

N° d'ordre : 41518

UNIVERSITÉ LILLE1 - SCIENCES ET TECHNOLOGIES

École Doctorale :

Sciences de la Matière, du Rayonnement et de l'Environnement

## THÈSE DE DOCTORAT

présentée en vue d'obtenir le titre de

DOCTEUR EN PHYSIQUE DE L'UNIVERSITÉ LILLE1

Mention :

OPTIQUE ET LASERS, PHYSICO-CHIMIE, ATMOSPHERE

# Propagation d'impulsions solitoniques dans des fibres optiques à dispersion variable

par

Abdelkrim BENDAHDANE

Thèse dirigée par Alexandre KUDLINSKI et Arnaud MUSSOT

préparée au

Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules

Date de soutenance le 15 Octobre 2014

### Jury :

<i>Président du jury :</i>	AbdelMajid TAKI	-	Université de Lille1
<i>Rapporteurs :</i>	Sébastien FÉVRIER	-	Université de Limoges
	Stefano TRILLO	-	Università degli studi di Ferrara
<i>Examineurs :</i>	Ammar HIDEUR	-	Université de Rouen
	Bertrand KIBLER	-	Université de Bourgogne
	Hervé RIGNEAULT	-	Université d'Aix Marseille
<i>Directeur :</i>	Alexandre KUDLINSKI	-	Université de Lille1
<i>Co-directeur :</i>	Arnaud MUSSOT	-	Université de Lille1



*à mes parents,  
à Amine et Lina,*



# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier M. George Wlodarczack, directeur du laboratoire PhLAM, et M. Mohamed Bouazaoui, responsable du groupe photonique, de m'avoir accueilli au sein de l'établissement où les présents travaux de recherche furent effectués. Par ailleurs, je souhaite remercier M. Marc Douay et M. Yves Quiquempois, qui leur ont succédé et leur souhaiter une bonne chance.

Ce travail n'aurait jamais vu le jour sans les financements accordés par le CNRS et la région Nord-Pas-de-Calais. Je remercie sincèrement ces deux organismes pour leurs aides précieuses.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à M. Alexandre Kudlinski et M. Arnaud Mussot pour avoir encadré, guidé et suivi avec attention mes travaux de thèse durant toutes ces années. Je les remercie particulièrement pour leur disponibilité et les relectures minutieuses de ce manuscrit. Merci infiniment pour votre confiance !

J'adresse mes remerciements aux différents rapporteurs et examinateurs qui ont pris de leur temps afin d'évaluer mon travail : M. Stefano Trillo, Professeur à l'Università degli studi di Ferrara ; M. Sébastien Février, Maître de Conférences à l'Université de Limoges ; M. Ammar Hideur, Maître de Conférences à l'Université de Rouen ; M. Bertrand Kibler, chargé de recherche CNRS à l'Université de Bourgogne ; M. Hervé Rigneault, Directeur de recherche CNRS à l'Université d'Aix Marseille ; et AbdelMajid Taki, Professeur à l'Université de Lille.

Je remercie les membres de l'équipe Mosaïc de l'institut Fresnel qui m'ont chaleureusement accueilli durant les quelques jours que j'y ai passé. Je remercie également Pascal Szriftgiser, pour son aide expérimental précieuse, et mon pote Ben Barviau qui m'a mis le pied à l'étrier de la simulation GNLSE (cette thèse te doit beaucoup).

Je voudrais remercier mes nombreux collègues de bureau (ceux du 235 puis du 104) pour leur sympathie et leur bonne humeur. Merci à toi Damien, Yacoub, Guillaume, Aurélie (je te souhaite tout le bonheur du monde avec Benj), Manja (a.k.aManz), Stéphane+ (alias le Maître du jeu), Xie, Matteo, Ass3ad (le Frenchy), Manon, Shaofei.

Je remercie également l'ensemble des membres de l'IRCICA avec qui j'ai eu le plaisir d'interagir et de partager de très agréables moments. Je remercie particulièrement Antoine (mon parrain Numéricable), Karen (la princesse des îles) et bien sûr Rémi (à quand le troisième album ??). Les adeptes des débats animés du vendredi soir : Benoît (merci d'avoir prêté attention à toutes mes théories loufoques!), Quentin, Melinda, Isabelle et Léa. Je n'oublie pas bien sûr Olivier (le boss des solitons

courts), Géraud (notre ancienne mascotte), Laurent, Julie B, Damien B, Coralie, Philippe, Inna, Constance, Andy, Rémi B, Laure, Gilbert, Maryse... et celles et ceux que j'aurais oubliés.

Je remercie vivement et souhaite une bonne continuation aux thésards du bureau 106 avec lesquels j'ai passé de très bons moments : Flavie (Futur reine de Matlab), Pierre (le fou d'abeilles), François (c'est pour quand mes M&M's personnalisés ?), Carmen et Jean-Paul (le futur pape). Je remercie aussi tous les anciens thésards et stagiaires que j'ai eu l'occasion de côtoyer durant ma thèse : Maxime Droques, Guillaume Beck, Pierre Calvet, Quentin B et Sarah. Ainsi que la bande du master, Priscille, Michka, Julie P, Eléonore et tous les thésards que j'ai rencontrés durant les formations de l'école doctorale.

Enfin, je tiens à remercier mes proches pour leur soutien indéfectible.

# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>3</b>
<b>I Phénomènes optiques dans les fibres et leur modélisation</b>	<b>7</b>
<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>1 Principe de guidage, effets linéaires et non-linéaires dans les fibres optiques</b>	<b>11</b>
1.1 Fibres optiques conventionnelles . . . . .	11
1.2 Fibres optiques microstructurées (FOMs) . . . . .	12
1.3 Mécanismes de guidage dans les fibres optiques microstructurées . . . . .	13
1.3.1 Fibres microstructurées à cœur de haut indice . . . . .	14
1.3.2 Fibres microstructurées à cœur de bas indice . . . . .	15
1.3.3 Quelques exemples de structures de FOMs originales et leurs applications . . . . .	16
1.4 Effets linéaires dans les fibres optiques . . . . .	17
1.4.1 Pertes linéiques . . . . .	17
1.4.2 Dispersion chromatique de vitesse de groupe . . . . .	18
1.5 Effets non-linéaires dans les fibres optiques . . . . .	22
1.5.1 Origine de la non-linéarité dans les fibres optiques . . . . .	22
1.5.2 L'effet Kerr optique . . . . .	22
1.5.3 Mélange à quatre ondes . . . . .	25
1.5.4 Diffusion Raman . . . . .	25
1.5.5 Rétro-diffusion Brillouin . . . . .	26
1.6 Équation de propagation non-linéaire . . . . .	26
<b>2 Solitons optiques temporels</b>	<b>29</b>
2.1 Solitons optiques . . . . .	29
2.2 Solitons d'ordre supérieur . . . . .	29
2.3 Perturbation de la propagation de solitons . . . . .	30
2.3.1 Cas d'un Soliton fondamental . . . . .	30
2.3.2 Cas des Solitons d'ordres supérieurs . . . . .	33
<b>3 Modélisation numérique dans les fibres optiques</b>	<b>35</b>
3.1 Modélisation des propriétés de guidage d'une fibre . . . . .	35
3.1.1 Méthode des éléments finis . . . . .	35
3.1.2 Méthode empirique de Saitoh-Koshiba . . . . .	36
3.2 Simulation de la propagation non-linéaire dans une fibre optique . . . . .	37
3.2.1 Résolution numérique de l'équation de propagation . . . . .	37

3.2.2	Modélisation du bruit . . . . .	38
3.3	Méthode de visualisation Spectro-temporelle . . . . .	38
	<b>Conclusion</b>	<b>40</b>
<b>II</b>	<b>Contrôle spectral et spectro-temporel de solitons dans des fibres optiques topographiques</b>	<b>41</b>
	<b>Introduction</b>	<b>43</b>
<b>4</b>	<b>Contrôle spectral de solitons dans des fibres optiques topographiques</b>	<b>45</b>
4.1	État de l'art et contexte . . . . .	45
4.2	Modèle semi-analytique de Gordon . . . . .	46
4.2.1	Mise en évidence du problème . . . . .	46
4.2.2	Évaluation de l'auto-décalage fréquentiel . . . . .	47
4.3	Mise en place d'un algorithme de résolution de problèmes inverses . . . . .	49
4.3.1	Nécessité d'une méthode de résolution inverse . . . . .	49
4.3.2	Fonctionnement de l'algorithme de descente . . . . .	50
4.3.3	Description du profil . . . . .	51
4.3.4	Validation du code informatique de résolution . . . . .	52
4.4	Résultats numériques de contrôle du décalage spectral . . . . .	53
4.5	Résultats expérimentaux de contrôle du décalage spectral . . . . .	55
4.5.1	Obtention d'un soliton fondamental en entrée des fibres topographiques . . . . .	55
4.5.2	Caractéristiques des fibres fabriquées . . . . .	56
4.5.3	Dispositif expérimental . . . . .	57
4.5.4	Résultats de découpes successives . . . . .	57
4.6	Influence de l'absorption des ions hydroxydes . . . . .	60
4.7	Décalage séquentiel contrôlé . . . . .	61
4.8	Conclusion du chapitre 4 . . . . .	62
<b>5</b>	<b>Contrôle spectro-temporel de solitons dans des fibres optiques topographiques</b>	<b>63</b>
5.1	État de l'art et contexte . . . . .	63
5.2	Contrôle de la durée d'un soliton . . . . .	65
5.3	Conversion spectro-temporelle de solitons . . . . .	66
5.4	Détermination du profil d'effilage . . . . .	68
5.4.1	Méthode de recherche linéaire . . . . .	68
5.4.2	Utilisation de l'algorithme . . . . .	69
5.5	Prise en compte de l'atténuation de la fibre . . . . .	71
5.5.1	Nouvelle expression de la durée du soliton . . . . .	71
5.5.2	Résolution par la Méthode de l'algorithme du gradient (Gradient descent) . . . . .	72

5.5.3	Résultats de l'algorithme du gradient . . . . .	72
5.6	Conclusion du chapitre 5 . . . . .	74
	<b>Conclusion</b>	<b>74</b>
<b>III Génération d'ondes dispersives multiples et cascade d'ondes dispersives dans une fibre optique à dispersion variable</b>		<b>75</b>
	<b>Introduction</b>	<b>77</b>
<b>6</b>	<b>Génération d'ondes dispersives multiples et de cascades d'ondes dispersives dans une fibre optique à dispersion variable</b>	<b>79</b>
6.1	Contexte . . . . .	79
6.2	Émission d'une onde dispersive au deuxième zéro de dispersion d'une fibre uniforme . . . . .	81
6.3	Propriétés de la fibre optique réalisée . . . . .	82
6.4	Dispositif expérimental . . . . .	83
6.5	Résultats expérimentaux et comparaison avec les simulations . . . . .	84
6.5.1	Décalage séquentiel du soliton . . . . .	84
6.5.2	Génération d'une cascade d'ondes dispersives . . . . .	86
6.5.3	Génération d'ondes dispersives multiples . . . . .	91
6.5.4	Génération d'une onde dispersive polychromatique . . . . .	93
6.5.5	Génération d'un continuum d'ondes dispersives . . . . .	94
	<b>Conclusion</b>	<b>96</b>
<b>IV Stabilisation de breathers d'Akhmediev dans une fibre optique à dispersion variable</b>		<b>97</b>
	<b>Introduction</b>	<b>99</b>
<b>7</b>	<b>Introduction aux solutions périodiques de l'ESNL</b>	<b>101</b>
7.1	Instabilité de modulation . . . . .	101
7.2	Solutions analytiques de l'ESNL . . . . .	103
7.2.1	Soliton de Peregrine . . . . .	104
7.2.2	Breathers d'Akhmediev . . . . .	105
7.2.3	Solitons de Kuznetsov-Ma (Solitons KM) . . . . .	107
7.3	Excitation d'un breather d'Akhmediev sous des conditions réalistes . . . . .	108
<b>8</b>	<b>Dynamique de stabilisation de breathers d'Akhmediev dans une fibre à dispersion variable</b>	<b>111</b>
8.1	Contexte . . . . .	111
8.2	Solution proposée . . . . .	111
8.3	Résultats numériques de stabilisation . . . . .	113

