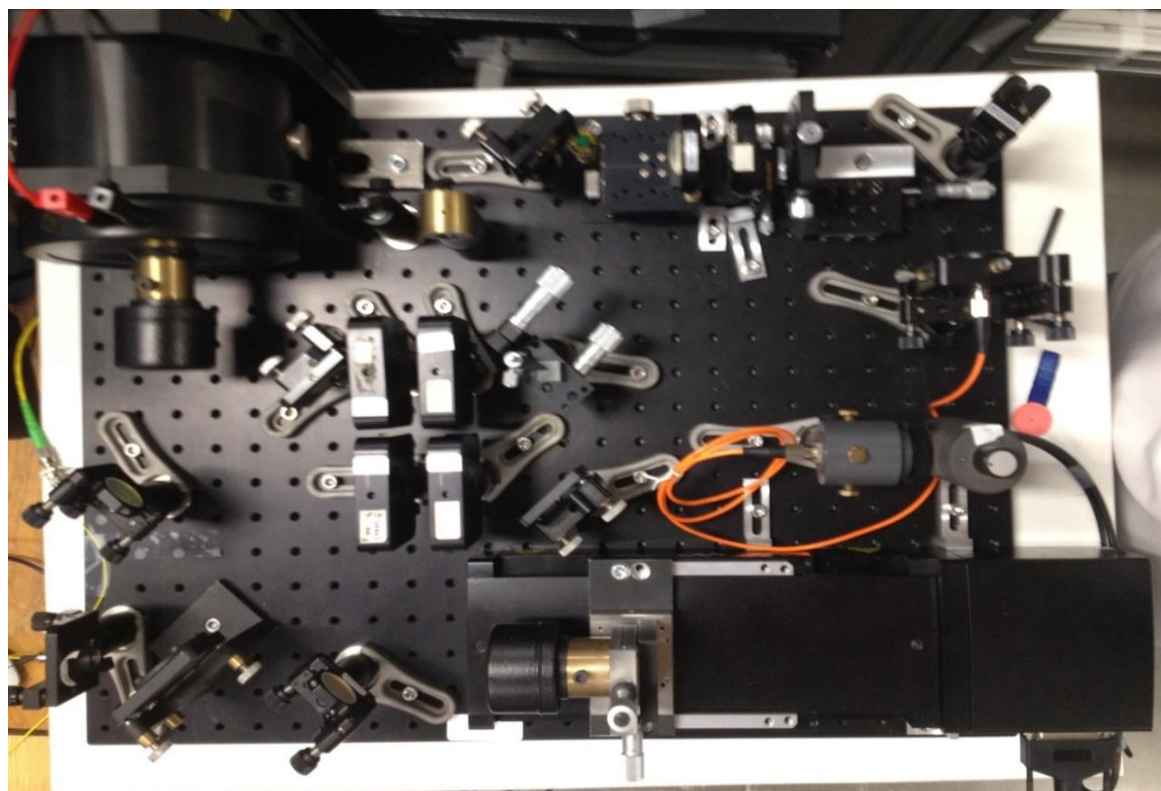


Figure. IV. 8.a. Photographie de dessus de l'auto corrélateur réalisé au LICB- montage non colinéaire. Il peut être aussi utilisé en montage colinéaire.

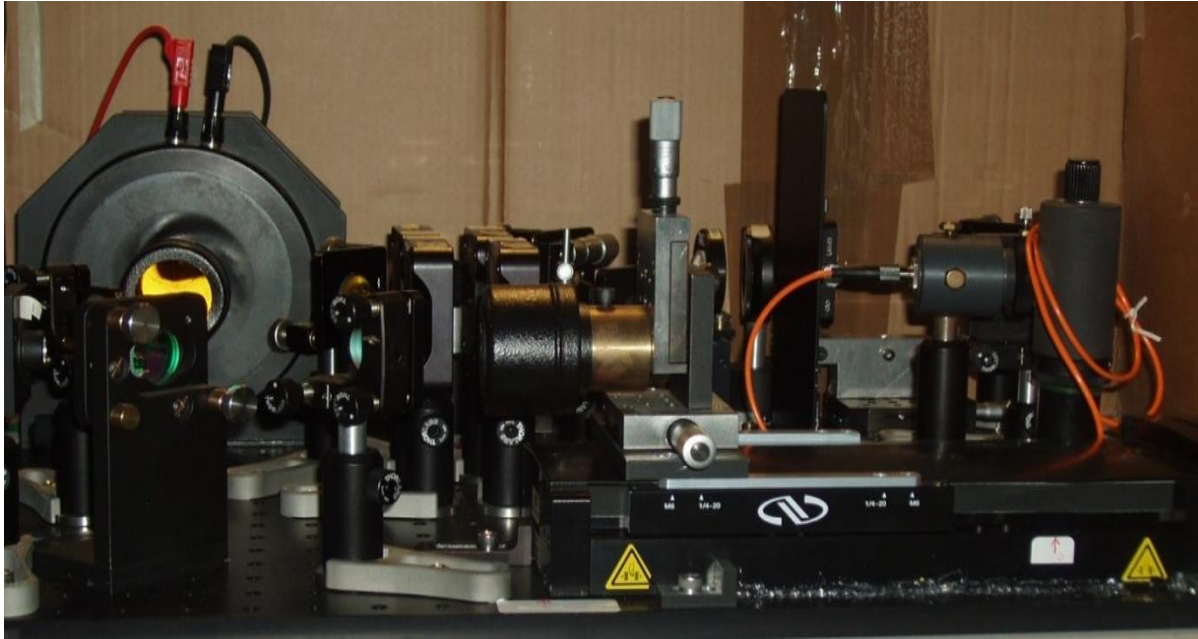


Figure. IV. 8.b. Photographie latérale de l'auto corrélateur.

Les auto corrélateurs commercialisés sont montés sur un dispositif compact où toute modification, selon le besoin, reste difficile. De plus, leurs retards maximum entre les champs à corrélérer sont faibles pour pouvoir explorer tous les régimes obtenus par blocage de modes. Aussi, il y a perte d'énergie des faisceaux retour sur la compensatrice lors de la réflexion.

Pour contourner les contraintes du marché où l'on trouve des auto corrélateurs onéreux très compacts, avec des largeurs de scan faibles, nous avons monté un auto corrélateur de type Mach-Zehnder très performant où l'on peut remplacer, à la demande, tous les composants optiques. Cet auto corrélateur mesurera les largeurs temporelles d'impulsions ultra-courtes, de l'ordre de quelques dizaines de femto secondes. Cet auto corrélateur peut balayer un délai (différence de marche) important de 120 mm, c'est-à-dire que l'on peut scanner sur une plage de 800 ps, et par conséquent il peut nous renseigner sur l'état de la dynamique, à savoir mono impulsionnelle ou pas, des différents régimes établis par blocage de modes passif, grâce à l'un des coins de cube dont l'excursion est pilotée par ordinateur. Il est de type II avec des polarisations croisées.

L'autre avantage de cet auto corrélateur est la possibilité de tester les différents cristaux non linéaires doubleur de fréquence et pouvoir modifier les directions de polarisation des champs à corrélérer. L'auto corrélateur est composé de deux injecteurs fibrés pour le signal d'entrée et de détection, d'une lame séparatrice (50/50 à 45°), de deux coins de cube dont l'un est vibrant à quelques Hertz, de six miroirs de renvoi, de deux lames de phase $\lambda/4$ pour transformer la

polarisation elliptique du signal d'entrée en polarisation rectiligne, de deux lames de phase $\lambda/2$, placées après les quarts d'onde, pour modifier les directions de polarisation, d'un cube séparateur de polarisation, d'un système afocal à l'intérieur duquel est inséré un cristal non linéaire (BBO, de type 2) et d'un détecteur photomultiplicateur (PM) relié à un oscilloscope, figure IV.8.a.

Un cristal non linéaire est indispensable pour la génération de la seconde harmonique. Le BBO (bêta-borate de baryum) possède des coefficients électro-optiques importants. Le BBO a de plus la particularité de présenter une bande spectrale d'accord de phase qui s'étend sur près de 320 nm à mi-hauteur autour de 1550 nm pour un cristal de 1mm d'épaisseur. C'est un cristal non linéaire qui permet de doubler la fréquence d'oscillation d'un champ électromagnétique. Ce type de cristal est dit biaxe. Considérons un champ électromagnétique incident sur le cristal doubleur. Ce dernier émettra un rayonnement qui sera proportionnel au champ incident. Pour obtenir la seconde harmonique, il faut que les photons émis par le cristal oscillent tous en phase : c'est la condition d'accord de phase. Cela signifie que les champs émis par le cristal doivent interférer de manière constructive à la sortie de ce dernier. Pour respecter cette condition il faut que l'indice de réfraction du cristal à la longueur d'onde incidente reste constant pour la longueur d'onde de la seconde harmonique issue du cristal.

Sur les figures IV.9, IV.10.a, IV.11.b, et IV.12, on donne les traces d'autocorrélation de différents régimes, relevées avec notre auto corrélateur, utilisées dans des travaux publiés [165-166] et [167].

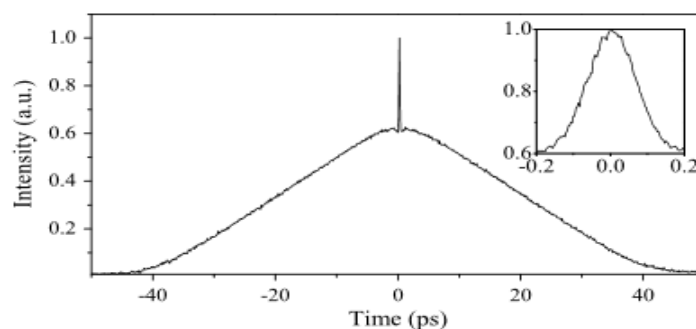


Figure IV. 9. Trace d'autocorrélation d'un régime chaotique (Noise-like) relevé avec notre auto corrélateur [166]

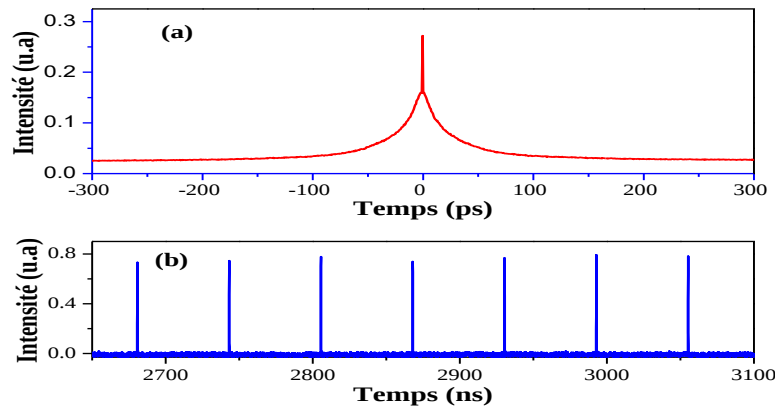


Figure. IV. 10. (a) Trace d'autocorrélation relevée par l'auto corrélateur en scannant sur une bande 300 ps d'un régime chaotique et (b) trace temporelle du train d'impulsions correspondant à l'aide d'une diode de 45 GHz et un oscilloscope de 6 GHz, de bande passante

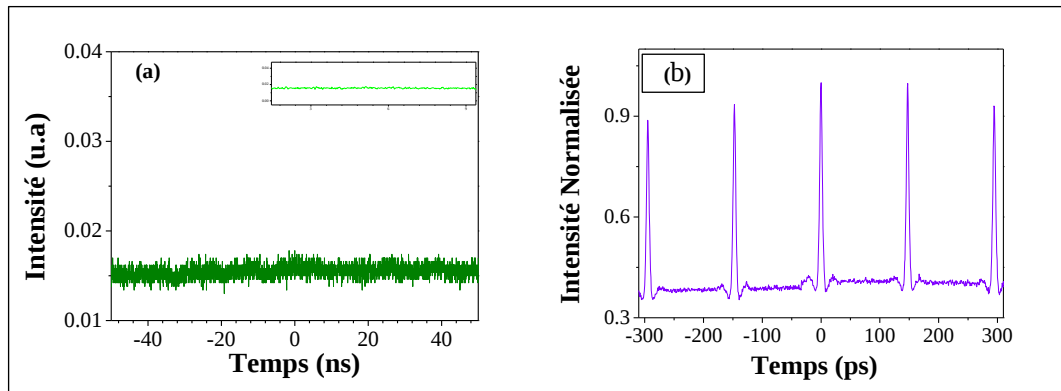


Figure. IV. 11 : (a) trace temporelle que l'oscilloscope (bande passante 6 GHz) ne peut pas résoudre, (b) Trace d'autocorrélation d'un train d'impulsions de cadence 6.8 GHz [167].

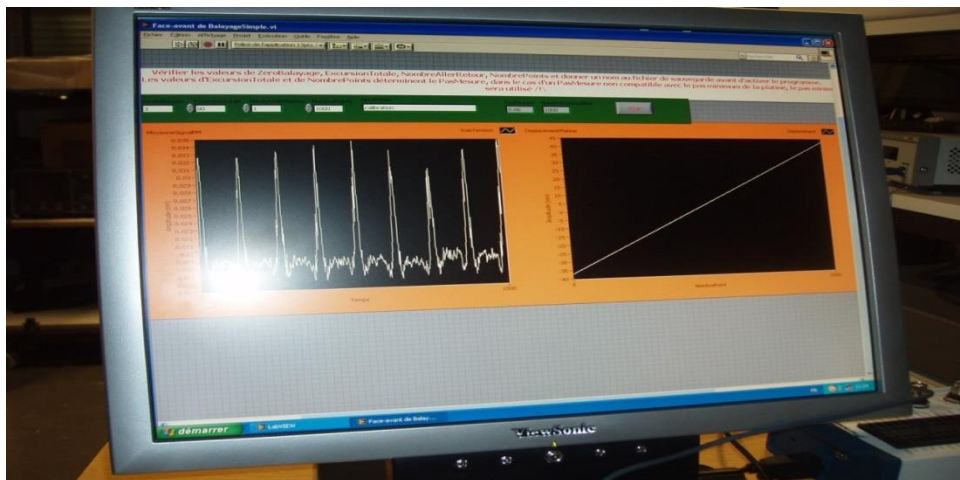


Figure. IV. 12. Trace d'autocorrélation visualisée sur pc, qui pilote le scan, d'un régime impulsionnel à haute cadence.

IV.2.3 Petit aperçu des différentes méthodes de corrélation (FROG, SPIDER, triple autocorrélation....)

Les techniques de caractérisation d'impulsions tout optique décrites plus haut permettent de s'affranchir des limites technologiques de l'électronique. Elles permettent donc de caractériser des impulsions ultra-courtes que les détecteurs classiques ne peuvent résoudre temporellement. Parallèlement à ces différents travaux, les techniques de corrélation résolue en fréquence FROG (Frequency Resolved Optical Gating [168]) ont été largement développées [152-168-170-171-172].

Les techniques de corrélation résolue en fréquence opèrent simultanément dans les domaines temporels et fréquentiels [152]. Le principe général de ces méthodes est de corréler l'impulsion à caractériser avec une fonction porte (signal rectangle en forme de porte) de retard variable [152, 168, 173]. Par rapport au retard introduit entre la porte et l'impulsion, il est alors possible de sélectionner uniquement une partie de celle-ci grâce à un processus non linéaire (génération de second harmonique par exemple) puis d'enregistrer le spectre résultant de cette corrélation. Une variation du retard de la porte permet ensuite d'analyser plusieurs tranches successives de l'impulsion et de constituer un spectrogramme, appelé aussi communément trace FROG qui, dans une représentation retard-fréquence, est du type [152-173] :

$$S_{FROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)g(t - \tau) \exp(i\omega t) dt \right|^2,$$

où $g(t)$ est la fonction porte, $E(t)$ le champ de l'impulsion à caractériser, τ le retard introduit et ω la pulsation. Maintenant si $g(t)$ est connue, il est possible de déterminer $E(t)$ en fonction de $S_{FROG}(\omega, \tau)$ [164-170]. Taira et al. ont notamment développé en 2001 un système FROG basé sur une corrélation croisée entre l'impulsion à caractériser et une référence préalablement déterminée en intensité et en phase par un système SHG-FROG classique [174].

Pour pouvoir utiliser ce système de corrélation croisée, il faut avoir sous la main une impulsion porte, parfaitement stable temporellement, de largeur au plus égale à celle de l'impulsion à caractériser et pouvant être synchronisée avec celle-ci et surtout, dont l'intensité et la phase sont parfaitement connues. Comme ces restrictions se voient rarement remplies, l'astuce des systèmes FROG est réduite à dupliquer l'impulsion à caractériser et d'utiliser cette réplique comme fonction porte. Autrement dit, la technique FROG consiste à utiliser

l'impulsion à caractériser comme fonction porte dans une configuration d'autocorrélation. Sur la figure IV. 13, on donne une trace d'un spectrogramme à génération de la seconde harmonique (SHG) FROG d'un train d'impulsions.

Dans la corrélation résolue en fréquence, plusieurs configurations expérimentales ont été proposées. Parmi elles, on peut citer la génération de seconde harmonique (SH-FROG) [152-169-175], la génération de troisième harmonique (THG-FROG) dans un milieu non linéaire d'ordre 3 [170-178], l'utilisation de la polarisation non linéaire de la polarisation pour réaliser une porte optique polarisante dans un cristal (PG-FROG) [170-172-174], la diffraction induite par l'une des répliques au sein d'un cristal (SD-FROG) [170-172-179] ou encore l'utilisation d'effets non linéaires dans une fibre optique comme la modulation de phase croisée [180] et le mélange à quatre ondes [181-182]. Soient :

- ❖ FROG à porte optique polarisante (PG-FROG)
- ❖ FROG à génération de la troisième harmonique (THG-FROG)
- ❖ FROG à diffraction induite (SD-FROG)
- ❖ FROG à génération de la deuxième harmonique (SHG-FROG)
- ❖ FROG à processus non linéaire fibré.

Toujours dans le souci de caractérisation de l'impulsion, d'autres méthodes ont été initiées, telles que la triple autocorrélation, la mesure directe de la phase spectrale optique (DOSPM), et l'interféromètre de phase spectrale (SPIDER) [183-184]. La technique SPIDER est basée sur les interférences produites par deux répliques retardées de l'impulsion à caractériser mais décalées en fréquence et une troisième réplique qui sera étirée par une paire de réseaux. Les trois impulsions vont se recombiner grâce à une sommation de fréquence.

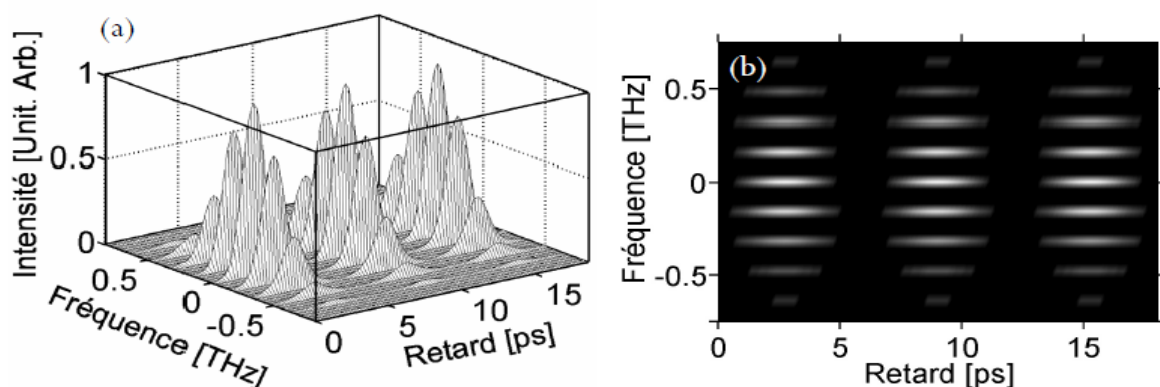


Figure. IV. 13. Trace d'un spectrogramme SHG-FROG d'un train d'impulsions [185]

Le spectrogramme obtenu est un interférogramme [183-186] qui sera traité par calcul numérique pour remonter à la phase spectrale de l'impulsion. Par contre, et de manière

générale, les impulsions caractérisées par la technique SPIDER sont relativement courtes (quelques dizaines de fs), énergétiques et sont donc largement sensibles à tout effet dispersif et non linéaire [187]. Cette technique n'est donc pas appropriée à la caractérisation de la plupart des lasers à fibre impulsionnels.

Conclusion

Le champ électrique associé à une impulsion ultracourte est entièrement déterminé par son spectre $|E(\omega)|^2$, accessible à l'aide d'un spectromètre, et sa phase spectrale $\phi(\omega)$.

- Lorsqu'un champ de référence, de porteuse déterminée, est disponible, la phase spectrale peut être mesurée par des méthodes interférométrique linéaires, qui sont les plus sensibles. Par exemple, par hétérodynage comme c'est le cas dans certains instruments d'analyse spectrale haut de gamme (APEX). Dans ce dernier cas, la plage d'analyse spectrale est généralement réduite.
- L'autocorrélation interférométrique du second ordre permet de déterminer la durée RMS d'une impulsion. Associée à une mesure du spectre, elle permet d'estimer la valeur de la dérive de fréquence de l'impulsion.
- Les méthodes FROG et SPIDER permettent de déterminer la phase spectrale d'une impulsion de forme temporelle arbitraire. D'une manière générale, l'analyse FROG est associée à un temps d'acquisition important (traces bidimensionnelles) et à un post traitement algorithmique qui ne lève pas toujours l'ambiguïté sur la forme d'impulsion. Cette méthode n'est pas appropriée pour l'étude de dynamiques transitoires ou partiellement instables. Pour tenir compte de l'asymétrie de l'impulsion (voir simulation du chapitre III), il faut aller sur la méthode FROG à génération de la troisième harmonique.

En résumé, la caractérisation non ambiguë en intensité, en phase et en forme d'une impulsion, nécessite une référence complètement connue qui sera corrélée à celle qu'on va identifier et le choix de la méthode. Les méthodes de corrélation présentent des sensibilités différentes par rapport aux paramètres (énergie, largeur temporelle et forme) de l'impulsion à étudier.

Dans notre travail expérimental l'auto corrélateur réalisé au laboratoire nous a permis, dans un premier temps, de remonter à la cadence des impulsions imposée par l'interféromètre de Mac-Zehnder, ainsi qu'à leurs largeurs temporelles. De plus à travers les traces d'autocorrélation on peut avoir des informations sur la stabilité du régime. Le niveau du fond continu sur les traces d'autocorrélation donne une idée sur le degré de stabilité des trains d'impulsions.

CHAPITRE V

GENERATION EXPERIMENTALE D'IMPULSIONS
ULTRACOURTES A HAUTE CADENCE
CONTROLEE

Notre apport à ce domaine de recherche important et évoluant rapidement ces dernières années fait essentiellement l'objet de ce chapitre V. La partie expérimentale sera axée essentiellement sur la génération de trains d'impulsions à haute cadence, par un laser à fibre dopée erbium à synchronisation modale en introduisant un interféromètre Mach-Zehnder.

V.1. Motivations et stratégies

Problématique : *Comment générer des trains d'impulsions ultracourtes à haute cadence (jusqu'à plusieurs centaines de GHz) stables en temps réel, dont le taux de répétition soit contrôlé. De plus, il faut que le dispositif expérimental soit facile à réaliser, et ne repose pas sur une technologie de modulation électronique complexe et coûteuse, qui devient rédhibitoire au-delà de quelques dizaines de GHz. Nous privilégions ainsi les méthodes de blocage de modes passives. Aussi, si on veut mettre cette source au service de l'industrie ou la médecine, il faut qu'elle soit robuste et compacte. Tout ceci constitue le challenge actuel de beaucoup d'équipes de recherche dans l'optique guidée.*

Les lasers à impulsions ultracourtes avec des taux de répétition élevés constituent des outils incontournables de recherche dans divers domaines de la science et de la technologie, tels que les communications optiques et le traitement du signal, la génération de peignes de fréquence, la métrologie et la spectroscopie [186]. Pour obtenir des impulsions ultracourtes à taux de répétition multi-GHz, l'utilisation d'une cavité laser compacte représente une option pratique [187]. Pour éviter l'optique en espace libre, l'option du semi-conducteur offre une grande opportunité pour développer des sources laser intégrées ultrarapides à haute cadence de répétition avec commande directe. En effet, les lasers à semi-conducteurs quantiques performants peuvent générer des impulsions sub-picoseconde à des taux de répétition supérieur à 300 GHz [188]. Cependant, lorsque la bande passante optique, les contraintes sur la forme de l'impulsion et la puissance évoluent de manière significative, les lasers à fibres présentent une alternative intéressante. Il est évident que si nous considérons une cavité laser fibrée de quelques mètres, il est recommandé d'opérer avec le grand multiple de la fréquence fondamentale de répétition (Intervalle spectral libre), pour établir un blocage de modes harmoniques à haute cadence (HML). En plus des techniques de fonctionnement harmonique actif, qui sont limitées par la vitesse de modulation optoélectronique, les lasers à fibre en synchronisation modale passive prennent une grande importance pour développer des sources compactes et robustes, fonctionnant en haute cadence [189]. L'avantage des lasers à fibre, est que le régime harmonique à taux de répétition élevé peut être contrôlé et sélectionné par

l'intensité non linéaire circulant dans la cavité. Le nombre d'impulsions qui se propagent simultanément dans la cavité dépend du pompage [190-8]. En effet, cette intensité non linéaire est régie par le biais de l'évolution non linéaire de la polarisation (ENLP), laquelle dépend des ajustements des contrôleurs de polarisation intra cavité [191-192] et peut conduire à un régime harmonique [193]. Dans ce cas, il y aura des interactions entre les impulsions dans la cavité à travers le gain du milieu où des répulsions s'établissent entre les impulsions adjacentes jusqu'à un état d'équilibre. Alors il y aura répartition équitable de l'énergie sur toutes les impulsions le long de la cavité [194]. Aujourd'hui, il y a plusieurs techniques qui contribuent à créer des régimes HML dans des cavités laser fibrées à savoir, l'instabilité de modulation (MI) [195-197-198-199] qui relève de la non linéarité Kerr d'ordre 3, ou l'introduction d'un interféromètre qui assurera un filtrage très sélectif des modes longitudinaux de la cavité tels que le Fabry-Pérot [23], ou une microcavité [24-195] à grand coefficient de qualité, ou un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) [28].

Il est ainsi possible de combiner un taux de répétition multi-GHz en utilisant conjointement le filtrage spectral introduit par un interféromètre intra cavité, et le blocage de modes assuré par le mécanisme de l'absorbant saturable. En insérant un MZI actif, à savoir, des sections à gain dans chaque bras de l'interféromètre, en cavité fibrée – Lhermite et al. ont mis en évidence un train d'impulsions relativement instable mais de cadence supérieure à 200 GHz dans une cavité laser fibrée de 24 m, contenant un miroir absorbant saturable à semi-conducteur (SESAM) [27]. Afin d'améliorer la stabilité des trains d'impulsions, Peccianti et al. ont construit un laser fibré à synchronisation modale en incluant une microcavité résonante de grand coefficient de qualité Q et ils ont obtenu un régime stable avec des impulsions ultracourtes à 200 GHz [24].

Avant de présenter notre travail expérimental, on va présenter quelques configurations de cavité qui utilisent la rotation non linéaire de la polarisation (figure V.1) [189], le principe de l'instabilité de modulation [23-24-25] ou le mélange à quatre ondes en régime fortement dissipatif pour la génération d'impulsions à haute cadence (figures V.3, V.4, V.6). Sur le dispositif de la figure V.3 on utilise un interféromètre Pérot Fabry pour initier l'instabilité de modulation et par là même stimuler le mélange à quatre ondes. Sur les figures V.4 et V.6, on utilise une microcavité [24] et un réseau de Bragg fibré pour filtrer et améliorer la stabilité des trains d'impulsions [25]. D'autres équipes de recherche ont obtenu aussi des régimes à haute cadence en jouant seulement sur la dispersion chromatique, la non linéarité et le pompage. Effectivement, au-delà d'un certain seuil des paramètres de fonctionnement du

laser, le soliton se scinde en plusieurs impulsions permettant dans certains cas de produire un peigne de fréquences.

V.2. Différentes techniques de génération de trains d'impulsions à haute cadence

V.2.a. Régime harmonique à haute cadence par le mode-locking passif classique

Dans notre laboratoire, Lecaplain et al. ont réussi à générer des trains d'impulsions avec une cadence de 22.2 GHz avec une cavité laser fibrée (intégrant cependant une courte partie en espace libre pour insérer les composants de polarisation optique libre) fig. V.1, en dispersion anormale, par l'évolution non linéaire de la polarisation. Sur les figures V.2 (a) et (b), on montre le spectre optique et le spectre radiofréquence, où l'on voit un seul mode d'harmonique élevée (~ 1000) obtenu avec une suppression supermodale de 26 dB.

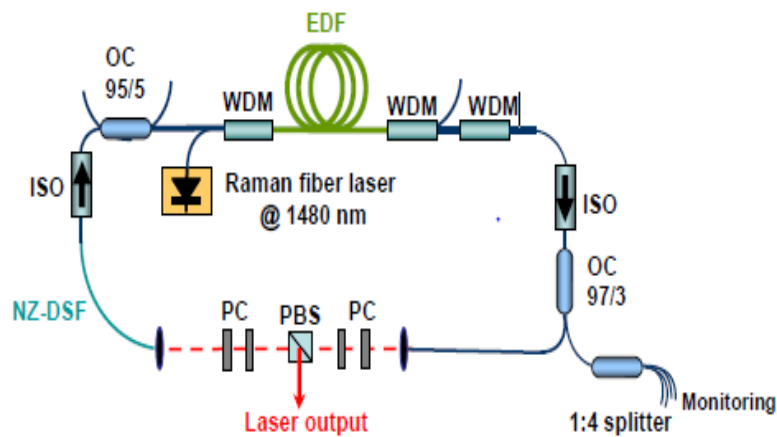


Figure V.1. Dispositif expérimental générant des trains d'impulsions à haute cadence par la technique de blocages de modes harmonique [189]

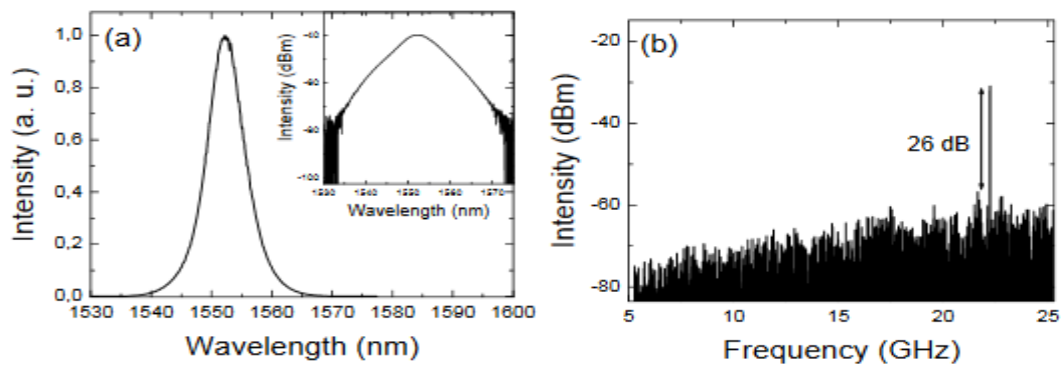


Figure V.2. a) Spectre optique, b) Spectre radiofréquence d'un train d'impulsions, à une cadence de 22.2 GHz [189]

L'obtention du régime harmonique se fait à l'aide des contrôleurs de polarisation, qui modifient de manière sensible la fonction de transfert non-linéaire associée à ce mécanisme de blocage de modes. Le taux de répétition est relativement instable.

Dans cette technique, il est particulièrement difficile de revenir sur le même point d'équilibre entre les paramètres, d'une manipulation à une autre. Cela va engendrer une dérive certaine du taux de répétition des impulsions. Cependant, la configuration est facile à implémenter.

V.2.b. Régime harmonique généré par la technique de l'instabilité de modulation (MI) assistée du filtrage par un interféromètre Fabry-Pérot

Dans un milieu Kerr, non dissipatif, de longs trains périodiques de solitons ont été décrits théoriquement et observés expérimentalement. La manifestation de ces trains est due à l'instabilité modulationnelle (IM) [18-198-196-200]. Cette instabilité de modulation est un phénomène dans lequel une onde continue initialement perturbée donnera naissance à des peignes d'impulsions de type solitons au cours de sa propagation dans un milieu dispersif et faiblement non linéaire tel une fibre optique [198-199].

Dans cette configuration, E. Yoshida et al ont utilisé le procédé de l'instabilité de modulation pour créer le peigne de fréquence qui sera filtré par un interféromètre de Fabry-Pérot (F-P), pour générer un train d'impulsions dont le taux de répétition est imposé par l'intervalle spectral libre (ISL) de l'interféromètre (115 GHz) [23]. La fréquence générée par cette configuration est « en principe » insensible aux contrôleurs de polarisation lesquels réduiront par contre le seuil de l'instabilité de modulation laser, tout comme le F-P. Les fibres de la cavité sont presque toutes à maintien de polarisation et la cavité a une longueur importante autour de 1.5 km, avec une dispersion moyenne anormale, condition favorable à l'IM.

Dans cette configuration, le pompage et la grande longueur des fibres, à cause de la faible instabilité de modulation du gain, peuvent engendrer des instabilités au régime. Le taux de répétition est difficilement accordable. D'autre part, dans les travaux mentionnés, il y a absence d'analyse en temps réel.

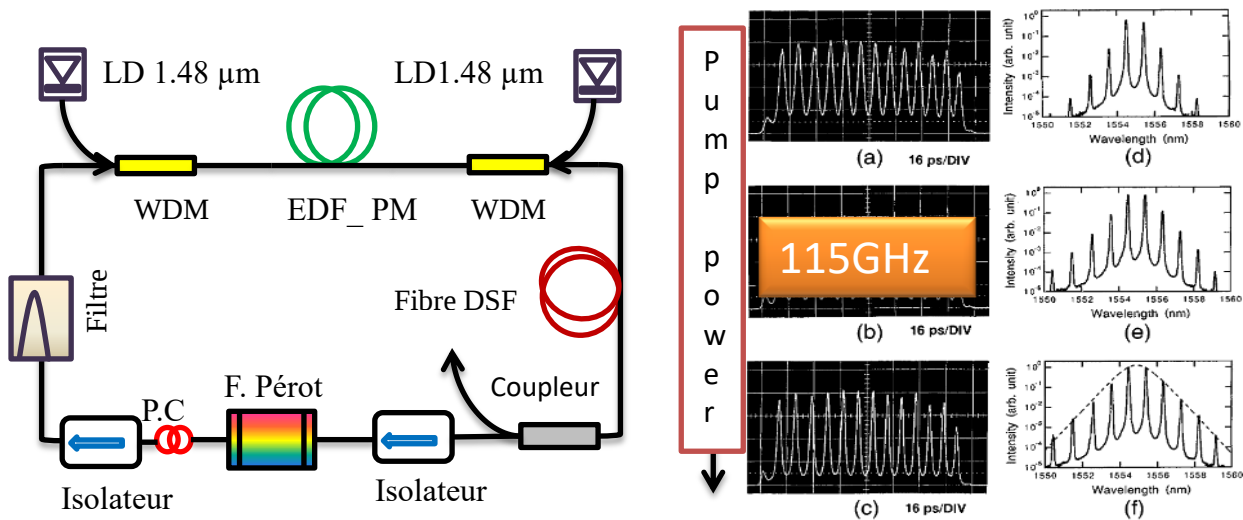


Figure. V. 3. A gauche, le dispositif expérimental d'un laser à fibre dopée Erbium générant un train d'impulsions à haute cadence par la méthode d'instabilité de modulation (IM) avec incorporation d'un interféromètre de Fabry-Pérot [23] qui va stimuler la génération du peigne de fréquences, à droite, les traces d'autocorrélation et spectres optiques.

V.2.c. Génération de trains d'impulsions à haute cadence par la technique de l'instabilité de modulation et d'une microcavité en anneau.

M. Peccianti et al ont testé une autre configuration (fig. V.4), dans laquelle ils utilisent la technique de l'instabilité de modulation et l'insertion d'un micro résonateur fibré qui mettra en phase les modes longitudinaux de la cavité principale. En effet, la microcavité ne sélectionnera que les modes synchronisés avec les fréquences propres du résonateur. Les auteurs ont essayé deux milieux à gain (Fig.V.5.a : longue fibre dopée erbium-ytterbium, Fig. V.5.b : courte fibre dopée erbium). L'espace à l'air libre L_d ajustable jouera un rôle important pour la synchronisation des modes de la cavité principales avec ceux du résonateur. Ils ont mis en évidence des trains d'impulsions avec une cadence élevée, qui peuvent être stabilisés par un choix judicieux du pompage et de la longueur de cavité.

Dans cette architecture, la réalisation et le couplage de la microcavité restent difficile. Il est difficile d'accorder le taux de répétition et la grande longueur de cavité est un paramètre d'instabilité du régime. Sur les figures V.5.a et V.5.b, on voit les spectres optiques et les traces d'autocorrélation sur lesquelles on met en exergue l'importance de la longueur de la cavité principale et le pompage. Sur la figure (b), les auteurs ont gagné en stabilité en utilisant une petite longueur du milieu à gain (EDF) induisant une plus courte longueur optique de 4.4 m pour la cavité principale. En effet, ceci est favorable à un meilleur filtrage des supermodes, car ces derniers seront plus espacés dans une cavité plus courte.