8.3.1	Association de deux fibres de dispersions différentes . . . . .	113
8.3.2	Influence de l'ordre $N_{AB}$ et du paramètre de modulation $a$ . . . . .	114
8.3.3	Effet de l'atténuation de la fibre . . . . .	116
8.4	Résultats expérimentaux . . . . .	116
8.4.1	Propriétés des fibres fabriquées . . . . .	116
8.4.2	Montage expérimental . . . . .	117
8.4.3	Résultats de découpes successives dans la fibre uniforme . . . . .	118
8.5	Comparaison avec les simulations numériques . . . . .	121
	<b>Conclusion</b>	<b>124</b>
	<b>Conclusion générale</b>	<b>125</b>
<b>V</b>	<b>Annexes</b>	<b>129</b>
<b>A</b>	<b>Méthode empirique de Saitoh-Koshiha</b>	<b>131</b>
A.1	Calcul de la dispersion . . . . .	131
A.2	Calcul du coefficient non-linéaire . . . . .	132
<b>B</b>	<b>Source de solitons énergétiques adaptée à l'imagerie bio-photonique</b>	<b>135</b>
B.1	Fibre BIP pour la génération de solitons énergétiques . . . . .	136
B.2	Dispositif d'imagerie non-linéaire basé sur une fibre optique à BIP . . . . .	139
<b>C</b>	<b>Génération d'un breather d'Akhmediev dans une fibre SMF28</b>	<b>147</b>
<b>D</b>	<b>Bibliographie de l'auteur</b>	<b>149</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>151</b>

*« Si je me trompe, je suis »*

- Saint Augustin -



# Introduction générale

Un soliton est une onde localisée se propageant sans déformation dans un milieu non-linéaire et dispersif (ou diffractant). La première observation de ce phénomène a été rapportée, en 1834, par le physicien écossais John Scott Russell (1808-1882). Alors qu'il se promenait le long du canal d'Édimbourg, il observa, suite à l'arrêt d'une barque, la formation d'une onde hydrodynamique "solitaire" qui se propagea sur plusieurs kilomètres sans faiblir ni s'étaler. Marqué par cette observation qui allait au-delà des lois de la physique de l'époque, Russell passa plusieurs années à étudier ce phénomène et à chercher à le reproduire grâce à un réservoir d'eau installé dans son jardin. En 1844, il compila l'ensemble de ces observations dans un rapport qu'il présenta à une réunion de l'association britannique pour l'avancement des sciences [1]. Cependant, il aura fallu attendre les travaux théoriques de Korteweg et de Vries, en 1895, pour que l'existence de ce phénomène découvert par Russell soit totalement admise. Mais le mystère ne fut pas entièrement résolu pour autant, car il fallut encore attendre 1965 et les travaux de Zabusky et M. D. Kruskal [2] pour, enfin, avoir une réelle explication théorique du phénomène « soliton ».

En optique fibrée, c'est Hasegawa et Tappert au laboratoire "*Bell Labs*" [3] qui démontrèrent en 1973, grâce à des simulations numériques, que l'effet de l'auto-modulation de phase pouvait compenser parfaitement une dispersion chromatique anormale donnant naissance à des solitons optiques temporels. Ils proposèrent également d'utiliser ces impulsions afin de réaliser des télécommunications optiques. Malheureusement, le manque de sources picosecondes à des longueurs d'onde supérieures à 1300 nm (limite inférieure de la dispersion anormale dans les fibres optiques conventionnelles à cette époque) a retardé leur observation expérimentale jusqu'à l'année 1980 [4]. Cette observation a eu un fort impact dans le domaine de l'optique et fut rapidement suivie par :

- L'observation de solitons d'ordres supérieurs [5] puis de leur fission [6, 7].
- L'observation de la génération d'ondes dispersives [8, 9, 10] (la nature de ces radiations ne fut toutefois comprise que quelques années plus tard [11]).
- La réalisation d'une télécommunication optique, sur une distance de 4000 km, basée uniquement sur la transmission de solitons, [12].

Au cours de la même période, fut découvert, en 1986, l'auto-décalage Raman de solitons (ADRS) [13, 14]. Cela consiste en un décalage continu du soliton vers les grandes longueurs d'onde à cause de la diffusion Raman stimulée. L'intérêt principal de l'ADRS est de permettre la mise au point de sources d'impulsions courtes accordables en longueurs d'onde par simple ajustement de la puissance de pompe [15]. En 2000, la mise au point de fibres optiques microstructurées avec une dispersion anormale dans le visible [16] a donné un second souffle aux recherches concernant les solitons. En effet, il était devenu possible d'exciter des solitons, puis d'étudier leur comportement, à l'aide de sources lasers impulsives tels que

les lasers Ti:Sa ou les oscillateurs lasers basés sur des matériaux dopés aux ions ytterbium communément utilisées dans les laboratoires d'optiques. Ainsi, au début des années 2000, l'association des connaissances liées à l'ADRS et aux lasers a permis la mise au point de sources accordables en longueurs d'onde dans l'intervalle 800-1100 nm [17, 18]. Cette fenêtre spectrale est particulièrement recherchée pour les applications de spectroscopie/microscopie bio-photoniques car elle permet de minimiser les absorptions dues à l'eau contenue dans les échantillons étudiés [19].

D'un point de vue plus fondamental, l'ADRS fait partie des mécanismes permettant la transformation d'une pompe puissante (continue ou impulsionnelle), injectée en régime de dispersion anormal d'une fibre optique, en un supercontinuum très étendu spectralement [20]. Dans ce contexte, la collision de plusieurs solitons peut également conduire à la génération d'événements extrêmes rares désignés dans la littérature par *ondes scélérates optiques* [21, 22].

L'introduction d'une variation longitudinale des propriétés de la fibre utilisée, grâce à un effilage de son diamètre a ouvert un nouvel horizon de recherche en optique non-linéaire et a rendu possible l'étude de phénomènes nouveaux liés à l'ADRS. Ce type de contrôle longitudinal a permis notamment d'exalter l'auto-décalage solitonique [23], d'augmenter la largeur spectrale d'un supercontinuum [24] tout en diminuant ses fluctuations tirs à tirs [25] ou encore d'observer un retour vers le bleu d'un soliton [26].