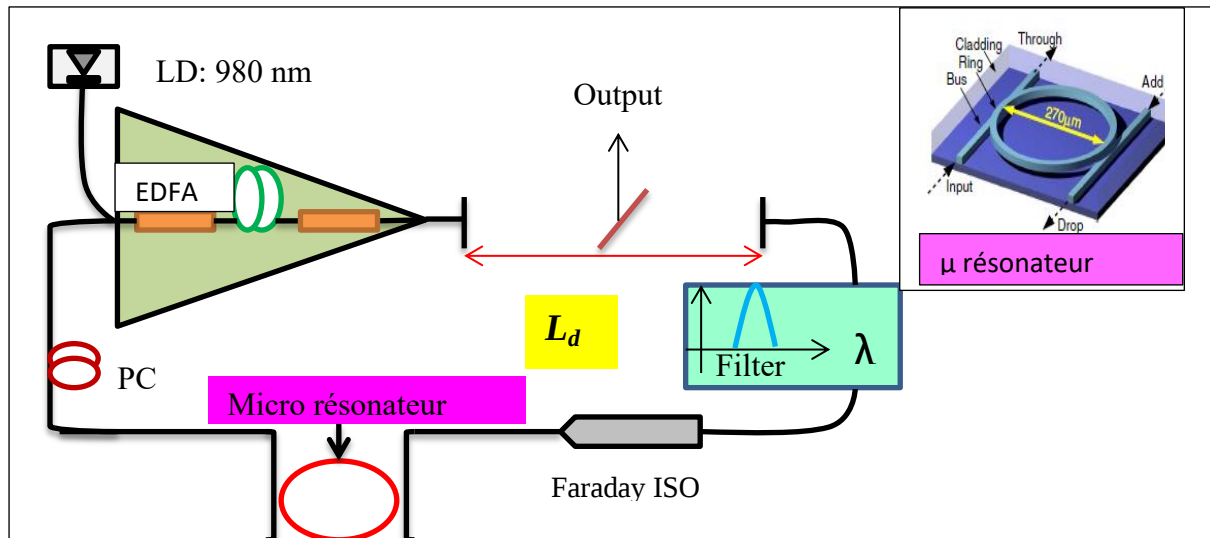


Figure V.4. Configuration pour la génération d'un train d'impulsions à haute cadence obtenu par le principe du mélange à quatre ondes dissipatif (200 GHz). L'espace libre L_d est accordable et permet d'ajuster les positions spectrales des modes de la cavité principale par rapport à ceux de la microcavité, de 270 μm de diamètre [24-199-200].

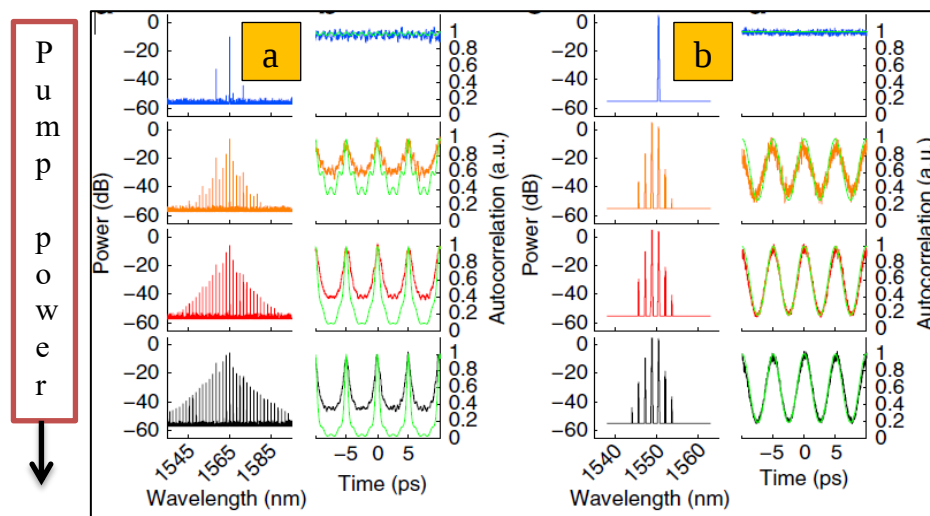


Figure V.5. Traces d'autocorrélation et spectres optiques : a) une longue fibre dopée Erbium-Ytterbium avec 48 m de longueur optique de cavité totale ; b) une petite longueur de fibre dopée Erbium et 4.4 m de longueur optique de cavité totale.

V.2.d. Génération de trains d'impulsions ultracourtes harmoniques par la technique MIL, accompagné d'un SFBG et d'une fibre (PCF) hautement non linéaire (HNL)

S. Zhang et al, ont choisi une autre architecture dans laquelle ils ont introduit le filtrage issu d'un réseau de Bragg fibré (SFBG) et la non-linéarité produite par une longue fibre (100 m) à cristal photonique hautement non linéaire pour favoriser l'instabilité de modulation (fig. V.6). Ils ont généré des trains d'impulsions avec des taux de répétition de quelques centaines de

GHz par le procédé du mélange à quatre ondes pour obtenir le blocage de modes. Le choix du taux de répétition est cette fois-ci piloté par les contrôleurs de polarisation. Sur les figures V.7, on donne les traces d'autocorrélation et les spectres optiques. Sur les spectres (a) le taux de répétition est égal à l'ISL du SFBG, soit 99 GHz, et sur les spectres (g), le laser fonctionne sur la 7^e harmonique du SFBG. Dans ce genre de schéma, la longueur cavité (~ 110 m) est un facteur d'instabilité et la sélection du taux de répétition par les contrôleurs de polarisation posera le problème de dérive de l'harmonique.

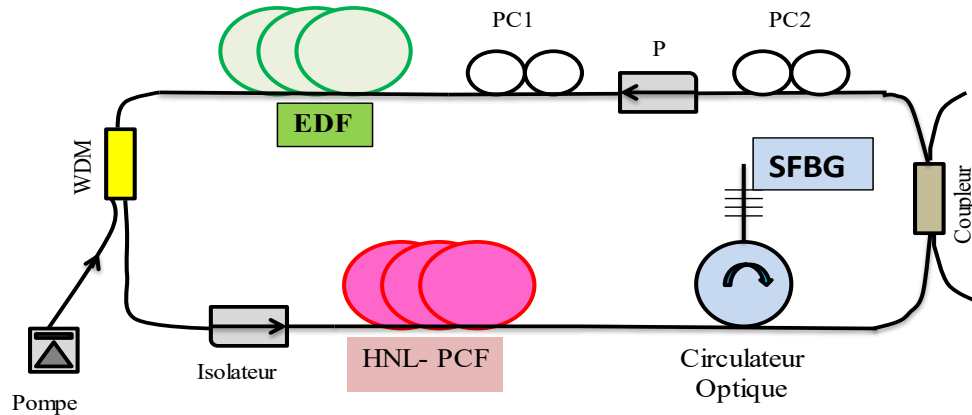


Figure. V.6. Dispositif expérimental pour la génération de trains d'impulsions à haute cadence. La fibre à cristal photonique peu dispersif et hautement non-linéaire (HNL-PCF) va favoriser le mélange à quatre ondes. Quant au réseau de Bragg (SFBG), il jouera le rôle d'un filtre multicanal périodique dont les harmoniques seront imposées par l'intervalle spectral libre de ce dernier. L'augmentation du taux de répétition est obtenue simplement par l'ajustement des contrôleurs de polarisation (PCs) [25].

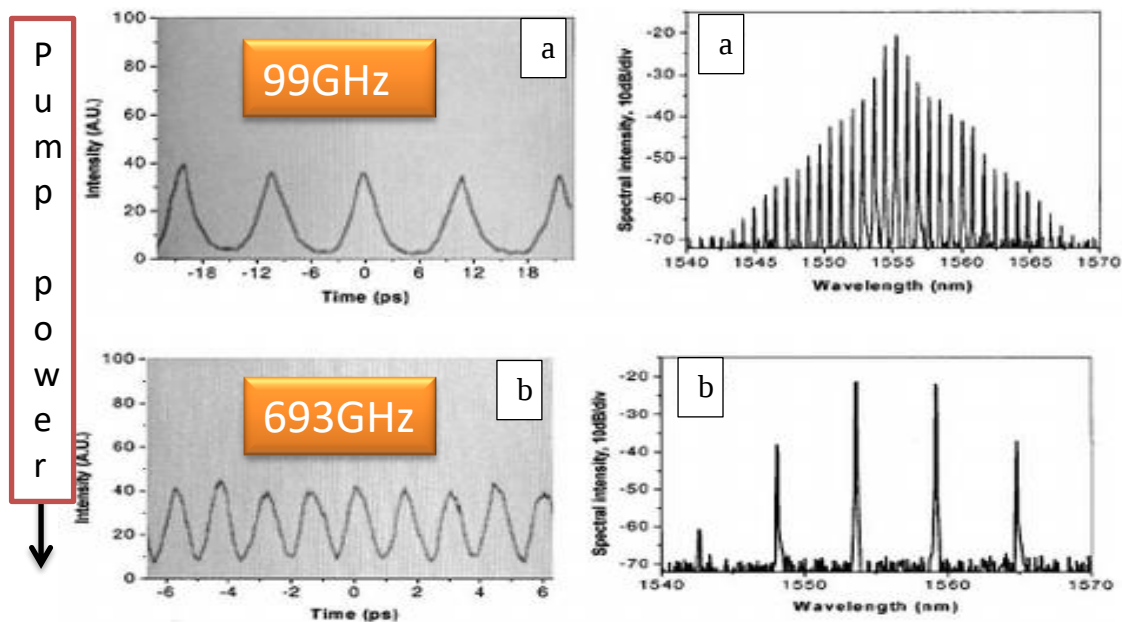


Figure V.7. Traces d'autocorrélation et spectres optiques : a) trains d'impulsions à la cadence de l'intervalle spectral libre SFBG ; b) trains d'impulsions sur la 7^e harmonique du SFBG.

Après avoir passé en revue les différentes méthodes pour l'acquisition de régimes impulsionnels à haute cadence, on donne sur le tableau ci-dessous un résumé des avantages et inconvénients pour chaque configuration. L'absence d'analyses en temps réel dans la plupart de ces travaux est une lacune importante, ne permettant pas d'asseoir les conclusions des auteurs sur la stabilité ou le manque de stabilité de la dynamique à haute cadence.

	Avantages	Inconvénients
HMLM	*Tout fibré *Facile à réaliser	*Taux de répétition instable à haute harmonique (sensible aux variations de pompage et polarisation) *Relatif faible taux de répétition (qq 10 GHz)
MIL + FP	*Taux de répétition élevé (des centaines de GHz)	*Accordabilité difficile du taux de répétition *Instabilité de modulation du gain faible : il faut une grande longueur de cavité (des centaines de mètres) *Pompage et polarisation génèrent des instabilités dans une cavité de grande longueur
MIL + μcavité	*Haut taux de répétition défini par la μcavité *Possible stabilité	*μcavité difficile à réaliser et à coupler avec la cavité principale *Taux de répétition pas ou difficilement accordable *La grande longueur de cavité est un paramètre essentiel pour la stabilité du régime
MIL + SFBG + HNL-PCF	*Cavité toute fibrée *Taux de répétition : des centaines de GHz	*Grande longueur de fibre : facteur d'instabilité *Sélection du taux de répétition par les contrôleurs de polarisation : instabilité de polarisation

V.3. Configuration de cavité laser toute fibrée générant des trains d'impulsions avec un taux de répétition accordable et élevé. Élément clé : un MZI fibré dans la cavité.

En pesant le pour et le contre de chaque configuration énumérée, nous avons été attirés par une récente publication [28] où Mao et al, se sont inspirés de la référence [27] pour proposer une architecture toute fibrée où l'élément clé dans la cavité est un interféromètre Mach-Zehnder passif (fig. V.8).

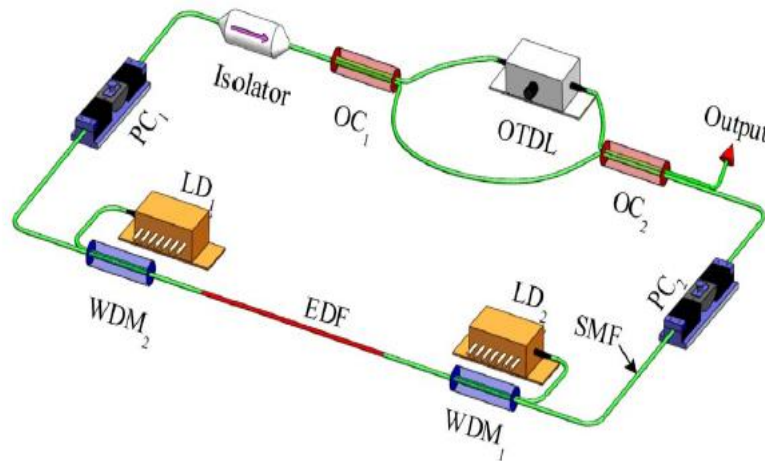


Figure V.8. Configuration avec un MZI intra-cavité [28]

En ajustant les différences de marche optique entre les deux bras du MZ, les auteurs ont réussi à générer des impulsions avec des taux de répétition ajustables entre 7 et 1100 GHz [26]. Par contre, très peu d'informations ont été données sur la stabilité du régime en temps réel.

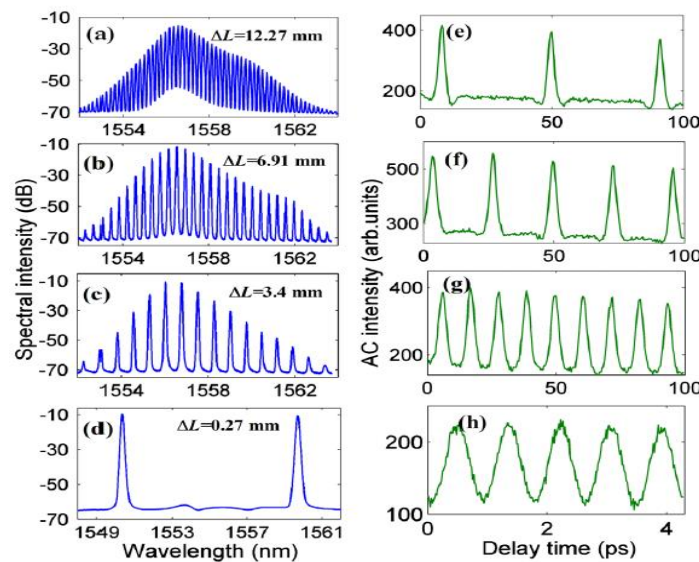


Figure V.9. Spectres optiques et traces d'autocorrélation pour différents délais optiques $\Delta L = 12.27$ mm (24 GHz), 6.91 mm (43 GHz), 3.4 mm (91 GHz) et $\Delta L = 0.27$ mm (1100 GHz).

Comme l'architecture de la cavité et du MZI, sont faciles à implémenter, nous tenterons de monter une cavité similaire afin d'étudier, valider ou invalider ces travaux par ailleurs très prometteurs. Ce fut le point de départ de notre travail expérimental. Partant de cela, nous avons conçu une cavité partiellement fibrée, semblable à celle de la référence [27], dans laquelle on a introduit une section à l'air libre de longueur ajustable à l'aide de déplacements micrométriques, et surtout un interféromètre Mach-Zehnder (fig. IV.10 et IV.11) qui sera l'élément capital pour obtenir des régimes haute cadence à taux de répétition ajustable. En particulier, on voulait tester le degré de stabilité de cette configuration, car c'est cela qui donne de la crédibilité aux performances des régimes impulsionnels. La ligne à retard (OTDL) est un coin de cube de position variable, couplé à deux injecteurs fibrés.

V. 4. Configuration où le MZ est en série

Notre dispositif expérimental est montré sur les figures V.10 et V.11 (photo). La cavité laser utilise 3 m de fibre dopée erbium comme milieu à gain (EDF), pompée à la longueur d'onde de 1480 nm par une source laser Raman, pouvant fournir jusqu'à 5W, couplée à l'aide d'un multiplexeur (WDM). Un autre WDM est placé après l'EDF dans le but d'éliminer le résidu de la pompe du reste de la cavité. Le MZI est constitué de deux coupleurs (50/50), avec une ligne à retard (OTDL) placée sur l'un des bras. Les délais de l'OTDL sont lus sur des graduations qui sont sujettes à des petites imprécisions. La cavité contient une longueur dans l'air ajustable à l'aide de déplacements micrométriques, où sont intercalés le cube séparateur de polarisation (PBS) et les lames de phase (contrôleurs de polarisation (PCs)) qui joueront le rôle d'un absorbant saturable rapide et virtuel en contrôlant la fonction de transfert de l'évolution non linéaire de la polarisation. Cette portion jouera un rôle important dans la synchronisation et la stabilité des trains d'impulsions. En jouant sur cette portion à l'air, on peut établir en principe une relation judicieuse (de phase) entre la longueur de cavité fondamentale et celle de la sous cavité contenant le MZI. En d'autres termes, on établira une synchronisation entre les modes de la cavité fondamentale et ceux sélectionnés par le MZI. Deux isolateurs (ISO), placés de part et d'autre du milieu à gain, imposeront la direction de propagation de l'onde laser. Le MZI joue un rôle judicieux sur le contrôle du taux de répétition des impulsions. La cavité contient aussi une courte longueur de fibre à dispersion décalée (DSF, $D = -2\text{ps/nm.km}$) entre la fibre EDF et le coupleur de sortie du laser. La dispersion chromatique moyenne de la cavité est anormale.

En jouant sur les contrôleurs de polarisation et l'ajustement de la longueur de la portion à l'air, on établit un régime ML. Dans un premier temps, il fallait s'assurer qu'avec cette

configuration on pouvait accéder aisément à un régime à blocage de modes en affichant un délai nul au MZI (fig. V.12), et évaluer avec plus de précision la dispersion chromatique de la cavité fondamentale. De la figure V.12, on peut estimer l'intervalle spectral libre (ISL) qui est de 62.42 ns soit 16 MHz de cadence de répétition ou encore une longueur de cavité de 18.73 m. La deuxième étape consiste à produire un régime harmonique haute cadence en affichant un délai entre les trains d'impulsions se propageant le long des bras du MZ, et en jouant sur les contrôleurs de polarisation. A l'aide des traces d'autocorrélation, optiques, temporelles et radio fréquence on pourra remonter à la cadence, à la durée temporelle, à la largeur des spectres optiques des impulsions. Aussi, à travers toutes ces analyses on aura beaucoup d'informations sur la stabilité, des régimes haute cadence établis. Les mesures de génération à haute cadence ne seront concluantes que s'il y a une stabilité en temps réel.

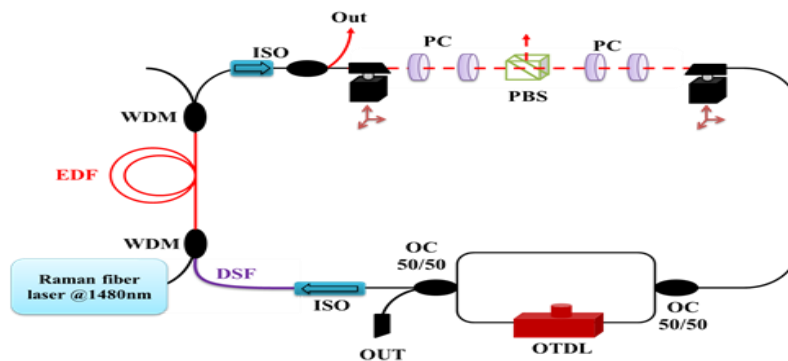


Figure. V. 10. Dispositif expérimental du laser à fibre avec un MZ en série dans la cavité. EDF : fibre dopée à erbium. DSF : fibre à dispersion décalée. ISO : isolateur optique de polarisation. WDM : multiplexeur. PBS : cube séparateur de polarisation. PC : contrôleurs de polarisation. OC : coupleur optique. OTDL : ligne à retard.



Figure. V. 11. Photo du banc expérimental sur lequel on peut distinguer les différents éléments de la cavité.

V.4.1. Calcul de la dispersion chromatique moyenne de la cavité

Il existe des méthodes de mesure de la dispersion chromatique telles que la méthode temporelle ou la méthode de mesure du retard de phase [201]. Pour la méthode temporelle il suffit de mesurer l'étirement temporel de la largeur de l'impulsion au cours de sa propagation dans le milieu dispersif. En comparant les durées à l'entrée et à la sortie de la fibre, on peut remonter à la dispersion chromatique. Cette méthode n'est rigoureuse que si le milieu est purement dispersif (ou les effets linéaires sont négligeables). Quant à la méthode de mesure du retard de phase, il faut disposer d'une onde de référence connue et voisine en fréquence d'une autre onde se propageant dans le milieu dispersif. Ainsi on peut déduire aisément la dispersion chromatique du milieu.

En régime de dispersion anormale, il a été démontré que l'interaction entre deux solitons proches peut se produire à travers les ondes dispersives, qui sont générées par les perturbations périodiques que les solitons subissent le long de la cavité. Ces perturbations se manifestent par des pics sur le spectre optique. Les bandes latérales (« sidebands de Kelly ») sont les modulations que l'on retrouve dans le spectre optique comme celui de la figure V.13. Ces bandes sont observables uniquement dans le régime de remise en forme solitonique et périodique et elles sont dues à l'ajustement de l'énergie de l'impulsion par rapport à l'énergie du soliton fondamental à chaque tour de cavité. L'énergie est émise sous forme d'ondes dispersives qui sont surnommées continuum.

Ces modulations sont appelées bandes latérales et ont été interprétées théoriquement, de façon apparemment indépendante, par Gordon et Kelly en 1992 [202]. Elles permettent de déduire la valeur de la dispersion totale de la cavité. Si on néglige la dispersion d'ordre 3, la position (en longueur d'onde) des bandes latérales est donnée par la formule [202-203] suivante :

$$(\Delta\lambda(N))^2 = \frac{\lambda_0^4}{\pi c^2 |\beta_2 L|} N + \frac{0.0787 \lambda_0^2}{c_2 \tau_p^2} = A * N + B$$

Avec $\Delta\lambda(N)$ (nm) le décalage en longueur d'onde par rapport à la longueur d'onde centrale λ_0 (1556 nm), N l'ordre de la bande latérale, c la vitesse de la lumière (m/s), $\beta_2 L$ la dispersion totale de la cavité en ps^2 , L la longueur de la cavité et $\tau_p(s)$ la largeur de l'impulsion. En traçant la droite $(\Delta\lambda(N))^2$ en fonction de N , on trouve la pente $A =$

111 nm^2 et on déduit la dispersion totale de la cavité $\beta_2 L = -0.18 \text{ ps}^2$ qui confirme bien une tendance à la remise en forme des impulsions par régime solitonique.

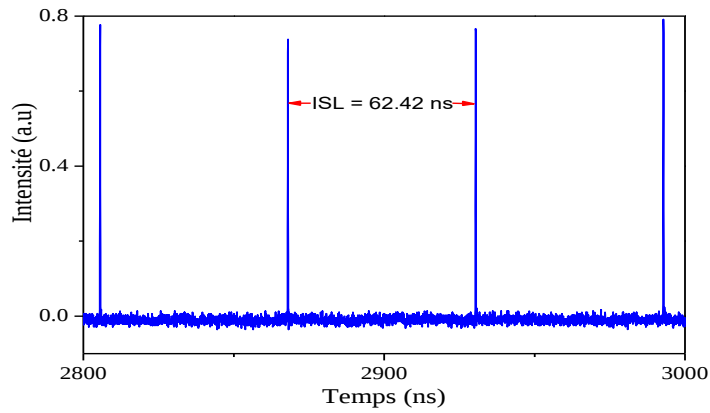


Figure. V. 12. Spectre temporel du ML établi dans la cavité fondamentale (délai $\Delta L = 0$), c'est-à-dire pas d'interférence. Un des bras du MZ ouvert. Spectre relevé avec une photodiode (newport model 1014, 45 GHz couplée à un oscilloscope rapide (Lecroy Wavepro 760i, 6 GHz, 40 GS/S)

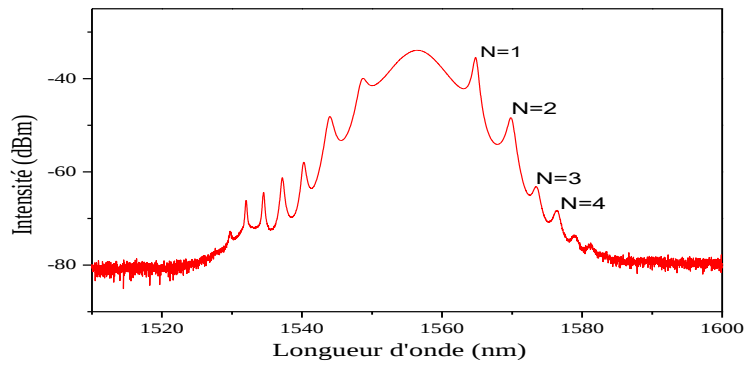


Figure. V. 13. Spectre optique avec bandes de Kelly (délai $\Delta L = 0$), confirmant le fonctionnement en régime solitonique. Spectre optique relevé avec un spectromètre

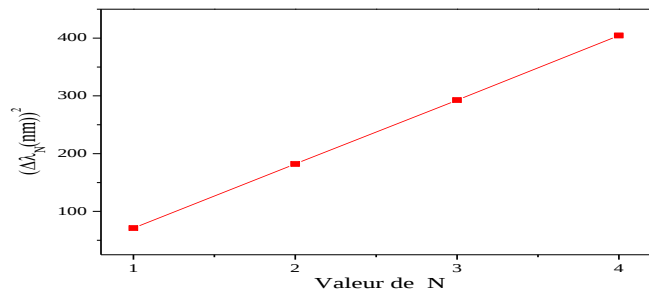


Figure. V. 14. Tracé de la variation de la longueur d'onde $(\Delta\lambda_N)^2$ en fonction du numéro N de la bande de Kelly (voir graphe V.13)

V.4.2. Vérification expérimentale de la relation théorique du taux de répétition et le délai optique

En ajustant le pompage, les contrôleurs de polarisation et les délais entre les trains d'impulsions se propageant sur les bras du MZ, on réussit effectivement à installer un blocage de modes à haute cadence. On montre sur la figure V. 15, le taux de répétition expérimental et théorique des impulsions en fonction de la différence de marche (ddm) optique affiché par la ligne à retard de 0.3 à 94 mm, soit de 1THz à 3.22 GHz. Ces mesures (fig. V.15) vérifient la périodicité de répétition des impulsions laquelle est en accord avec les délais de l'OTDL.

Pour tracer la courbe théorique, on utilise la relation classique $\nu = \frac{c}{\lambda}$ et $\Delta\nu = \frac{c \Delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{1}{\Delta\tau} = \frac{c}{\Delta L}$ avec $\Delta\tau$ représentant la cadence temporelle de répétition des impulsions. La courbe V.15 confirme la correspondance qui existe entre les délais ΔL et la cadence $\Delta\nu$. Les valeurs théoriques sont en parfait accord avec l'expérience. Les résultats de la figure V. 15, nous ont permis au passage de calibrer la lecture des délais sur la ligne à retard.

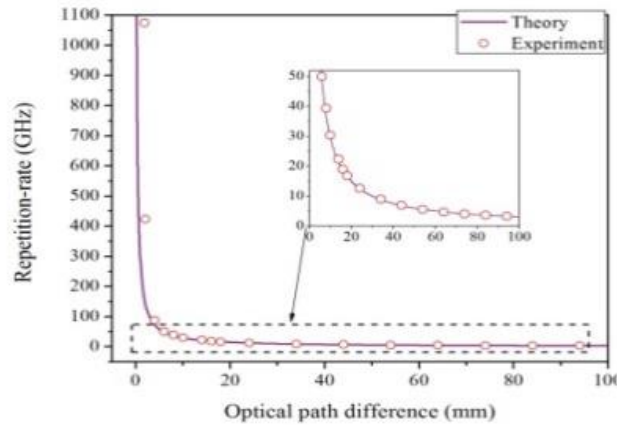


Figure. V. 15. Taux de répétition des impulsions en fonction de la ddm ΔL . Le taux de répétition du laser est déterminé par la variation de la différence de marche optique à travers la ligne à retard ΔL de 0.3 à 93.4 mm qui conduit à un taux de répétition ajustable des impulsions entre 1080 GHz et 3.22 GHz

Par contre, pour des ddm autour du mm le régime harmonique haute cadence présente beaucoup d'instabilité, cela se voit sur le spectromètre qui mesure le spectre optique lequel fluctue sans arrêt. Cette fluctuation ne se traduit pas sur les enregistrements relevés qui ne sont que des mesures moyennes.

Pour le délai nul, le ML s'installe dans la cavité fondamentale et le MZI n'a plus d'effet. Pour des ddm au mm il n'y a pas de formation de trains d'impulsions stables. Le nombre d'impulsions présent est tellement grand que l'énergie disponible dans la cavité devient insuffisante pour une répartition uniforme sur tout le train. La deuxième explication est due au fait qu'il y a une grande densité de paquets d'impulsions et par voie de conséquence l'interaction entre impulsions est tellement forte que la dynamique devient très instable.

Pour confronter l'observation du régime impulsif haute cadence avec les caractéristiques d'un régime harmonique, sur la figure V.16, on montre les spectres optiques et d'autocorrélation pour différentes ddm ΔL de 6, 10.5, 13.5, 43.5, 64 et 83.5 mm. En accord avec la calibration de l'OTDL, ces délais conduisent à des fréquences de répétition de 49.97, 28.57, 22.37, 6.89, 4.64, et 3.61 GHz respectivement. Il est parfois nécessaire de réajuster les contrôleurs de polarisation quand on fait varier la différence de marche sur une grande plage. Il est possible que cela soit dû au fait que le nombre d'impulsions change considérablement et probablement aussi au glissement de la biréfringence lors de la manipulation de la ligne à retard qui est mécanique. Effectivement, les spectres optiques modulés et les traces d'autocorrélation de la figure V.16, montrent bien l'établissement d'un régime ML à haute cadence. Cependant, comme l'acquisition des spectres optiques et d'autocorrélation ne sont que des valeurs moyennées dans le temps (5 mn pour l'auto corrélateur), il est impossible de se prononcer sur la stabilité de ces régimes en temps réel. Pour avoir un aperçu sur la stabilité de ces régimes haute cadence, il faut faire appel à l'aspect temporel, c'est-à-dire faire des enregistrements des trains d'impulsions avec un oscilloscope et un fréquencemètre, lesquels font des acquisitions en temps réel. Ainsi on aura de plus amples informations sur le degré de stabilité de ces impulsions générées par cette configuration. Sur la figure. V. 17, on donne les relevés expérimentaux des traces temporelles (fig. V.17(a, c, e, g)) et radio fréquences (fig. V.17(b, d, f, h)) du laser pour différents différences de marche optique ΔL de 13.5, 43.5, 64, et 83.5mm respectivement, qui correspondent aux fréquences de 22.4, 6.89, 4.64, et 3.61 GHz. Quand on s'appuie sur ces relevés, on constate une grande fluctuation temporelle de l'intensité (voir le détail temporel sur la colonne de gauche) et des pics RF très larges qui traduisent en effet le changement incessant des trains d'impulsions en haute cadence (voir le détail RF colonne de droite). Contrairement à ce qu'on attendait à travers les spectres optiques et d'autocorrélation, les régimes haute cadence établis dans cette configuration (fig. V.10) souffrent d'une grande instabilité auquel cas ce modèle de cavité doit être modifié. En conclusion, le filtrage engendré par un MZI en série sur les modes de cavité reste insuffisant,

cela s'explique par le fait que la fonction de transfert est de forme sinusoïdale, trop large pour filtrer efficacement. Des modes longitudinaux déphasés se propageront dans la cavité et cette situation se traduira par un fond continu important du signal laser qu'on peut remarquer à travers le piedestal des traces d'autocorrélation (fig. V. 16(b, d, f, h, j, l))

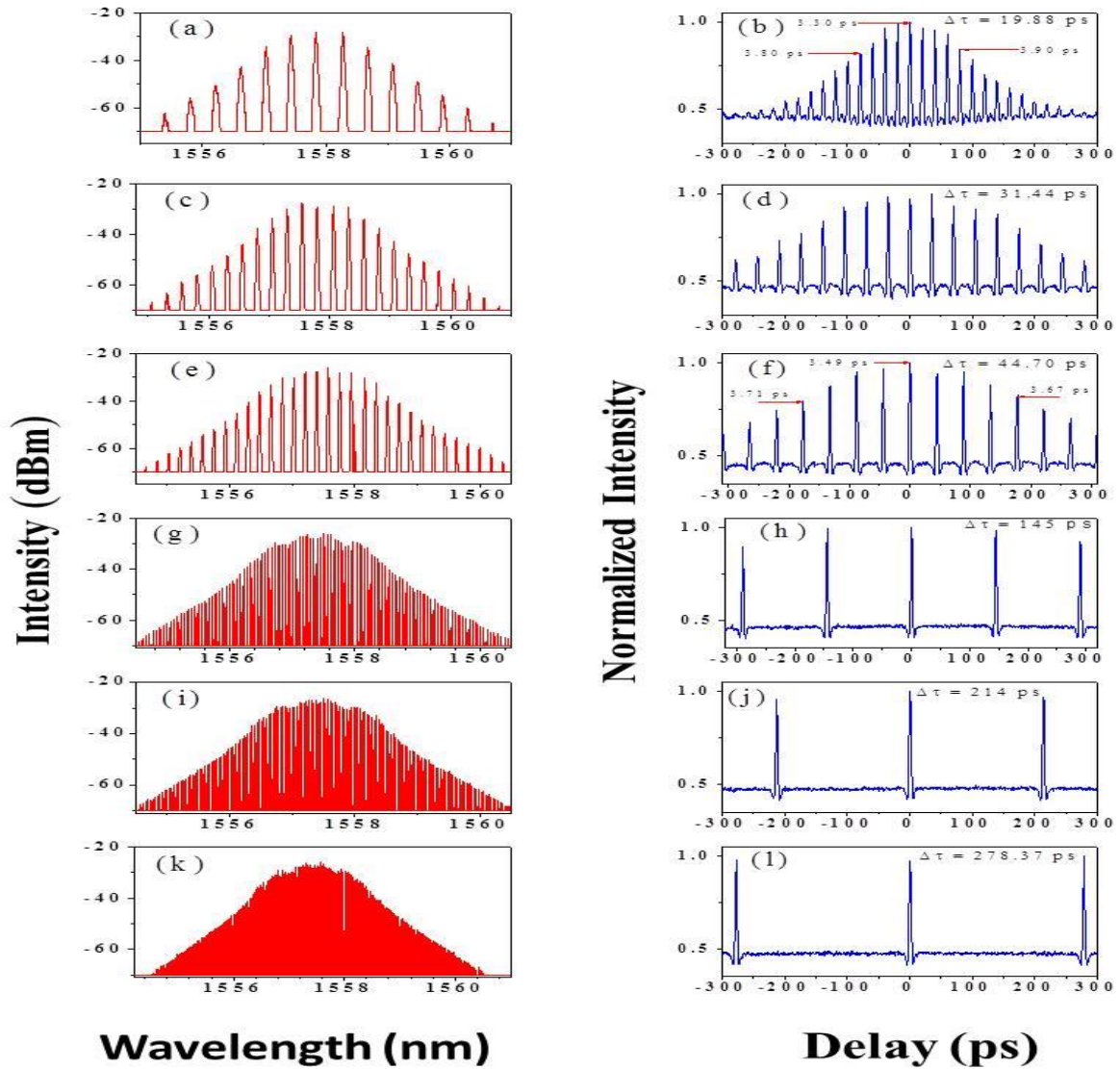


Figure. V. 16. Relevés expérimentaux des spectres optiques et traces d'autocorrélation optiques pour différents délais optiques ΔL de 6, 10.5, 13.5, 43.5, 64 et 83.5 mm, respectivement, pour la configuration où le MZI est en série. Les propriétés optiques sont analysées avec un spectromètre optique de haute précision (APEX AP2050A, 0.16 pm) pour accéder aux rapides modulations du signal optique, et un auto corrélateur de type II pouvant scanner jusqu'à 700 ps [167]

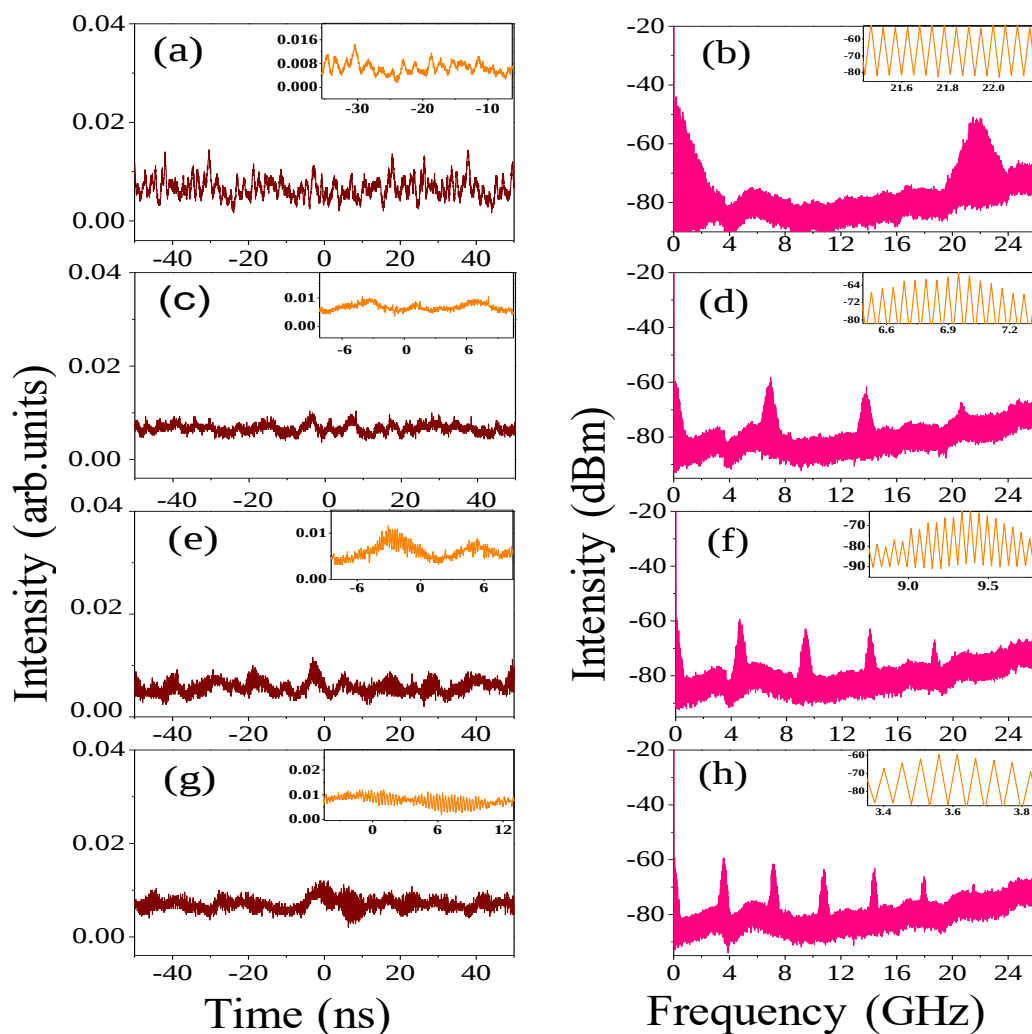


Figure. V. 17. Relevés expérimentaux des traces temporelles et radio fréquences du laser pour différents différences de marche optique ΔL de 13.5, 43.5, 64, et 83.5mm respectivement, qui correspondent aux fréquences de 22.4, 6.89, 4.64, et 3.61 GHz. Zooms : détail temporel (colonne de gauche) et dans le domaine RF (colonne de droite). Mesure RF : analyseur de spectre électronique (Agilent EXA signal analyser N9010A 9 kHz, 26 GHz) [166]

V. 5. Configuration où le MZ est inséré dans une boucle de recirculation.

Comme nous constatons expérimentalement que la configuration (fig . V.10) de Mao et al ne permet vraisemblablement pas la stabilité des trains d'impulsions à long terme (et que ce fait a été soit inaperçu soit occulté dans les travaux de ces auteurs) nous avons imaginé une modification en créant une boucle de recirculation dans laquelle sera inséré un MZI, dans le but d'améliorer la stabilité des trains d'impulsions, figure V.18. Pour créer la boucle de

recirculation, nous avons utilisé un coupleur 99/1 %, dont 99% d'énergie est injectée dans la boucle de recirculation.