Nos recherches s'inscrivent dans la continuité de ces travaux. En effet, nous proposons d'utiliser des variations longitudinales des propriétés de guidage de fibres optiques afin de contrôler la propagation de solitons courts. Plus précisément, nous nous sommes intéressés à trois sujets distincts :

- Le contrôle spectral puis ensuite spectro-temporel de solitons dans des fibres optiques topographiques ;
- La génération d'ondes dispersives multiples et de cascades d'ondes dispersives à partir de solitons dans des fibres optiques possédant un zéro de dispersion oscillant ;
- Le contrôle de la dynamique de breathers d'Akhmediev.

Dans ce travail, les fibres optiques, dont les propriétés linéaires et non-linéaires sont adaptées en fonction de l'évolution du champ qui s'y propage sont désignés par le terme "*fibres topographiques*". Elles constituent un point central dans notre problématique, car ce sont elles qui nous permettront d'atteindre nos objectifs. Nous nous appuyerons pour cela sur les dernières innovations apportées à la plateforme technologique PhLAM/IRCICA, qui dispose d'un système permettant la fabrication de fibres dont le diamètre varie à souhait au cours du fibrage. Un soin particulier fut apporté à ce système afin de réduire les fluctuations et d'améliorer le contrôle longitudinal des profils de fibres fabriquées. Nous avons, également, mis au point des codes de modélisations numériques afin de concevoir des fibres optiques avec les propriétés désirées, puis de simuler la propagation d'impulsions lumineuses intenses dans ces guides d'ondes.

Ce manuscrit a été divisé en quatre parties, elles-mêmes divisées en chapitres :

Dans la première partie, nous introduisons le concept de fibre optique conventionnelle et microstructurée. Nous présentons ensuite les principaux effets linéaires et non-linéaires rencontrés dans une fibre optique et nous montrons comment la microstructure permet d'apporter un degré de contrôle inaccessible aux fibres standards. Nous décrivons ensuite les principales caractéristiques des solitons optiques fondamentaux et d'ordres supérieurs ainsi que l'influence qu'exercent sur eux les effets d'ordres élevés de la dispersion et de la non-linéarité. Enfin, pour clore cette partie introductive, nous présenterons les outils de simulation numérique des propriétés linéaires et non-linéaires que nous avons utilisés dans ce travail.

La seconde partie du manuscrit est consacrée au contrôle passif de la dynamique de propagation de solitons dans une fibre optique topographique. Cette étude a été divisée en deux étapes faisant appel à des méthodes de résolutions de problèmes inverses afin de déterminer les profils de fibres optimaux. Dans la première étape, présentée au chapitre 4, nous étudions la dynamique du décalage spectral d'un soliton au cours de sa propagation dans le but de comprendre l'influence des paramètres de la fibre sur ce décalage et ainsi pouvoir contrôler précisément sa longueur d'onde. La seconde étape présentée, dans le chapitre 5, consiste à contrôler simultanément la longueur d'onde et la durée des solitons délivrés à la sortie d'une fibre optique. Pour cela, nous étudions l'influence de l'évolution transverse des paramètres de la fibre sur la durée des solitons et identifions des profils de fibres permettant un contrôle à la fois spectral et temporel.

Dans la troisième partie, nous nous intéressons à la perturbation d'un soliton par les ordres de dispersion supérieurs à deux. Nous rappelons d'abord les mécanismes de génération d'une onde dispersive, à partir d'un soliton, à proximité de la seconde longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique uniforme. Puis, nous étudions expérimentalement et numériquement la génération d'ondes dispersives dans une fibre optique microstructurée effilée. Le profil de cette fibre est conçu de telle sorte qu'un soliton se décalant par effet Raman croise plusieurs fois le second zéro de dispersion de la fibre. Ceci mène à une dynamique riche dans laquelle de multiples ondes dispersives sont émises par un seul soliton. Nous montrons alors que ces ondes dispersives restent temporellement localisées en raison de la variation de la dispersion et qu'elles émettent leurs propres ondes dispersives lorsqu'elles passent en zone anormale par un processus que nous nommons *cascade d'ondes dispersives*.

Enfin, dans la quatrième partie, nous présentons les caractéristiques de propagation de *breathers d'Akhmediev* dans une fibre optique uniforme. Nous décrivons ensuite la solution que nous proposons afin de stabiliser le train d'impulsions créé à son point de compression maximale. Cette solution se base sur l'adaptation de la valeur de la dispersion afin de convertir le train d'impulsions créé en un train de solitons stables. Nous la démontrons numériquement puis la mettons en œuvre expérimentalement.



Première partie

**Phénomènes optiques dans les  
fibres et leur modélisation**



## Introduction

La première démonstration de guidage de la lumière fut réalisée au début des années 1840 par les physiciens Jean-Daniel Colladon et Jacques Babinet. En injectant de la lumière dans un jet d'eau, ils montrèrent la possibilité de dévier le chemin de ce faisceau de lumière pour lui donner une trajectoire courbe suivant celle du jet d'eau.

Ce mécanisme de guidage repose sur le phénomène de réflexion totale qui se produit, d'après les lois de Snell-Descartes, uniquement lorsque la lumière passe d'un milieu de haut indice (ici l'eau) vers un milieu de faible indice (l'air). Ainsi, au lieu d'être réfractée dans l'air, la lumière est au contraire totalement réfléchie à chaque fois qu'elle rencontre une interface eau/air. Elle reste donc piégée et se propage uniquement le long du faisceau d'eau. Pour se produire, l'effet de réflexion totale nécessite un angle d'incidence de la lumière  $\theta_i$  dans le milieu guidant inférieur à un angle limite  $\theta_l$  donné par la relation :

$$\theta_i < \theta_l = \arcsin(n'/n) \quad (1)$$

où  $n$  est l'indice de réfraction du milieu guidant et  $n'$  celui du milieu qui l'entoure ( $n > n'$ ).

Durant les années 1950, les travaux de Van Heel puis de Curtis permirent de mettre au point la première véritable fibre optique en verre [27] guidant la lumière par le mécanisme de réflexion totale interne. Celle-ci fut dotée d'une gaine optique afin de permettre un meilleur confinement de la lumière. Plus tard, au milieu des années soixante, furent réalisées les premières expériences de transmission d'informations utilisant des fibres optiques en verre combinées à des sources lasers [27]. Cependant, les fibres utilisées pour ces tentatives souffraient de fortes pertes ce qui limita leur utilisation à de très courtes distances. Comme cela fut établi par Charles Kao et George Hockham, ces pertes étaient essentiellement dues au fort taux d'impuretés dans la silice et non pas à un effet physique comme la diffusion par exemple [28, 29]. Kao et Hockham conclurent également que les pertes fondamentales d'une fibre optique en silice étaient inférieures à 20 dB/km. Ces résultats stimulèrent de nombreuses équipes de recherches et quelques années plus tard, en 1970, apparut la première fibre optique, mise au point par la société Corning, possédant des pertes de 17 dB/km à 633 nm [27]. Ces pertes n'ont cessé de baisser pour atteindre 0,2 dB/km à 1550 nm, moins d'une dizaine d'années plus tard. Ce développement très rapide a conduit à une vraie révolution dans le domaine des télécommunications. Il stimula également de nombreux développements techniques, technologiques et de compréhension théorique qui profitèrent largement aux domaines des lasers et de l'optique non-linéaire.

Dans cette partie, nous introduisons, dans le premier chapitre, le concept de fibre optique conventionnelle et microstructurée. Nous décrivons ensuite les principaux effets linéaires et non-linéaires rencontrés dans une fibre optique et montrons comment la microstructure permet d'apporter un degré de contrôle inaccessible aux

fibres standards. Le deuxième chapitre traite des solitons optiques fondamentaux et d'ordre supérieur ainsi que de l'influence qu'exercent sur eux les effets d'ordres supérieurs de dispersion et de non-linéarité. Enfin, dans le troisième chapitre, nous nous intéressons aux outils de simulation numérique utilisés dans ce travail pour modéliser les propriétés de guidage des fibres et la propagation non-linéaire d'impulsions.

# Principe de guidage, effets linéaires et non-linéaires dans les fibres optiques

## 1.1 Fibres optiques conventionnelles

Une fibre optique dite conventionnelle est constituée d'une partie centrale d'indice de réfraction  $n_c$ , nommée cœur, entourée d'une gaine optique d'indice de réfraction  $n_g$  légèrement plus faible. Le tout est recouvert d'une gaine en polymère servant à protéger et à donner de la souplesse mécanique à la fibre (Fig. 1.1). Elle permet également d'évacuer les modes de gaines vers l'extérieur de la fibre. Le cœur et la gaine d'une fibre optique sont le plus souvent composés d'un verre à base de silice. Conformément aux lois de Snell-Descartes, la différence d'indice  $n_c - n_g$  doit être strictement positive afin d'assurer un guidage de la lumière via le mécanisme de réflexion totale interne décrit précédemment. Cette différence d'indice est généralement inférieure au pour cent [30] et est contrôlée par l'ajout de différents éléments dopants au cœur ou à la gaine de la fibre. Les dopants les plus communément utilisés pour augmenter l'indice de réfraction du cœur sont le germanium ou le phosphore [31]. Les dopages au fluor ou au bore servent quant à eux à réduire l'indice.

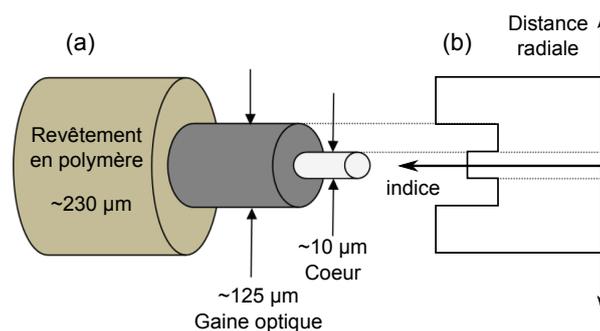


FIGURE 1.1 – (a) Schéma de la structure d'une fibre optique à saut d'indice. (b) Profil d'indice correspondant. (Figure d'après [32])

La figure 1.1(a) représente schématiquement la structure d'une fibre optique dont le profil d'indice de réfraction subit un changement brusque au niveau de l'interface cœur-gaine (Fig. 1.1(b)), correspondant au cas le plus simple d'une fibre

optique. Ce type de fibre est nommée *fibre à saut d'indice*. Il existe différentes formes de profils d'indice de réfraction allant du gradient d'indice à des profils plus complexes obtenus en contrôlant de façon précise le dopage de la fibre grâce à des méthodes de déposition chimique en phase vapeur [33]. Les indices de réfraction du cœur et de la gaine déterminent également l'ouverture numérique ( $ON$ ) de la fibre :

$$ON = \sin(\theta_l) = \sqrt{(n_c^2 - n_g^2)} \quad (1.1)$$

où  $\theta_l$  est l'angle maximum permis pour qu'un rayon lumineux soit guidé (Eq. 1).

De façon générale, une fibre optique supporte plusieurs modes de propagation possédant chacun un profil spatial de champ et une constante de propagation propre. Nous nous intéresserons dans ce manuscrit uniquement au mode fondamental, dit  $LP_{01}$  (LP : Linearly polarized), présentant une répartition d'intensité gaussienne dans le cœur de la fibre.

## 1.2 Fibres optiques microstructurées (FOMs)

Le milieu des années 90 a vu l'émergence d'une nouvelle classe de fibres optiques [34]. Ces nouvelles fibres, appelées *fibres optiques microstructurées* (FOMs) ou *fibres à cristal photonique*, sont formées d'une matrice de verre comportant des inclusions microscopiques d'un indice de réfraction différent. Les FOMs firent rapidement l'objet de nombreuses recherches principalement motivées par la possibilité d'atteindre des propriétés de guidage inaccessibles aux fibres conventionnelles. Citons par exemple, l'obtention d'une dispersion anormale en dessous de  $1,3 \mu\text{m}$  [16], la possibilité de guider la lumière en utilisant un seul type de matériau [34] (généralement de la silice comportant des inclusions d'air), ou bien encore la possibilité de guider la lumière dans un cœur creux grâce à l'effet de bandes interdites photoniques [35]. Ces mécanismes seront détaillés dans les prochaines sections de ce chapitre.