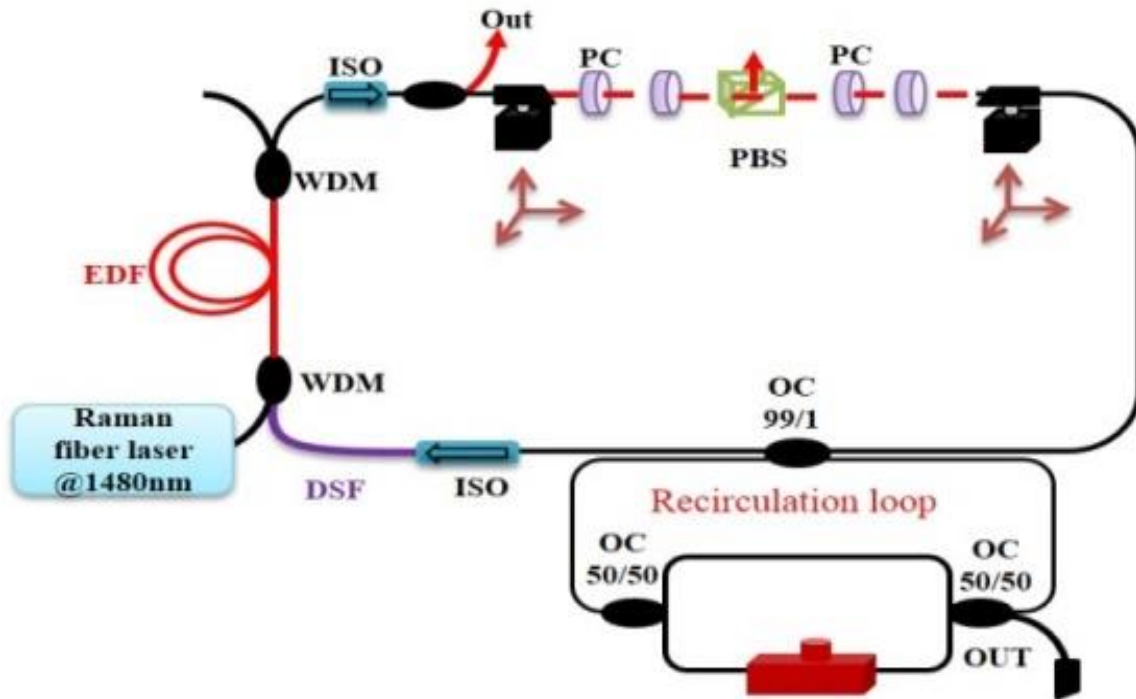


Figure. V. 18. Dispositif expérimental du laser à fibre avec un MZ dans une boucle de recirculation. EDF : fibre dopée à erbium. DSF : fibre à dispersion décalée. ISO : isolateur optique de polarisation. WDM : multiplexeur. PBS : cube séparateur de polarisation. PC : contrôleurs de polarisation. OC : coupleur optique. OTDL : ligne à retard [167].

V.5.a. Mesures des spectres optiques et d'autocorrélation

En ajustant avec précision les contrôleurs de polarisation (PCs) et la ligne à retard, un régime harmonique à haute cadence s'établit pour des différences de marche bien spécifiques entre les deux trains d'impulsions qui se propagent le long des bras du MZI. Dans cette configuration, on constate que le domaine de variation des paramètres de la cavité où s'établit un régime pulsé à haute cadence relativement stable est très réduit. En particulier, on obtient des régimes stables pour des différences de marche $\Delta L = 43.5$, 64 et 83.5 mm. La figure V.19 montre les spectres optiques et les traces d'autocorrélation correspondantes obtenues pour des taux de répétition de 6.9 GHz ($\Delta L = 43.5$ mm), 4.7 GHz ($\Delta L = 64$ mm) et 3.6 GHz ($\Delta L = 83.5$ mm). Ainsi on peut faire une comparaison avec les résultats de la configuration de la figure V.10 pour les mêmes délais. Les enregistrements des spectres optiques, fig. V.19 (a, c, e)

montrent des spectres optiques cannelés (peignes) espacés de $\Delta\lambda = 0.55$ nm, 37 pm, et 30 pm respectivement en parfait accord avec les traces d'autocorrélation des figures V.19 (b, d, f).

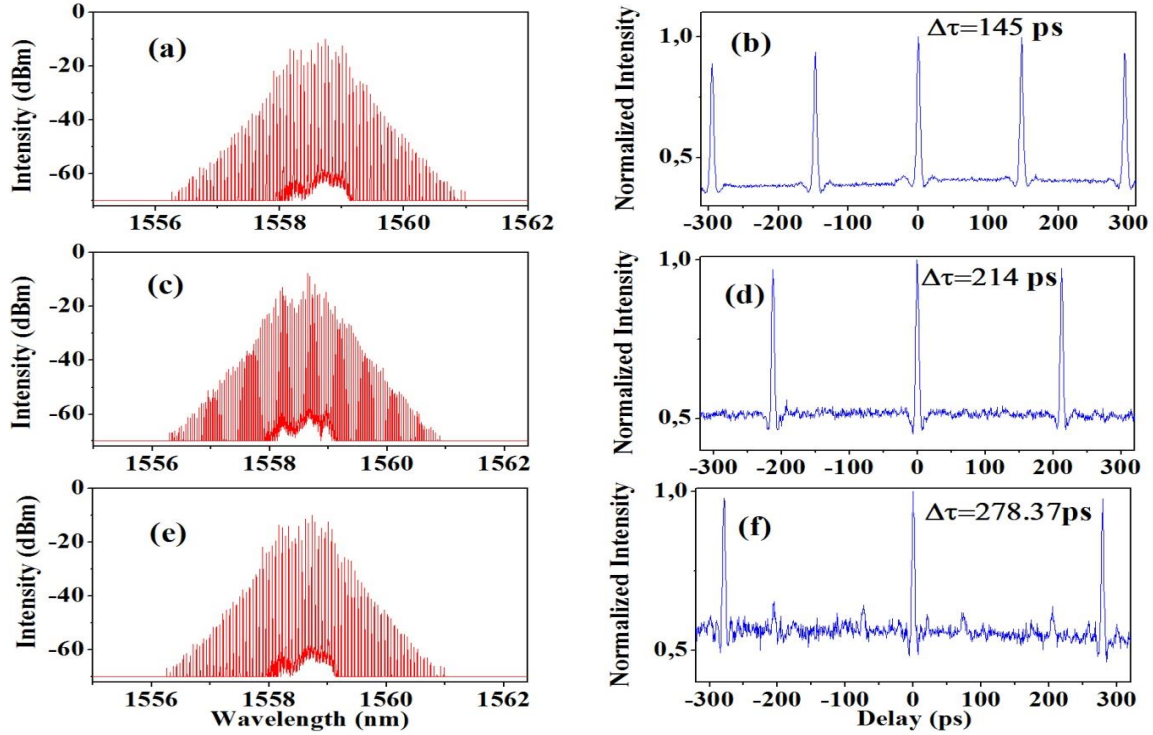


Figure : V.19. Modulations des spectres optiques (à gauche) et traces optiques d'autocorrélation correspondantes (à droite) obtenues sur une sortie du laser de la deuxième configuration (fig. V.20), pour les trois délais de la ligne à retard de la sous cavité MZ : (a), (b) $\Delta L = 43.5$ mm, (c), (d) $\Delta L = 64$ mm, et (e), (f) $\Delta L = 83.5$ mm, [167].

V.5.b. Mesures des spectres de l'intensité en temps réel

Plus intéressant encore, on s'appuie sur les analyses optiques de l'intensité à l'aide d'un oscilloscope rapide et d'un analyseur de fréquence (RF). Ces enregistrements révèlent une remarquable amélioration de la stabilité des trains d'impulsions comparés à la dynamique étudiée dans la configuration de la figure V.10. Les résultats sont présentés sur la figure V.20. Les traces temporelles des figures V.20(a), V.20(c), et V.20(e) affichent à la sortie de la cavité un rayonnement laser de stabilité en intensité frappante comparée aux relevés des figures V.17. Nous remarquons que pour les deux plus faibles taux de répétition, les oscillations temporelles de l'intensité sont visibles, car elles sont dans la bande passante de l'oscilloscope (6 GHz). La meilleure stabilité du régime est obtenue pour un taux de répétition de 6.90

GHz : les fluctuations de l'intensité sont faibles, du coup, l'analyseur RF met l'accent sur une seule fréquence harmonique de fonctionnement avec un niveau de suppression supermodale de 30 dB (voir le détail sur la figure V.20(b)). Ce régime peut être qualifié aisément comme un vrai régime harmonique haute cadence HML. Quant au régime à 4.68 GHz, il présente un léger battement temporel, provenant d'un mode voisin d'amplitude plus faible à -10dB, voir la figure V.20(c). Par contre, à 3.59 GHz, le régime ne peut pas être assimilé à un vrai régime HML en raison de la persistance de plusieurs supermodes [167].

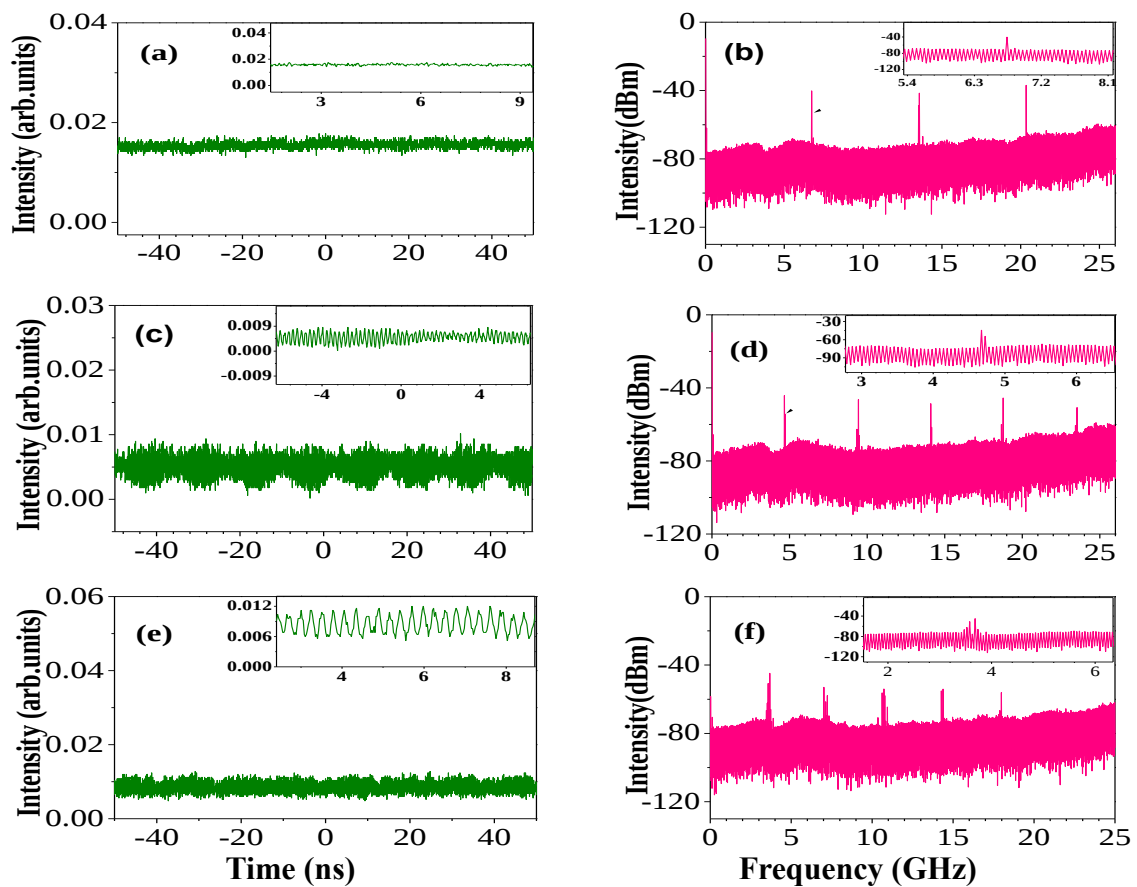


Figure. V. 20. Relevés expérimentaux des spectres temporels et RF à la sortie du laser de la deuxième configuration (fig. V. 18), pour (a), (b) $\Delta L = 43.5$ mm, (c), (d) $\Delta L = 64$ mm, et (e),(f) $\Delta L = 83.5$ mm. Zooms : détail temporel (colonne de gauche) et détail dans le domaine RF (colonne de droite) [167].

V.5.c. Mesure des largeurs temporelles des impulsions de la trace d'autocorrélation

Dans ce paragraphe, nous avons essayé d'apporter plus de rigueur au fait que la boucle de recirculation de la fig. V.18 apporte effectivement plus de stabilité au régime en tentant de mesurer les largeurs temporelles des impulsions. Je m'intéresse aux délais $\Delta L = 43.5$ mm, 64 mm, et 83.5 mm, pour les deux configurations. On relève la largeur temporelle à mi-hauteur du pic central τ_c de la trace d'autocorrélation pour les trois délais et pour les deux configurations. La largeur réelle de l'impulsion sera notée τ_p . Elle est telle $\tau_p = 0.707 \tau_c$, en assimilant la forme de l'impulsion à une gaussienne (fig. V.21 (a) et fig. V.21 (b)). A travers les valeurs des largeurs des impulsions (voir le tableau ci-dessous), on remarque que les largeurs des impulsions dans la configuration (fig. V.18) sont plus grandes que celle de la configuration (fig.V.10), sans boucle de recirculation. La configuration avec boucle de recirculation apporte plus de stabilité au régime et par conséquent plus de filtrage, qui se traduit par une réduction du spectre optique et du coup, un élargissement des impulsions. Ces résultats confirment bien le meilleur filtrage engendré par l'introduction d'une boucle de recirculation. On donne sur le tableau ci-dessous les mesures des largeurs à mi-hauteur (FWHM) en assimilant les impulsions à des gaussiennes.

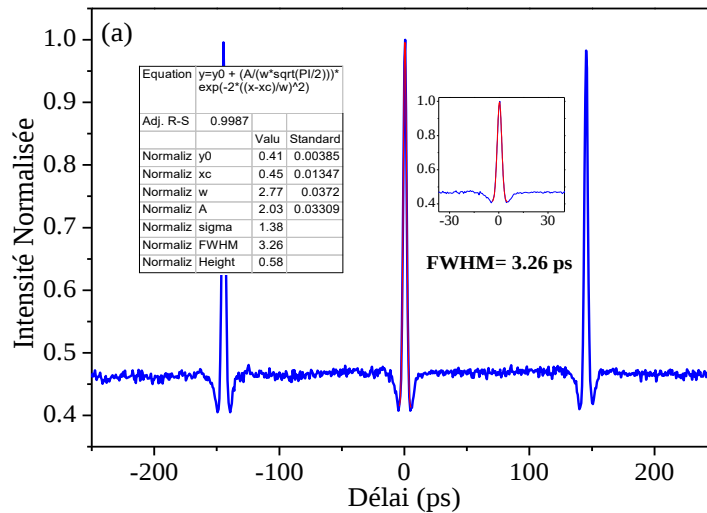


Figure : V. 21. a. Mesure du pic central de la trace d'autocorrélation pour la configuration sans boucle de recirculation (FWHM = 3.26 ps), pour le délai $\Delta L = 43.5$ mm. On a supposé que l'impulsion était de forme gaussienne.

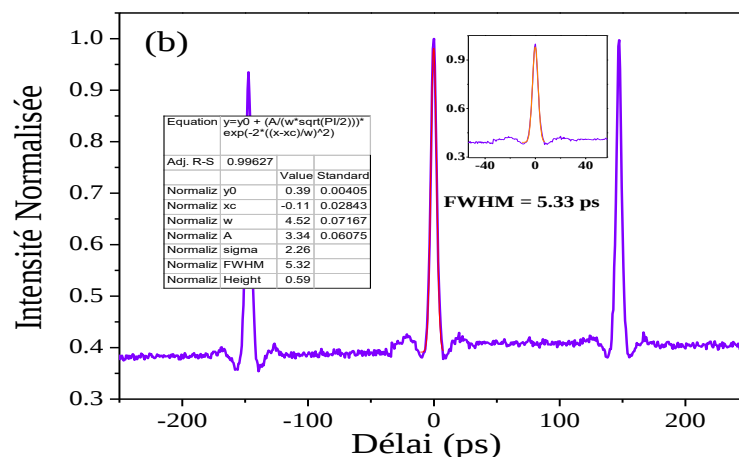


Figure : V.21. b. Mesure du pic central de la trace d'autocorrélation pour la configuration avec boucle de recirculation (FWHM = 5.35 ps), $\Delta L = 43.5$ mm.