Le deuxième avantage des fibres optiques microstructurées est la liberté de contrôler (dans une certaine mesure) les effets linéaires et non-linéaires uniquement par l'ajustement des paramètres géométriques de la microstructuration. Ceci est facilité par le développement de la méthode de fabrication dite d'*assemblage-étirage*, qui permet de concevoir et de réaliser des structures et des géométries de fibres très exotiques, évitant donc le recours à des méthodes délicates de contrôle de l'indice de réfraction par dopage.

### Méthode de fabrication

La méthode la plus communément utilisée pour la fabrication de fibres microstructurées est la méthode dite d'*assemblage-étirage* (*stack and draw* en anglais) [36]. Elle comprend deux étapes principales illustrées sur la figure 1.2 :

### 1.3. Mécanismes de guidage dans les fibres optiques microstructurées 13

- **Assemblage** : des tubes circulaires en silice (pleins ou creux, dopés ou non) sont empilés pour former à taille macroscopique (typiquement quelques centimètres de diamètre) la structure de la fibre désirée. C'est la *préforme*.
- **Étirage (fibrage)** : durant cette étape la préforme passe dans un four où elle est chauffée puis étirée. Durant le fibrage, un contrôle minutieux et simultané doit être effectué notamment sur : la température de chauffage, la vitesse de descente de la préforme dans le four, la pression dans les trous d'air ainsi que la vitesse d'étirage. Ces paramètres sont importants, car ils vont déterminer les dimensions de la microstructure obtenue et donc les propriétés de guidage de la fibre.

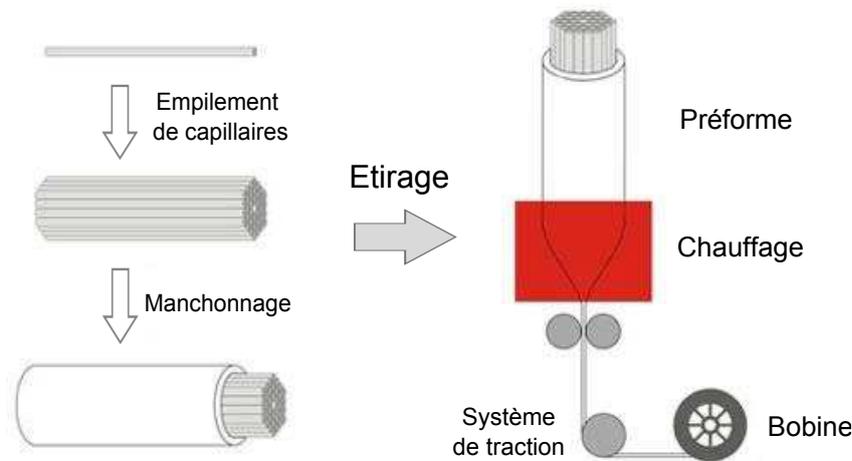


FIGURE 1.2 – Illustration de la méthode d'assemblage-étirage (figure d'après la référence [37])

Un autre avantage qu'offrent les FOMs est de pouvoir ajuster les paramètres géométriques de la microstructuration directement lors du fibrage. Il est donc possible de réaliser plusieurs fibres optiques possédants des propriétés très différentes à partir d'une même préforme.

Dans ce manuscrit, nous nous intéresserons uniquement aux fibres optiques conventionnelles et microstructurées formées à partir d'une matrice en silice. La fenêtre de transmission de la silice est limitée à l'intervalle 400 nm et 2400 nm. Cependant, d'autres types de verres tels que les verres de chalcogénures ou de tellurites par exemple peuvent être utilisés afin de concevoir des fibres optiques dont la bande de transmission s'étend plus loin dans l'infrarouge [38, 39].

### 1.3 Mécanismes de guidage dans les fibres optiques microstructurées

La différence fondamentale entre une fibre conventionnelle et une fibre microstructurée concerne le fait que cette dernière soit composée d'une matrice homogène

de verre comportant un réseau d'inclusions d'indice différent. Les inclusions, dont la dimension est comparable aux longueurs d'onde optiques, peuvent être disposées de manière périodique ou non. Selon l'indice de réfraction de ces inclusions, nous pouvons distinguer deux sous-catégories principales [40] :

- Les FOMs à cœur de haut indice
- Les FOMs à cœur de bas indice

### 1.3.1 Fibres microstructurées à cœur de haut indice

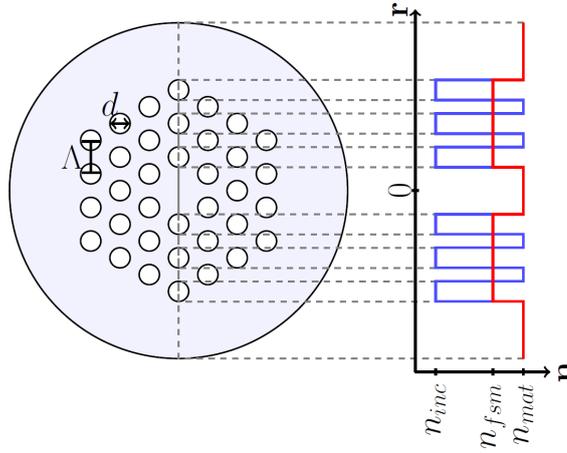


FIGURE 1.3 – Schéma de la coupe transverse d'une FOM à cœur de haut indice et son profil d'indice correspondant.  $d$  est le diamètre d'une inclusion et  $\Lambda$  la distance entre deux inclusions.