Configuration de la figure V.10 MZI en série				Configuration de la figure V.18 MZI dans la boucle			
Délai (mm)	43.5	64	83.5	Délai (mm)	43.5	64	83.5
τ_c (ps)	3.26	3.31	3.44	τ_c (ps)	5.35	5.13	5.24
τ_p (ps)	2.32	2.36	2.45	τ_p (ps)	3.82	3.66	3.74

Figure : V. 22. Tableau résumant les estimations sur les largeurs temporelles à mi-hauteur (FWHM) du pic central τ_p (ps) des traces d'autocorrélation et de l'impulsion (gaussienne) τ_c (ps) pour les deux configurations, pour un délai de 43.5 mm.

V.6. Commentaires

Dans la seconde configuration (fig. V.18), il y a trois délais optiques qui pourraient garantir une stabilité des trains d'impulsions. En l'absence notamment de ligne à retard dans la boucle de recirculation, la synchronisation des sous-cavités est difficile, ce qui fait que les fréquences de répétition stables ne peuvent pas être sélectionnées de manière continue.

Cependant, des fréquences discrètes de répétition peuvent encore être obtenues quand le temps de retard entre les trains d'impulsions se propageant le long des bras du MZ est sous multiple du temps de propagation de l'impulsion pour transiter à travers la boucle de recirculation. Partant de cette condition, le domaine de fréquences de répétition pour lequel on a des régimes impulsionnels stables sera limité. Nous ne perdons pas de vue que le MZ dans la boucle de recirculation va introduire plusieurs paramètres dans la cavité qu'il ne faut pas négliger, à savoir, la longueur de la boucle, les pertes, et les taux de couplage à travers les coupleurs optiques (OC). C'est la conjugaison de tous ces paramètres qui va conduire ou non à la stabilité des trains d'impulsions à haute cadence. D'ailleurs nous avons essayé des configurations où le coupleur 99/1% est remplacé par des coupleurs avec un taux de couplage 50/50 et 90/10%, mais on n'a pas obtenu d'amélioration de la stabilité des trains d'impulsions, alors que le couplage 99/1% reproduit toujours l'amélioration de la stabilité. Le gain en stabilité qui se manifeste par un grand niveau effectif de suppression supermodale, n'est pas dû seulement à la grande sélectivité spectrale imposée par la boucle de recirculation. On sait que les impulsions lasers peuvent interagir entre elles de manière significative même quand elles sont séparées de quelques dizaines de picosecondes. Nous sommes convaincus que c'est cette conjugaison entre le filtrage périodique spectral induit par la boucle de recirculation et le mécanisme d'interaction entre impulsions qui améliore la stabilité des trains d'impulsions à haute cadence.

L'ajout d'une boucle de recirculation est une solution pour gagner en stabilité dans les régimes à haute cadence. C'est aussi une possibilité de contourner les dispositifs expérimentaux plus délicats à réaliser, tels que l'hybridation d'un micro résonateur ou d'un réseau de Bragg en cavité fibrée.

Conclusion

Dans cette partie expérimentale nous avons présenté une approche détaillée de la dynamique des lasers fibrés, en anneau, à impulsions ultra-courtes avec un taux de répétition élevé, où cette fréquence de répétition sera asservie par le retard entre les bras du MZI. Dans un premier temps nous avons utilisé un MZ en ligne comme dans la configuration [28], nous avons montré clairement que sans mesures en temps réel des intensités optiques, l'interprétation des spectres optiques et des traces d'autocorrélation est généralement entachée d'erreur et par conséquent trompeur. Nos mesures moyennées sont similaires à celles de la référence [28]. Nous avons mis en évidence une instabilité récurrente sur les impulsions générées, d'ailleurs

observable en temps réel sur des mesures par oscilloscope et par RF qui confirment l'établissement d'un régime ML harmonique haute cadence. Ainsi, la formation de trains d'impulsions ultracourtes possède une longueur de cohérence typique autour d'une dizaine d'impulsions, auquel cas, les régimes pulsés à faible stabilité peuvent être considérés comme des blocages de modes partiellement cohérents à haute cadence. Nous affirmons que dans cette configuration, la sélectivité spectrale imposée par l'interféromètre MZ est loin d'être suffisante pour stabiliser un réel régime de blocage de modes harmonique, en accord avec les considérations des références [200-204] qui suggèrent d'incorporer une microcavité très sélective en boucle dans le laser à fibre pour générer des trains d'impulsions stables.

Partant de ce résultat, nous avons étendu notre recherche en testant une autre configuration d'un laser fibré en anneau, dans laquelle nous avons inséré une boucle de recirculation comportant un interféromètre MZ. Dans cette configuration, nous avons apporté une augmentation de la stabilité. Cela se manifeste par la grande réduction du bruit au niveau des supermodes. Concernant les performances de la source en terme de stabilité, bien qu'elle ne puisse pas rivaliser avec les sources lasers à fibre fonctionnant en blocage de modes actif, où les fréquences de répétition sont pilotées par des modulateurs ultrarapides et l'incorporation d'un asservissement électro-optique, elles peuvent, par contre, être comparées aux résultats des lasers en fonctionnement harmoniques obtenus dans d'autres lasers à fibre en blocage de modes passif [189], avec l'avantage d'avoir des taux de répétition accordables.

Par rapport à la configuration où le MZ est en série, la seconde configuration présente plus de réglages fastidieux de certains paramètres de la cavité et souffre d'une accordabilité réduite du taux de répétition. Nous sommes cependant persuadés que la proposition d'une boucle fibrée de recirculation contenant un MZ pour la génération de trains d'impulsion à haute cadence est une alternative intéressante et peut conduire à d'autres travaux expérimentaux et à des modélisations numériques.

Il est vrai que par rapport à l'appellation haute cadence, le taux de répétition autour de 6 GHz sur lequel nous avons concentré nos efforts expérimentaux reste relativement faible. La principale raison est la suivante : dans cette étude, afin d'éclairer les zones d'ombre laissées par certains travaux antérieurs, nous nous sommes intéressés à une cadence multi-GHz accessible à l'ensemble de notre instrumentation (analyseur RF, oscilloscope), afin d'étudier la stabilité des trains d'impulsions formés. Nul doute que le principe peut être généralisé à des cadences plus élevées, pour peu que nous disposions de l'instrumentation adéquate.

Nous sommes persuadés que la réalisation de sources lasers fibrées générant des trains d'impulsions à haute cadence stables nécessite un grand savoir dans l'optique guidée, tant sur le plan expérimental que théorique. Par exemple, l'implémentation d'une configuration avec une microcavité n'est pas du tout évident, aussi bien sur le plan fabrication et couplage.

CHAPITRE VI

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Dans cette thèse, nous avons tenté dans un premier temps une approche pédagogique sur les phénomènes linéaires et non linéaires dans l'optique guidée en général et sur le laser à fibre dopée en blocage de modes, particulièrement. Parmi les phénomènes linéaires, on a énuméré la dispersion chromatique qui se traduit souvent par un changement du profil temporel et spectral de l'impulsion pendant toute sa propagation dans le milieu fibré. Ce phénomène est prononcé surtout dans une cavité laser à gestion de dispersion. On a rappelé aussi que les biréfringences linéaire et non-linéaire vont s'exercer dans les fibres optiques à base de silice généralement utilisées.

Les effets non-linéaires dépendant essentiellement de l'intensité du champ électrique de l'onde et du guide, sont indispensables à la génération des régimes impulsions dans les lasers à fibre dopée. L'effet Kerr, qui se manifeste quelle que soit l'énergie de propagation et de pompage, va engendrer le phénomène de l'auto modulation de phase (SPM) qui se traduira par un élargissement spectral. La SPM peut se voir aussi dans l'interaction entre les deux ondes qui se propagent le long des axes lent et rapide du guide (XPM). Dans un guide uniforme passif, cette auto modulation de phase en se conjuguant avec la dispersion chromatique du guide peut conduire à l'impulsion soliton, mais ce cadre doit être largement dépassé pour aborder la mise en forme d'impulsions dans un système dissipatif, tel qu'une cavité laser. Ce cadre élargi est celui du soliton dissipatif. Dans ce travail, nous avons passé en revue la fibre optique dopée en tant que milieu actif. Nous avons présenté le principe physique du blocage de modes, en introduisant l'absorbant saturable virtuel reposant sur l'évolution non linéaire de la polarisation (ENLP).

Dans la modélisation du laser, deux niveaux se présentent : le modèle discret où tous les effets linéaires et non-linéaires varient tout le long de la propagation de l'onde, comme dans une cavité à gestion de dispersion, et le modèle distribué où les effets sont répartis de manière uniforme dans toute la cavité de l'oscillateur par unité de longueur. Dans ce dernier cas, les équations non linéaires de Schrödinger généralisée, de type Ginzburg-Landau peuvent décrire la formation et la dynamique de l'impulsion soliton dissipatif. Cependant, le modèle discret nous a permis de remarquer que l'impulsion changeait de forme spectralement et temporellement avec une grande amplitude, ainsi que son énergie. Nous concluons que le modèle distribué reste une approximation dont la pertinence dépend du type d'architecture laser.

A toute mesure il faut une analyse. L'instrumentation pour l'optique ultrarapide a pris une bonne partie de mon travail de thèse. Les analyses spectrales et temporelles, par oscilloscope rapide, radiofréquence et autocorrélation ont été plus que nécessaires dans l'analyse de nos résultats.

Dans la partie expérimentale, on s'est penché plus particulièrement sur de nouvelles dynamiques à haute cadence (multi-GHz) d'un laser à fibre dopée, à modes bloqués. Avant de présenter et positionner notre travail, on s'est intéressé dans un premier temps à ce qui a été publié sur la génération des trains d'impulsions ultracourtes à haute cadence. Nous avons étudié chaque configuration, allant de la génération de régime harmonique à haute cadence par le blocage de modes habituel jusqu'aux techniques utilisant l'instabilité de modulation avec un filtrage interférométrique (µcavité, F.P, SFBG). En évaluant les opportunités de réalisation de chacune, nous avons été attirés par la configuration de Mao (publiée dans Sci. Reports) toute fibrée, qui sera le premier volet de notre contribution expérimentale. Effectivement, dans un premier temps nous avons repris les travaux de Mao et al. où le MZI est mis en série dans la cavité fondamentale. Cette configuration à première vue simple dans sa réalisation nous a réservé une surprise. Après des analyses spectrales optiques et en temps réel des régimes impulsionnels de cette configuration, nous concluons que les dynamiques obtenues ne présentent pas de stabilité, contrairement à ce qui avait été avancé dans l'article (Sci. Reports), mais non étayé par des mesures en temps réel. Dans le souci d'apporter plus de stabilité, nous avons proposé une autre configuration où le MZI est inséré dans une boucle de recirculation qui permettra plus de filtrage des modes cavité en phase. Effectivement, notre configuration génère des trains d'impulsions stables, plus particulièrement à la cadence de 6.89 GHz. Ces résultats originaux ont fait l'office d'une publication dans la revue Physical Review A. De plus, cette configuration est facile à réaliser contrairement aux configurations qui utilisent des microcavités ou des interféromètres de Pérot-Fabry, et ou des réseaux de Bragg.

Perspectives :

Nous pensons reprendre l'étude de la configuration avec un MZI dans une boucle de recirculation avec quelques compléments. Pour bien asseoir la stabilité des trains d'impulsions sur une grande gamme de fréquence de répétition, nous comptons incorporer éventuellement un filtre accordable dans la boucle de recirculation. D'autre part, nous

souhaitons pouvoir faire varier la distance de la partie à l'air libre de la cavité de plusieurs centimètres pour synchroniser les modes de la cavité principale avec ceux de la boucle de recirculation, ainsi il s'établira une relation précise entre les longueurs de la cavité et de la boucle contenant le MZI. Egalement, il est impératif de contrôler la polarisation en tout point de la cavité pour répondre aux contraintes mécaniques qui vont entraîner un changement de la biréfringence des fibres et du coup une modification de la polarisation. Nous tenterons, dans un premier temps, un autre MZI en série avec le premier pour augmenter la finesse.

L'autre perspective est de monter une réplique de cette configuration dans notre Laboratoire d'Electronique Quantique, situé à l'USTHB, sur laquelle nous espérons apporter toutes les modifications et à approfondir les investigations dans les régimes impulsionnels à haute cadence.

Bibliographie

- [1] A. E. Siegman, “*Lasers*”, University Science Books, 1986.
- [2] G. Steinmeyer, D. H. Sutter, L. Gallmann, N. Matuschek, et U. Keller, “*Frontiers in ultrashort pulse generation: pushing the limits in linear and nonlinear optics*”, Science, vol. 286, p. 1507-1512, 1999.
- [3] U. Keller, “*Recent developments in compact ultrafast lasers*,” Nature 424, p. 831-838 2003.
- [4] N. Akhmediev et A. Ankiewicz (Eds.), “*Dissipative Solitons*” Springer, Berlin, 2005.
- [5] Ph. Grelu & N. Akhmediev, “*Dissipative solitons for mode-locked lasers*”, Nature Phot. 6, 84-92, 2012.
- [6] Ph. Grelu (Ed.), “*Nonlinear optical cavity Dynamics: from micro resonators to fiber lasers*”, Wiley VCH, 2016.
- [7] A. Hasegawa et F. Tappert, “*Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fiber*,” Appl. Phys. Lett. 23, p. 142-144, 1973.
- [8] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, et J. P. Gordon, “*Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers*”, Phys. Rev. Lett. 45, p. 1095-1098, 1980.
- [9] L. F. Mollenauer et R. H. Stolen, “*The soliton laser*,” Opt. Lett. 9, p. 13-15, 1984.
- [10] H. A. Haus et M. N. Islam, “*Theory of the soliton laser*,” IEEE J. Quantum Electronics, vol. 21, p. 1172-1188, 1985.
- [11] K. J. Blow, N. J. Doran ET D. Wood, “*The evolution of solitons from non-transform limited pulse*”, Opt. Comm., vol. 58, n° 5, p. 349-354, 1986.
- [12] E. Picholle, C. Montes, C. Leycuras, O. Legrand, et J. Botineau, “*Observation of dissipative super luminous solitons in a Brillouin fiber ring laser*”, Phys. Rev. Lett. 66, p. 1454–1457, 1991.
- [13] Vanin, E. V. et al. “*Dissipative optical solitons*”, Phys. Rev. A, 49, 2806–2811, 1994.
- [14] C. Lecaplain, Ph. Grelu, J. M. Soto-Crespo, and N. Akhmediev, “*Dissipative rogue waves generated by mode locked fiber laser*”, Phys. Rev. Lett., vol. 108, 233901, 2012.
- [15] C. Lecaplain and Ph. Grelu, “*Rogue waves among noise-like-pulse laser emission: An experimental investigation*”, Phys. Rev. A, vol. 90, 013805, 2014.
- [16] A. Runge, C. Agueraray, N. G. R. Broderick and M. Erkintalo, “*Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser*”, Opt. Lett. vol. 39, 319, 2014.
- [17] A. B. Grudinin and S. Gray, “*Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers*”, Journal of Opt. Soc. Am. B, vol.14, n°.1, p.144-154, 1997.
- [18] C. Lecaplain and Ph. Grelu, “*Multi-gigahertz repetition-rate-selectable passive harmonic mode locking of a fiber laser*”, Opt. Express, vol. 21, n°. 9, p. 10897-10902, 2013.

- [19] K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita, “*Observation of Modulational Instability in Optical Fibers*”, Phys. Rev. Letters, vol. 56, n°. 2, 1986.
- [20] J. Rothenberg, “*Modulational instability for normal dispersion*”, Phys. Rev. A, vol. 42, p. 682-685, 1990.
- [21] S. Trillo et al., “*Ultrashort pulse train generation through induced modulational polarization instability in a birefringent Kerr-like medium*”, J. Opt. Soc. Am. B, vol. n°. 6, p. 238, 1989.
- [22] S. Trillo et al., “*Bloch wave theory of modulational polarization instabilities in birefringent optical fibers*”, Phys. Rev. E, vol. 56, p. 1048, 1997.
- [23] E. Yoshida, et M. Nakazawa, “*Low-threshold 115 GHz continuous-wave modulational-instability erbium-doped fiber laser*”, Opt. Lett., vol. 22, p. 1409-1411, 1997.
- [24] M. Peccianti, A. Pasquazi, Y. Park, B.E. Little, S.T. Chu, D.J. Moss, and R. Morandotti, “*Demonstration of stable ultrafast laser based on nonlinear micro cavity*”, Nat. Comm., 3, 765, 2012.
- [25] Shumin Zhang et al, “*Passive mode locking at harmonics of the free spectral range of the intracavity filter in a fiber ring laser*”, Opt. Letters, vol. 30, n°. 21, 2005.
- [26] Jochen Schröder and al, “*Dynamics of an ultrahigh-repetition-rate passively mode-locked Raman fiber laser*” Opt. Letters, vol. 34, n°. 24, 2009.
- [27] J. Lhermite, D. Sabourdy, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, A. Barthelemy, and J-L. Oudar, “*Tunable high-repetition-rate fiber laser for the generation of pulse trains and packets*” Opt. Lett., vol.32, p. 1734-1736, 2007.
- [28] D. Mao, X. M. Liu, Z. Sun, H. Lu, D. Han, G. Wang, and F. Wang, “*Flexible high-repetition-rate ultrafast fiber laser*” Sci. Rep. 3, 3223, 2013.
- [29] K. J. Blow, N. J. Doran et D. Wood, “*The evolution of solitons from non-transform limited pulse*”, Opt. Comm., vol. 58, n°. 5 p, 349-354, 1986.
- [30] M. Hofer, M. E. Fermann, F. Haberl, M. H. Ober, et A. J. Schmidt, “*Mode locking with cross-phase and self-phase modulation*”, Opt. Lett., vol. 16, n°. 7, p. 502-504, 1991.
- [31] G. P. Agrawal, “*Nonlinear Fiber Optics*”, Third edition. New York: Academic press, 2001.
- [32] I. P. Kaminow, “*Polarization in optical fibers*”, IEEE J. Quantum Electronics. vol. 17, p, 15-22, 1981.
- [33] S. C. Rashleigh et R. Ulrich, “*Polarization mode dispersion in single-mode fibers*”, Opt. Lett., vol. 3, p. 60-62, 1978.

- [34] K. M. Spaulding, D. H. Yong, A. D. Kim, et J. N. Kutz, “*Nonlinear dynamics of mode-locking optical fiber ring lasers*”, Journal Opt. Soc. Am. B, vol. 19, n°. 5, p. 1045-1054, 2002.
- [35] S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, et P. S. J. Russell, “*Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers*”, Journal. Opt. Soc. Am. B, vol. 19, n°. 4, p. 753–764, 2002.
- [36] G. P. Agrawal, “*Nonlinear Fiber Optics*”, 2nd edition, Academic Press, San Diego, 1995.
- [37] M. Hofer, M. H. Ober, F. Haberl, et M. E. Fermann, “*Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers*”, IEEE J. Quantum Electronics, vol. 28, n°. 3, p. 720-728, 1992.
- [38] J. Dudley, A. Peacocket, et G. Millot, “*The cancellation of nonlinear and dispersive phase components on the fundamental optical fiber soliton*” : a pedagogical note “ Opt. Comm., vol. 193, n°. 1-6, p. 253- 259, 2001.
- [39] M. Guina, N. Xiang, and O. G. Okhotnikov, “*Stretched-pulse fiber lasers based on semiconductor saturable absorbers*”, Appl. Phys. B, vol. 74, p. 193, 2002.
- [40] A. Hasegawa and F. Tappert, “*Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous Dispersion*”, Appl. Phys. Lett., vol. 23, p. 142-144, 1973.
- [41] G. Millot and P. Tchofo-Dinda, “*Encyclopedia of modern optics*”, Elsevier, in press 2004.
- [42] A. Hasegawa et M. Matsumoto, “*Optical Solitons in Fibers*”, 3rd edition (Springer, Berlin, 2003).
- [43] L. F. Mollenauer et J. P. Gordon, “*Solitons in Optical Fibers: Fundamentals and Applications*”, (Academic Press, Amsterdam), 2006.
- [44] B. Bale, “*Modeling the Stability and dynamics of Mode Locked Fiber Lasers*”, Thèse de Doctorat, 2008.
- [45] R.W. Boyd, Nonlinear Optics, Academic Press, 2007.
- [46] F. M. Mitschke et L. F. Mollenauer, “*Discovery of the soliton self-frequency shift*”, Opt. Lett., vol. 11, n°. 10, p. 659-661, 1986.
- [47] J. P. Gordon, “*Theory of the soliton self-frequency shift*”, Opt. Lett., vol. 11, n°. 10, p. 662-664, 1986.
- [48] H. A. Haus, J. D. Moores et L. E. Nelson, “*Effect of third-order dispersion on passive mode locking*”, Opt. Lett., vol. 18, n°. 1, p. 51-53, 1993.

- [49] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, Y. C. Lee et H. H. Chen, “Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers”, *Opt. Lett.*, vol. 11, n° 7, p. 464-466, 1986.
- [50] T. I. Lakoba ET G. P. Agrawal, “Effects of third-order dispersion on dispersion-managed solitons”, *Journal of Opt. Soc. Am. B*, vol. 16, n° 9, p. 1332-1343, 1999.
- [51] J. Capmany, V. Bermúdez, et E. Diéguez, “Bulk periodically poled lithium niobate doped with Yb^{3+} ions: Growth and characterization”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, n° 11, 1534–1536, 1999.
- [52] R. Haring, R. Paschotta, R. Fluck, E. Gini, H. Melchior, and U. Keller, “Passively Q-switched Microchip Laser at $1.5\ \mu\text{m}$ ”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 18, n° 12, p. 1805-1812, 2001.
- [53] E. Tanguy, “Développement d’un laser codopé Erbium et Ytterbium compact, à sécurité oculaire pour des applications de télémétrie”, thèse de doctorat, Uni. Paris XI Orsay, 1996.
- [54] L. Sun, “All-fiber optical isolator based on Faraday rotation in highly erbium-doped fiber”, *Opt. Lett.*, vol. 35, n° 5, 706, 2010.
- [55] Rayleigh, “On the magnetic rotation of light and the second law of thermodynamics”, *Nature (London)*, vol. 64, p. 577, Oct. 10, 1901.
- [56] A. J. DeMaria, D. A. Stetser, and H. Heynau, “Self-modelocking of lasers with saturable absorbers”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 8, p. 174, 1966.
- [57] R. J. Essiambreet, R. Vallée, “Solitonic mode locking with a nonlinear twin-core fiber in a loop configuration”, *Opt. Lett.*, vol. 18, n° 16, p. 1346-1348, 1993.
- [58] T. Sylvestre, S. Coen, O. Deparis, P. Emplit et M. Halterman, “Demonstration of passive mode locking through dissipative four-wave mixing in fiber laser”, *Electronics Lett.*, vol. 37, n° 14, p. 881-882, 2001.
- [59] U. Keller, K. Weingarten, F. Kartner, D. Knopf, B. Braun, I. Jung, R. Fluck, C. Honninger, N. Matuschek et J. aus der Au, “Semiconductor saturable absorber mirrors (sesams) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 2, p. 435-456, 1996.
- [60] W. H. Loh, M. A. A. D. Atkinson, P. R. Morkel et D. N. Payne, “Passively mode-locked Er^{3+} fibre laser using a semiconductor nonlinear mirror”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, p. 35-37, 1993.
- [61] U. Keller, D. A. B. Miller, G. D. Boyd, T. H. Chiu, J. F. Ferguson, and M. T. Asom, “Solid-state low-loss intra cavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an anti-resonant semiconductor Fabry-Perot saturable absorber”, *Opt. Lett.*, vol. 17, n° 7, p. 505, 1992.

- [62] B. C. Barnett, L. Rahman, M. N. Islam, Y. C. Chen, P. Bhattacharya, W. Riha, K. V. Reddy, A. T. Howe, K. A. Stair, H. Iwamura, S. R. Friberg, , and T. Mukai, “*Highpower erbium-doped fiber laser mode-locked by a semiconductor saturable absorber*”, Opt. Lett., vol. 20, p. 471, 1995.
- [63] O. G. Okhotnikov, T. Jouhti, J. Konttinen, S. Karirinne, and M. Pessa, “*1.5- μ m monolithic GaInNAs semiconductor saturable-absorber mode-locking of an erbium fibrer laser*”, Opt. Lett., vol. 28, p. 364, 2003.
- [64] M. Guina, N. Xiang, A. Vainionpaa, O. G. Okhotnikov, T. Sajavaara, and J. Keinonen, “*Self-starting streched-pulse fiber laser mode locked and stabilized with slow and fast semiconductor saturable absorbers*”, Opt. Lett., vol. 26, p. 1809, 2001.
- [65] J. Feldmann, J. Sacher, and E. Gobel, “*Mode-locking using a type multiple-quantum structure as a fast saturable absorber*”, Opt. Lett., vol. 16, p. 241, February 1991.
- [66] Q. Bao, H. Zhang, Y. Wang, Zhenhua. Ni, Y. Yan, Z. X. shen, K. P. Loh et D. Y. Tang, “*Atomic-layer graphene as a saturable absorber for ultrafast pulsed lasers*”, Advanced Functional Materials, vol. 19, p. 3077-3083, 2009.
- [67] S. Yamashita, Y. Inoue, S. Maruyama, Y. Murakami, H. Yaguchi, M. Jablonski et S. Y. Set, “*Saturable absorbers incorporating carbon nanotubes directly synthesized on to substrates and fibers and their application to mode-locked fiber lasers*”, Opt. Lett., vol. 29, p. 1581-1583, 2004.
- [68] Hermann A. Haus, “*Theory of mode locking with a fast saturable absorber*”, Journal of Appl. Physics, vol. 46, n°. 7, 1975.
- [69] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer et H. Hochreiter, “*Nonlinear amplifying loop mirror*” Opt. Lett., vol. 15, p. 752-754, 1990.
- [70] A. Hideur, “*Etude et réalisation de lasers à fibre de puissance*”, Thèse de Doctorat, soutenue à l’Univ. de Rouen, 2001.
- [71] B. Ortaç, “*Développement d’un laser à fibre double gaine dopée à l’Ytterbium femto seconde et caractérisations des régimes multi-impulsionnels*”, Thèse de Doctorat, Univ. de Rouen, 2004.
- [72] M. Salhi, H. Leblond, and F. Sanchez, “*Theoretical study of the erbium-doped fiber laser passively mode-locked by nonlinear polarization rotation*”, Phys. Rev. A 67, 013802, 2003.
- [73] F. X. Kartner, J. A. der Au, and U. Keller, “*Mode-locking with slow and fast saturable absorbers _ What’s the difference?*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 4, n°. 2, p. 159-161, 1998.

- [74] F. Kärtner, I. Jung, and U. Keller, “*Soliton mode- locking with saturable absorber*”, IEEE Journal of Selec.Top., in Quantum Electronics, vol. 2, n°. 3, p. 540-556, 1996.
- [75] N. Akhmediev and A. Ankiewicz, “*Dissipative Solitons*”, Springer Berlin-Heidelberg, 2005.
- [76] N. Akhmediev and A. Ankiewicz, “*Dissipative Solitons*”: From optics to biology and medicine. Lecture Notes in Physics, V. 751, Springer, Berlin-Heidelberg, 2008.
- [77] Ph. Grelu and J. M. Soto-Crespo, “*Temporal soliton molecules in mode-locked lasers: collisions, pulsations and vibrations in Dissipative solitons*”: from optics to biology and medicine. N. Akhmediev and A. Ankiewicz, Springer-Verlag, Berlin, 2008.
- [78] M. Grapinet and Ph. Grelu, “*Vibrating soliton pairs in a mode-locked laser cavity*”, Opt. Lett., vol. 31, n°. 14, p. 2115-2117, 2006.
- [79] J. M. Soto-Crespo, Ph. Grelu, N. Akhmediev & N. Devine, “*Soliton complexes in dissipative systems: Vibrating, shaking, and mixed soliton pairs*”, Phys. Rev. E, vol. 75, p. 016613, 2007.
- [80] J. M. Soto-Crespo, M. Grapinet, Ph. Grelu & N. Akhmediev, “*Bifurcations and multiple-period soliton pulsations in a passively mode-locked fiber laser*”, Phys. Rev. E, vol. 70, p. 066612, 2004.
- [81] Ph. Grelu and N. Akhmediev, “*Group interactions of dissipative solitons in a laser cavity: the case of $2+1$* ”, Opt. Express, vol. 12, n°. 14, p. 3184-3189, 2004.
- [82] K. Yee, “*Numerical solutions of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media*”, IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 14, n°. 3, p. 302-307, 1966.
- [83] P. M. Goorjian, A. Taflove, R. M. Joseph, et S. C. Hagness, “*Computational modeling of femtosecond optical solitons from Maxwell’s equations*”, IEEE J. Quantum Electron., vol. 28, n°. 10, p. 2416-2422, 1992.
- [84] R. M. Joseph et A. Taflove, “*FDTD Maxwell’s equations models for non-linear electrodynamics and optics*”, IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 45, n°. 3, p. 364-374, 1997.
- [85] L. Gilles, S. C. Hagness, et L. Vázquez, “*Comparaison between staggered and unstaggered finite-difference time-domain grids for few-cycle temporal optical soliton propagation*”, J. Comput Physics, vol. 161, n°. 2, p. 379-400, 2000.
- [86] P. Kolodner, “*Drift, shape, and intrinsic destabilization of pulses of travelling-wave convection*”, Phys. Rev. A, vol. 44, n°.10, p. 6448- 6465, 1991.
- [87] P. Kolodner, “*Extended states of nonlinear traveling-wave convection. I. the Eckhaus instability*”, Phys. Rev. A, vol. 46, n°.10, p. 6431- 6451, 1992 .
- [88] D. R. Nicholson and M. V. Goldman, “*Damped nonlinear Schrödinger equation*”, Phys.

Fluids, vol. 19, n^o.10, p. 1621- 1625, 1976.

[89] N. R. Pereira, “*Soliton in the damped nonlinear Schrödinger equation*”, Phys. Fluids, vol. 20, n^o.10, p. 1735 -1743, 1977.

[90] P.-A. Bélanger, L. Gagnon, and C. Paré, “*Solitary pulses in an amplified nonlinear dispersive medium*”, Opt. Lett., vol. 14, n^o. 17, p. 943- 945, 1989.

[91] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, “*Structures for additive pulse mode locking*”, J. Opt. Soc. Am. B, vol. 8, no. 10, p. 2068 -2076, 1991.

[92] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus & L. E. Nelson, “*77-femtoseconds pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser*”, Opt. Lett., vol. 18, n^o. 13, p. 1080-1082, 1993.

[93] E. Yoshida, Y. Kimura & M. Nakasawa, “*Laser diode-pumped femtosecond erbium-doped fiber laser with a sub-ring cavity for repetition rate control*”, Appl. Phys. Lett., vol. 60, n^o. 8, p. 932-934, 1992.

[94] T. Kapitula, J. N. Kutz, and B. Sandstede, “*Stability of pulses in the master mode locking equation*”, J. Opt. Soc. Am. B, vol. 19, n^o. 4, p. 740 -746, 2002.

[95] M. J. Guy, D. U. Noske et J. R. Taylor, “*Generation of femtosecond soliton by passive mode locking of an ytterbium-erbium figure-of-eight fiber laser*”, Opt. Lett., vol. 18, n^o. 17, p. 1447-1449, 1993.

[96] F. X. Kärtner et U. Keller, “*Stabilization of soliton like pulses with a slow saturable absorber*”, Opt. Lett., vol. 20, p. 16-18, Jan 1995.

[97] B. Collings, S. Tsuda, S. Cundiff, J. N. Kutz, M. Koch, W. Knox & K. Bergman, “*Short cavity erbium/ytterbium fiber lasers mode-locked with a saturable Bragg reflector*”, IEEE J. Selec. Top. Quant. Electronics, vol. 3, p. 1065-1075, 1997.

[98] J. N. Kutz, “*Mode-locking of fiber lasers via nonlinear mode-coupling*, in Dissipative Solitons (N. Akhmediev et A. Ankiewicz, eds)”, vol. 661 in Lecture Notes in Physics, p. 21-35, Springer Berlin / Heidelberg, 2005.

[99] J. N. Kutz, B. J. Eggleton, J. B. Stark & R. E. Slusher, “*Nonlinear pulse propagation in long-period fiber gratings: Theory and experiment*”, IEEE Journal Selec. Top. Quant. Electronics, vol. 3, p. 1232-1245, 1997.

[100] M. E. Fermann, M. J. Andrejco, Y. Silberberg & M. L. Stock, “*Passive mode locking by using nonlinear polarization evolution in a polarization-maintaining erbium-doped fiber*”, Opt. Lett., vol. 18, p. 894-896, 1993.

[101] K. Tamura, H. A. Haus & E. P. Ippen, “*Self-starting additive pulse mode-locked erbium fiber ring laser*”, Electronics Letters, vol. 28, n^o. 24, p. 2226-2228, 1992.

- [102] D. Y. Tang, W. S. Man & H. Y. Tam, “*Stimulated soliton pulse formation and its mechanism in a passively mode-locked fiber soliton laser*”, Opt. Comm., vol. 165, n°. 4-6, p. 189 -194, 1999.
- [103] N. Akhmediev & V. V. Afanasjev, “*Novel arbitrary-amplitude soliton solutions of the cubic-quintic complex Ginzburg-Landau equation*”, Phys. Rev. Lett. vol. 75, p. 2320-2323, 1995.
- [104] J. N. Kutz , “ *Mode-locked soliton lasers* ”, SIAM Review, vol. 48, p. 629-678, 2006.
- [105] H. Haus, “*Mode-locking of lasers*”, IEEE J. Sel. Top. Quant. Electronics, vol. 6, p. 1173-1185, 2000.
- [106] O. E. Martinez, R. L. Fork, & J. P. Gordon, “*Theory of passively mode-locked lasers including self-phase modulation and group-velocity dispersion*”, Opt. Lett., vol. 9, n°. 5, p. 156-158, 1984.
- [107] N. Akhmediev, A. Ankiewicz, M. J. Lederer, and B. Luther-Davies, “*Ultrashort pulses generated by mode-locked lasers with either a slow or a fast saturable-absorber response*”, Opt. Lett., vol. 23, p. 280-282, 1998.
- [108] J. D. Moores, “*On the Ginzburg-Landau laser mode-locking model with fifth-order saturable absorber term*”, Opt. Comm., vol. 96, p. 65-70, 1993.
- [109] W. van Sarloos, “*Fronts, pulses, sources and sinks in generalized complex Ginzburg-Landau equations*”, Physica D, vol. 56, p. 303-367, 1992.
- [110] Thual, O. & Fauve S. “*Localized structures generated by subcritical instabilities*”, J. Phys. France 49, p.1829–1833, 1988.
- [111] M. J. Guy, D. U. Noske & J. R. Taylor, “*Generation of femtosecond soliton by passive mode locking of an ytterbium-erbium figure-of-eight fiber laser*”, Opt. Lett., vol. 18, n°. 17, p. 1447-1449, 1993.
- [112] N. Akhmediev, J. M. Soto-Crespo, M. Grapinet et Ph. Grelu, “*Dissipative soliton interactions inside a fiber laser cavity*”, Optical Fiber Tech., vol. 11, p. 209-228, 2005.
- [113] J. P. Gordon, “*Dispersive perturbations of solitons of the nonlinear Schrödinger equation*”, J. Opt. Soc. Am. B, vol. 9, n°. 1, p. 91-97, 1992.
- [114] N. J. Smith, K. J. Blow et I. Andonovic, “*Sideband generation through perturbations to the average soliton model*”, J. of Lightwave Technology, vol. 10, n°. 10, p. 1329-1333, 1992.
- [115] H. A. Haus, K. Tamura, L. E. Nelson, and E. P. Ippen, “*Stretched-pulse additive-pulse mode-locking in fiber ring lasers: theory and experiment*”, IEEE J. Quantum Electron.vol.31, p. 591-598, 1995.

- [116] K. Tamura, L. E. Nelson, H. A. Haus, E. P. Ippen, “*Solitons versus nonsoliton operation of fiber ring lasers*”, Appl. Phys. Lett. vol. 64, p. 149-151, 1994.
- [117] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus, “*Pulse dynamics in stretched-pulse fiber lasers*”, Appl. Phys. Lett. vol. 67, p. 158-160, 1995.
- [118] G. K. Lenz, K. Tamura, H. A. Haus, and E. P. Ippen, “*All-solid-state femtosecond source at 1.55 μm* ”, Opt. Lett. vol. 20, p. 1289-1291, 1995.
- [119] M. Olivier, V. Roy, M. Piché, F. Babin, “*Pulse collision in the stretched fiber lasers*”, Opt. Lett. vol. 29, p. 1461-1463, 2004.
- [120] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, Y. C. Lee et H. H. Chen, “*Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monopole optical fibers*”, Opt. Lett., vol. 11, n^o. 7, p. 464-466, 1986.
- [121] H. A. Haus, J. D. Moores et L. E. Nelson, “*Effect of third-order dispersion on passive mode locking*”, Opt. Lett., vol. 18, n^o. 1, p. 51-53, 1993.
- [122] T. I. Lakoba et G. P. Agrawal, “*Effects of third-order dispersion on dispersion-managed solitons*”, J. Opt. Soc. Am. B, vol. 16, n^o. 9, p. 1332-1343, 1999.
- [123] T. G. Sindhu, P. B. Bisht, R. J. Rajesh et M. V. Satyanarayana, “*Effect of higher order nonlinear dispersion on ultrashort pulse evolution in a fiber laser*”, Microwave and Optical Tech. Lett. vol. 28, n^o. 3, p. 196-198, 2001.
- [124] F. M. Mitschke et L. F. Mollenauer, “*Discovery of the soliton self-frequency shift*”, Opt. Lett., vol. 11, n^o. 10, p. 659-661, 1986.
- [125] S. V. Chernikov et S. M. J. Kelly, “*Stability of femtosecond solitons in optical fibers influenced by optical attenuation and bandwidth limited gain*”, Electronics Letters, vol. 28, n^o. 3, p. 238-240, 1992.
- [126] N. N. Akhmediev, W. Krolikowski et A. J. Lowery, “*Influence of the Raman-effect on solitons in optical fibers*”, Opt. Comm., vol. 131, p. 260-266, 1996.
- [127] G. Agrawal, “*Nonlinear Fiber Optics*”, 4 Th Edition Academic Press Boston, 2007.
- [128] C. Po-Jui, Y. Chu-Sheng, Wu.Chin-Lung, T. Chun-Hao et C. Hung-chun, “*Application of pseudospectral methods to optical waveguide mode solvers*”, in Integrated Photonics Research and Applications / Nanophotonics for Information Systems, p. IMG4, Opt. Soc. Am., 2005.
- [129] V. M. Pérez-García et L. Xiao-yan, “*Numerical methods for the simulation of trapped nonlinear Schrödinger systems*”, Applied Mathematics and Computation, vol. 144, n^o. 2-3, p. 215-235, 2003.
- [130] Chengying Bao, Xiaosheng Xiao, and Changxi Yang, “*Soliton rains in a normal*

dispersion fiber laser with dual-filter”, Opt. Lett., vol. 38, n°. 11, 2013.