La figure 1.3 montre le cas d'une matrice de verre d'indice  $n_{mat}$  comportant un réseau d'inclusions de plus faible indice  $n_{inc}$  obtenu par la répétition périodique d'une maille triangulaire. Un défaut d'une inclusion a été introduit dans la partie centrale du réseau afin de former le cœur de la fibre. Le confinement de la lumière dans ce cœur est permis par un phénomène similaire à celui des fibres conventionnelles nommé *réflexion totale interne modifiée* [36]. La différence notable avec l'effet de réflexion totale interne réside dans le fait que, dans ce dernier cas, c'est la région microstructurée entourant le cœur qui joue le rôle de gaine optique. En effet, l'indice moyen de cette gaine, noté  $n_{FSM}$  peut être approché, pour des longueurs d'onde supérieures au pas du réseau  $\Lambda$ , en effectuant une moyenne des susceptibilités diélectriques des matériaux présents dans la gaine [41] :

$$n_{FSM} = \left( n_{mat}^2 + \frac{\text{aire de la zone d'indice } n_{mat}}{\text{aire totale de la microstructure}} (n_{inc}^2 - n_{mat}^2) \right)^{1/2} \quad (1.2)$$

Lorsque les inclusions ont un indice plus faible que celui de la matrice, l'indice de réfraction  $n_{FSM}$  moyen de la gaine est plus faible que l'indice du cœur. Le profil d'indice de la fibre équivalente (courbe rouge, Fig. 1.3) ressemble donc à celui d'une

### 1.3. Mécanismes de guidage dans les fibres optiques microstructurées 15

fibre optique à saut d'indice. Le guidage peut donc se faire dans le cœur par réflexion totale interne.

Même si l'idée d'introduire une microstructuration de la gaine fut proposée dès les années soixante-dix, ce n'est qu'en 1995 que la première fibre optique microstructurée a été effectivement réalisée par l'équipe de P. St. J. Russell [34]. Il s'agissait d'une fibre fabriquée à base d'un verre de silice pure comprenant des inclusions d'air pour former la gaine optique. Depuis, les fibres optiques microstructurées air/silice à cœur solide sont devenues très répandues au point d'être commercialisées. Elles interviennent dans le cadre des parties 2 et 3 de ce manuscrit.

#### 1.3.2 Fibres microstructurées à cœur de bas indice

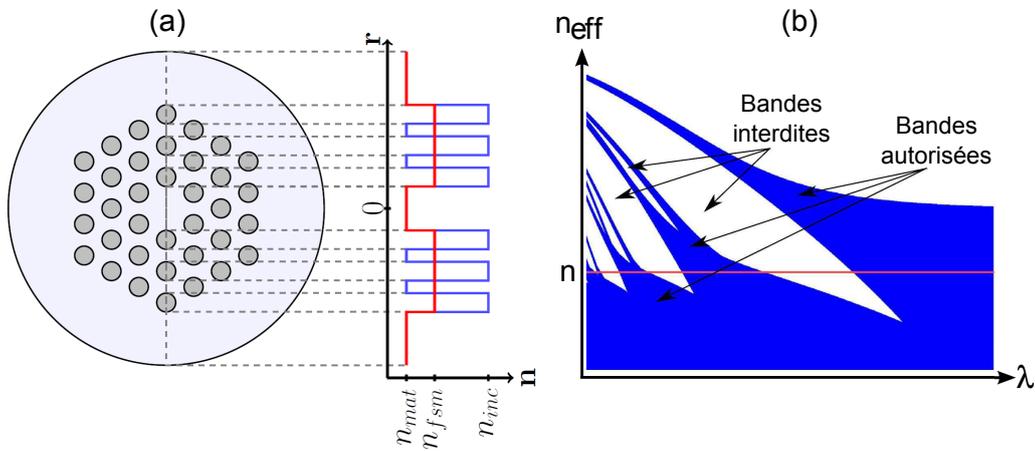


FIGURE 1.4 – (a) Schéma de la coupe transverse d'une FOM à cœur de bas indice et son profil d'indice correspondant. (b) Diagramme de bande d'un réseau périodique infini d'inclusions de haut indice dans une matrice d'indice  $n$ .

Lorsque l'indice  $n_{mat}$  de la matrice de verre est inférieur à celui des inclusions (Fig. 1.4(a)), le guidage de la lumière par effet de réflexion totale est impossible, car l'indice moyen de la gaine équivalente est supérieur à celui du cœur (courbe rouge, Fig. 1.3). Cependant, en 1995, il fut démontré que même dans ce cas-là, il était tout de même possible de guider de la lumière grâce à l'existence de l'effet de bandes interdites photoniques (BIP) [42].

Pour comprendre cet effet, considérons d'abord un milieu infini comprenant un réseau d'inclusions de haut indice. Ce réseau supporte un nombre important de super-modes (modes de propagation créés par l'interaction des modes d'inclusions isolés, appelés aussi "modes de Bloch"). Les indices effectifs de ces super-modes ne forment pas un continuum, mais se répartissent en bandes distinctes. Ceci implique que certaines valeurs d'indices effectifs soient inexistantes sur certains intervalles de longueurs d'onde. Ces bandes dépourvues en modes sont appelées *bandes interdites photoniques* par analogie avec les bandes interdites électroniques dans les cristaux

semi-conducteurs [43]. La figure 1.4 (b) montre l'exemple d'un diagramme de bande d'un réseau périodique et infini d'inclusions de haut indice répartis dans une matrice de plus faible indice. Les bandes spectrales autorisées et les bandes interdites sont indiquées par des flèches sur le schéma. En introduisant un défaut dans la structure d'inclusions (exemple Fig. 1.4(a)), nous créons un cœur dans lequel la lumière est piégée.

La première démonstration d'une fibre guidant par phénomène de BIP à cœur solide a été faite en 1998 [44]. Elle a été rapidement suivie par la fabrication d'une fibre possédant un cœur creux [35] et fonctionnant sur le même principe.

Le spectre de transmission de ces fibres présente des zones de faibles pertes (les bandes interdites photoniques) et des zones à fortes pertes (les bandes autorisées). La position des bandes interdites dépendant des paramètres de la structure choisie, il est donc possible de concevoir des fibres à BIP dont la zone de transmission est centrée autour de la longueur d'onde du laser de pompe utilisé.