[131] S. Chouli, “*Structures optiques dissipatives en cavité laser à fibre*”, Université de Bourgogne, Thèse de Doctorat, 2011.

[132] S. CHOULI, J.M. SOTO-CRESPO, AND PH. GRELU, “*Optical spectra beyond the amplifier bandwidth limitation in dispersion-managed mode-locked fiber lasers*”, Optics Express, vol. 19, n°. 4, p. 2959-2964, 2011.

[133] M. Lai, J. Nicholson et W. Rudolph, “*Multiple pulse operation of a femtosecond Ti : sapphire laser*”, Opt. Comm., vol. 142, n°. 1-3, p. 45- 49, 1997.

[134] A. Haboucha, ‘*Interaction d’un grand nombre de solitons dans un laser a fibre : “du gaz” au “cristal” de solitons*’’, Thèse de doctorat, soutenue à l’Univ. d’Angers, 2008.

[135] L. F. Mollenauer et R. H. Stolen, “*The soliton laser*”, Opt. Lett. 9, p. 13-15, 1984.

[136] J. Herrmann, V. P. Kalocha et M. Muller, “*Higher-order-phase dispersion in femtosecond Kerr-lens mode-locked solid-state lasers: sideband generation and pulse splitting*”, Opt. Lett., vol. 22, n°. 4, p. 236-238, 1997.

[137] C.-Y. Wang, W. Zhang, K. F. Lee et K. M. Yoo, “*Pulse splitting in a self-mode-locked Ti: sapphire laser*”, Opt. Comm., vol. 137, p. 89-92, 1997.

[138] A. B. Grudinin, D. J. Richardson et D. N. Payne, “*Passive harmonic mode locking of a fiber soliton ring laser*”, Electronics Letters, vol. 29, n°. 21, p. 1860-1861, 1993.

[139] A. B. Grudinin et S. Gray, “*Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers*”, J. Opt. Soc. Am. B, vol. 14, n°. 1, p. 144-154, 1997.

[140] B. C. Collings, K. Bergman ET W. H. Knox, “*Stable multi-gigahertz pulse-train formation in a short-cavity passively harmonic mode-locked erbium/ytterbium fiber laser*”, Opt. Lett., vol. 23, n°. 2, p. 123-125, 1998.

[141] J. N. Kutz, “*Mode locking pulse dynamics in fiber lasers*”, Proceedings of SPIE, vol. 3283, p. 639-651, 1998.

[142] J. N. Kutz, B. C. Collings et W. H. Knox, “*Stabilized pulse spacing in soliton lasers due to gain depletion and recovery*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 34, n°. 9, p. 1749-1757, 1998.

[143] K. S. Abedin, J. T. Gopinath, L. A. Jiang, M. E. Grein, H. A. Haus et E. P. Ippen, “*Self-stabilized passive, harmonically mode-locked stretched-pulse erbium fiber ring laser*”, Opt. Lett., vol. 27, n°. 20, p. 1758-1760, 2002.

[144] M. Hofer, M. E. Fermann, F. Haberl et M. H. Ober, “*Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers*”, IEEE Journal of Quantum Electron, vol. 28, n°. 3, p. 720-728, 1992.

- [145] Ph. Grelu, F. Belhache, F. Guty et J. M. Soto-Crespo, “*Phase-locked soliton pairs in a stretched-pulsed fiber laser*”, Opt. Lett., vol. 27, n°. 11, p. 966-968, 2002.
- [146] F. Amrani, A. Haboucha, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov, F. Sanchez. “*Dissipative solitons compounds in a fiber laser. Analogy with the states of the matter*”. Applied Physics B, vol. 99, p. 107-114, 2010.
- [147] F. Amrani, M. Salhi, H. Leblond, Ph. Grelu and F. Sanchez. “*Universal soliton pattern formations in passively mode-locked fiber lasers*”. Optics Letters, vol. 36, p.1545-1547, 2011.
- [148] M. L. Dennis et I. Duling, “*Experimental study of sideband generation in femtosecond fiber lasers*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 30, p. 1469-1477, 1994.
- [149] V. Roy, “*Lasers à fibre à synchronisation modale passive par rotation non linéaire de la polarisation, Dynamique en régime multi-impulsionnel*”, Université LAVAL QUÉBEC, Thèse de Doctorat, 2007.
- [150] M. Horowitz, Y. Barad, and Y. Silberberg, “*Noiselike pulses with a broadband spectrum generated from an erbium-doped fiber laser*”, Optics letters, vol. 22, n°. 11, p. 799–801, 1997.
- [151] N. J. Smith, F. M. Knox, N. J. Doran, K. J. Blow et I. Bennion, “*Enhanced power solitons in optical fibers with periodic dispersion management*”, Electronics Letters, vol. 32, n°. 1, p. 54-55, 1996.
- [152] R. Trebino, “*Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*”, Boston: Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [153] C. Iaconis and I. A. Walmsley, “*Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses*”, Opt. Lett., vol. 23, p. 792-794, 1998.
- [154] F. Guty, “*Génération d'impulsions solitoniques dans les fibres optiques par instabilité de modulation ou en cavité avec gestion de la dispersion, et caractérisation en intensité et en phase*”, in PhD thesis, Univ. de Bourgogne, 2001.
- [155] P. Lambropoulos, “*Quantum statistics of two-photon quantum amplifier*”, Phys. Rev., vol. 156, n°.2, p. 286-297, 1967.
- [156] P. Lambropoulos, “*Field- correction effects in two-photon processes*”, Phys. Rev., vol. 168, n°. 5, p. 1418-1423, 1968.
- [157] B. R. Mollow, “*Two photon absorption and field correlations functions*”, Phys. Rev., vol. 175, n°. 5, p. 1555-1563, 1968.
- [158] E. J. Atukowicz, Trans. “*On the Determination of the Phase of a Fourier Integral, I*”, Am. Math. Soc., Vol. 83, n° 1, p. 179-192, 1956, et E. J. Atukowicz, “*On the Determination of the Phase of a Fourier Integral, II*”, Trans. Am. Math. Soc., vol. 84, n°. 2, p. 234-238, 1957.
- [159] V. Wong et I. A. Walmsley, “*Analysis of ultrashort pulse-shape measurement using*

- linear interferometers*”, Opt. Lett., vol. 19, n°. 4, p. 287-289, 1994.
- [160] I. A. Walmsley et V. Wong, “*Characterization of the electric field of the ultrashort optical pulses*”, Journal Opt. Soc. Am. B, vol.13, n°. 11, p. 2453-2463, 1996.
- [161] C. Rulliere, *Femtosecond Lasers Pulses*, Springer, 1998.
- [162] Chung and Weiner, IEEE JSTQE, 2001.
- [163] R. Handbury Brown et R.Q. Twiss, “*Correlation between photons in two coherent beams of light*”, Nature, vol.177, n°. 4497, p. 27-29, 1956.
- [164] C. Xu, J. M. Roth, W. H. Knox et K. Bergman, “*Ultra- sensitive autocorrelation of 1.5 μ m light with single photon counting silicon avalanche photodiode*”, Electron. Lett., vol. 28, n°. 2, p. 86-88, 2002.
- [165] U. Andral, R. Si Fodil, F. Amrani, F. Billard, E. Hertz, and P. Grelu “*Fiber laser mode locked through an evolutionary algorithm*”, Optica, Vol. 2, n°. 4, p. 275-278, 2015.
- [166] U. Andral, J. Buguet, R. Si Fodil, F. Amrani, F. Billard, E. Hertz, and P. Grelu, “*Toward an autotuning mode-locked fiber laser cavity*”, JOSA B, vol. 33, n°. 5, p. 825-833, 2016.
- [167] R. Si Fodil, F. Amrani, C. Yang, A. Kellou, and Ph. Grelu, “*Adjustable high-repetition-rate pulse trains in a passively-mode-locked fiber laser*”, Phys. Rev. A, vol. 94, n°.1, 013813, 2016.
- [168] R. Trebino and D. J. Kane, “*Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating*”, Journal Opt. Soc. Am. A, vol. 10, p. 1101-1111, 1993.
- [169] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot, “*Sensitivity of SHG-FROG for the characterization of ultrahigh-repetition-rate telecommunication laser sources*”, Opt. Fib. Tech., vol. 10, p. 73-78, 2004.
- [170] D. N. Fittinghoff, J. L. Bowie, J. N. Sweetser, R. T. Jennings, M. A. Krumbügel, K. W. Delong, R. Trebino, and I. A. Walmsley, “*Measurement on the intensity and phase of ultraweak, ultrashort laser pulses*”, Opt. Lett., vol. 21, p. 884-886, 1996.
- [171] R. Trebino, K. W. Delong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbügel, B. A. Richman, and D. J. Kane, “*Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating*”, Rev. Sci. Instrum., vol. 68, p. 3277-3295, 1997.
- [172] I. Will, P. Nickles, M. Schnuerer, M. Kalashnikov, and W. Sandner, “*Compact FROG system useful for measurement of multiterawatt laser pulses*”, Opt. Comm., vol. 132, p. 101-106, 1996.
- [173] D. J. Kane and R. Trebino, “*Single-shot measurement of the intensity and phase of an*

- arbitrary ultrashort pulse by using frequency-resolved optical gating*”, Opt. Lett., vol. 18, p. 823-825, 1993.
- [174] K. Taira and K. Kikuchi, “*Frequency-resolved optical gating cross-correlator for complete and rapid retrieval of waveform and phase of optical pulses at 1.55 μ m*”, Electron. Lett., vol. 37, p. 311-312, 2001.
- [175] F. Gутty, S. Pitois, P. Grelu, G. Millot, M. D. Thomson, and J. M. Dudley, “*Generation and characterization of 0.6-THz polarization domain-wall trains in an ultralow-birefringent spun fiber*”, Opt. Lett., vol. 24, p. 1389-1391, 1999.
- [176] T. Tsang, M. A. Krumbügel, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, and R. Trebino, “*Frequency-resolved optical-gating measurements of ultrashort pulses using surface third-harmonic generation*”, Opt. Lett., vol. 21, p. 1381-1383, 1996.
- [177] T. S. Clement, A. J. Taylor, and D. J. Kane, “*Single-shot measurement of the amplitude and phase of ultrashort laser pulses in the violet*”, Opt. Lett., vol. 20, p. 70-72, 1995.
- [178] M. D. Thomson, J. M. Dudley, L. P. Barry, and J. D. Harvey, “*Complete pulse characterization at 1.5 μ m by cross-phase modulation in optical fibers*”, Opt. Lett., vol. 23, p. 1582-1584, 1998.
- [179] P. A. Lacourt, M. Gross, S. Ralph, and J. M. Dudley, “*Frequency Resolved Optical Gating at 1550 nm Using Semiconductor Optical Amplifier Four-Wave Mixing*”, presented at OFC, 2003.
- [180] P. A. Lacourt, J. M. Dudley, J. M. Merolla, H. Porte, J. P. Goedgebuer, and W. Rhodes, “*Milliwatt-peak-power pulse characterization at 1.55 μ m by wavelength-conversion frequency-resolved optical gating*”, Opt. Lett., vol. 27, p. 863-865, 2002.
- [181] C. Iaconis and I. A. Walmsley, “*Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulse*”, Opt. Lett., vol. 23, p. 792-794, 1998.
- [182] T. M. Shuman, M. E. Anderson, J. Bromage, C. Iaconis, L. Waxer, and I. A. Walmsley, “*Real-Time SPIDER: ultrashort pulse characterization at 20 Hz*”, Opt. Express, vol. 5, p. 134-143, 1999.
- [183] J. Fatome, “*Propagation d’impulsions ultra-courtes à 160-Gb/s dans des lignes de fibres optiques gérées en dispersion*”, Thèse de Doctorat, Univ. de Bourgogne, 2004.
- [184] I. Gallmann, D. H. Sutter, N. Matuschek, G. Steinmeyer, U. Keller, C. Iaconis, and I. A. Walmsley, “*Characterization of sub-6-fs optical pulses with spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction*”, Opt. Lett., vol. 24, p. 1314-1316, 1999.
- [185] P. Baum, S. Lochbrunner, and E. Riedle, “*Zero-additional-phase SPIDER: full characterization of visible and sub- 20-fs ultraviolet pulses*”, Opt. Lett., vol. 29, p. 210-212,

2004.

- [186] H. A. Haus and W.S. Wong, “*Mode-Locking of Fiber Lasers via Nonlinear Mode-Coupling*”, Rev. Mod. Phys. vol. 68, p. 423, 1996.
- [187] S. C. Zeller, T. Südmeyer, K. J. Weingarten, and U. Keller, “*Passively mode-locked 77 GHz, Er: Yb: glass laser*”, Journal: Electronics Lett., 43, vol. 1, p. 32-33, 2007.
- [188] K. Merghem, A. Akrouit, A. Martinez, G. Aubin, A. Ramdane, F. Lelarge, and G.-H. Duan, “*Pulse generation at 346 GHz using a passively mode-locked laser*”, Appl. Phys. Lett. vol. 94, 021107, 2009.
- [189] C. Lecaplain and Ph. Grelu, “*Multi-gigahertz repetition-rate-selectable passive harmonic mode locking of a fiber laser*”, Opt. Express 21, p. 10897-10902, 2013.
- [190] D. Y. Tang, W.S. Man, and H.Y. Tam, “*Mode-locking of Fiber Laser via Nonlinear Mode-Coupling*”, Opt. Comm., p. 165,189, 1999.
- [191] A. B. Grudinin and S. Gray, “*Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers*”, Journal. Opt. Soc. Am. B, vol. 14, vol. 1, p. 144-155, 1997.
- [192] D. J. Richardson, R.I. Laming, D.N. Payne, V.J. Matsas, and M.W. Philips, “*Pulse repetition rates in passive, self-starting, femtosecond, soliton fiber laser*”, Electron. Lett. vol. 27, p. 1451-1453, 1991.
- [193] F. Amrani, A. Haboucha, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov, Ph. Grelu, and F. Sanchez, “*Passively mode-locked erbium-doped double-clad fiber laser operating at the 322nd harmonic*”, Opt. Lett., vol. 34, n°. 14, p. 210-2122, July 15, 2009.
- [194] J. N. Kutz, B. Collings, K. Bergman, and W. Knox, “*Stabilized pulse spacing in soliton laser due to gain depletion and recover*”, IEEE J. Quant. Electronics, vol.34, p. 1749-1757, 1998.
- [195] P. Franco, F. Fontana, I. Cristiani, M. Midrio, and M. Romagnoli, “*Self-induced modulational-instability laser*”, Opt. Lett., vol.20, n°. 19, p. 2009-2011, 1995.
- [196] L. G. Yang, S.S. Jyu, C.W. Chow, C.H. Yeh, C.Y. Wong, H.K. Tsang, and Y. Lai, “*A 110 GHz passive mode-locked fiber laser based on a nonlinear silicon-micro-ring resonator*”, Laser Phys. Lett., vol. 11, n°. 6, 065101, 2014.
- [197] T. B. Benjamin and J.E. Feir, “*The disintegration of wave trains on deep water*”, J. Fluid Mech., 27 p. 417–430, 1967.
- [198] T. B. Benjamin, “*Instability of periodic wave trains in nonlinear dispersive Systems*”, Proc. R. Soc. Ser. a, 229(1456), p. 59–76, 1967.
- [199] D. Anderson and M. Lisak, “*Modulational instability of coherent optical-fiber transmission signals*”, Opt. Lett., 9(10), p. 468–470, 1984.

- [200] A. Pasquazi, M. Peccianti, D.J. Moss, S.T. Chu, B.E. Little, and R. Morandotti, *Chapt. 9 in Nonlinear Optical Cavity Dynamics*, Ph. Grelu (Ed.), Wiley-VCH, 2016.
- [201] A. Peyrilloux, « *Modélisation et caractérisation de fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques* », Thèse de doctorat, Limoges, 2003.
- [202] J. P. Gordon, J. Opt. Soc. Am. B Vol. 9, no. 1/January 1992 ; S. M. J. Kelly, “*Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton*”, Electronics Lett., vol. 28, p. 806-807, 1992.
- [203] N. Pandit, D. U. Noske, S. M. J. Kelly, and J. R. Taylor, “*Characterstic instability of fiber loop soliton lasers*”, Electronics Lett., vol. 28, n°. 5, p. 455-456, 1992.
- [204] A. Pasquazi, M. Peccianti, Brent E. Little, Sai T. Chu, David J. Moss, and Roberto Morandotti, “*Stable, dual mode, high repetition rate mode-locked based on a microring resonator*”, Opt. Express, vol. 20, n°. 24, 2012.
- [205] S. CHOULI AND PH. GRELU, “*Soliton rains in a fiber laser: an experimental study*” Phys. Rev. A, vol. 81, 063829, 2010.
- [206] S. CHOULI AND PH. GRELU, “*Rains of Solitons in a Fiber Laser*”, Optics Express, vol. 17, n°. 14, p. 11776-11781, 2009.
- [207] A. NIANG, F. AMRANI, M. SALHI, PH. GRELU, AND F. SANCHEZ, “*Rains of solitons in a figure-of-eight passively mode-locked fiber laser*”, Applied Physics B, DOI 10.1007/s00340-014-5760-y, vol. 116, p. 771–775, 2014.
- [208] F. SANCHEZ, PH. GRELU, H. LEBLOND, A. KOMAROV, K. KOMAROV, M. SALHI, A. NIANG, F. AMRANI, C. LECAPLAIN, AND S. CHOULI, “*Manipulating dissipative soliton ensembles in passively mode-locked fiber lasers*,” Optical Fiber Technology, vol. 20, p. 562–574, 2014.
- [209] F. SANCHEZ, A. KOMAROV, PH. GRELU, M. SALHI, K. KOMAROV, AND H. LEBLOND, “*Collective dissipative soliton dynamics in passively mode-locked fiber lasers*,” in *Nonlinear Optical Cavity Dynamics: from microresonators to fiber lasers*, Ph. Grelu (Ed.) Wiley-VCH, 2016.
- [210] Thierry Chartier, Ammar Hideur, Cafer Özkul, François Sanchez, and Guy M. Stéphan, “*Measurement of the elliptical birefringence of single-mode optical fibers*”, Applied Optics, vol. 40, issue 30, p. 5343-5353, 2001.