### 1.3.3 Quelques exemples de structures de FOMs originales et leurs applications

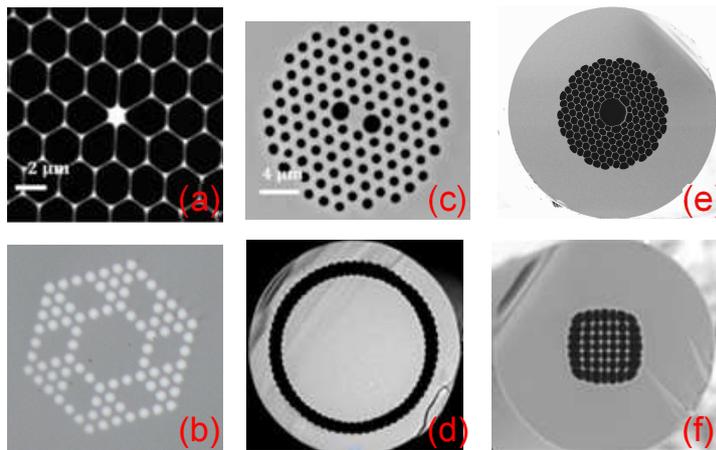


FIGURE 1.5 – Photographies MEB (microscope électronique à balayage) de la section transverse de différentes fibres microstructurées fabriquées au sein de l'IRCICA.

La figure 1.5 présente différents exemples de FOMs pouvant être réalisées par la méthode d'assemblage-étirage. Toutes les photos montrées correspondent à des fibres optiques fabriquées au sein de la centrale technologique de l'IRCICA.

- **Fibre hautement non-linéaire** : La structure (a) correspond à une fibre où le mode fondamental est fortement confiné dans un cœur de faible dimension afin d'exalter les effets non-linéaires (exemple : génération d'un supercontinuum [20]).
- **Fibre à grande aire effective** : Au contraire, la fibre (b) possède un diamètre de mode élevé ( $44 \mu\text{m}$ ), idéal pour le guidage de faisceaux de forte puissance [45].

- **Fibre fortement biréfringente** : Dans la fibre (c), le diamètre de deux trous d'air a été augmenté afin d'induire une forte biréfringence. La biréfringence modale d'une FOM air/silice peut atteindre  $\Delta n = 10^{-3}$  [46].
- **Fibre à grande ouverture numérique** : La fibre (d) possède une ouverture numérique très supérieure à celle d'une fibre standard (pouvant dépasser 0,8) due au saut d'indice important entre la silice et la couronne d'air l'entourant.
- **Fibre à cœur creux** : La structure (e) correspond à une fibre où la lumière est principalement guidée dans l'air par effet de bandes interdites photoniques.
- **Fibre multicœurs** : Il est également possible de former des structures avec plusieurs cœurs permettant le guidage de la lumière telle que la structure (f).

## 1.4 Effets linéaires dans les fibres optiques

### 1.4.1 Pertes linéiques

La lumière se propageant dans une fibre optique est sujette à différents mécanismes de pertes. Ces pertes sont exprimées par le coefficient  $\alpha$  (en  $\text{m}^{-1}$ ) nommé *coefficient d'atténuation linéique* [31], Il est d'usage de le donner en dB/km (noté  $\alpha_{dB}$ ) :

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_T}{P_0}\right) = 4343 \cdot \alpha \quad (1.3)$$

où  $P_0$  est la puissance de la lumière injectée dans la fibre,  $P_T$  la puissance de la lumière transmise et  $L$  la longueur de fibre.

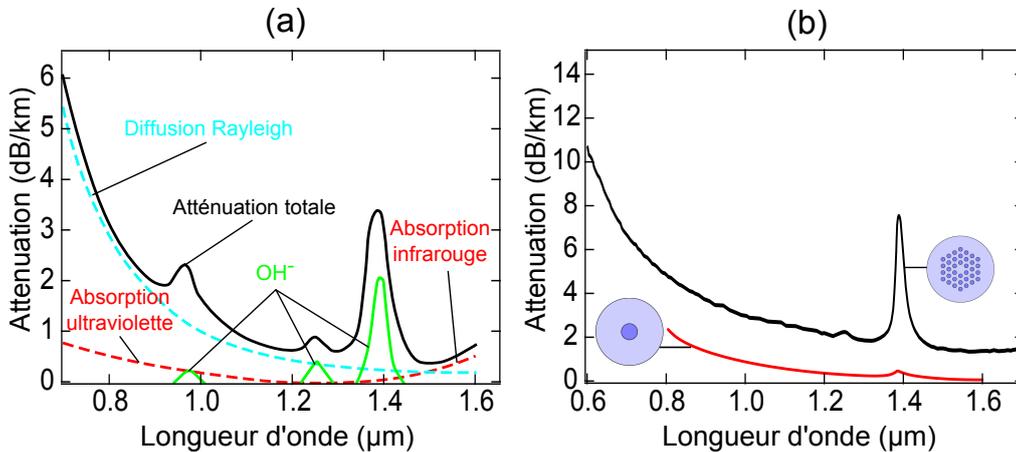


FIGURE 1.6 – (a) Allure générale de l'atténuation d'une fibre optique en silice et de ses différentes contributions en fonction de la longueur d'onde. (b) Courbe d'atténuation de la fibre conventionnelle *Corning SMF28* (courbe rouge) et de la FOM *NKT SC-3.7-975* (courbe noire).

La figure 1.6 (a) montre la dépendance spectrale typique des pertes d'une fibre optique en silice avec ses différentes contributions. Ces pertes sont la résultante de

plusieurs facteurs :

- **Pertes liées aux matériaux** : Ce sont les pertes liées à la nature même des matériaux utilisés pour la fabrication de la fibre, dans notre cas la silice. Ce sont ces pertes qui déterminent l'allure générale du spectre d'atténuation total. Ils incluent les pertes par diffusion Rayleigh et résonances électroniques (prépondérantes aux courtes longueurs d'onde) et les absorptions vibrationnelles des molécules de silice (importantes aux grandes longueurs d'onde). Les pertes liées aux matériaux sont représentées en bleu et en rouge dans la figure 1.6(a). Leur minimum se situe autour de  $1,55 \mu\text{m}$ .
- **Pertes liées aux impuretés** : Lors des différents processus de fabrication d'une fibre, des impuretés peuvent venir se fixer sur le verre induisant des pics de pertes à des longueurs d'onde spécifiques. La plus importante de ces contributions est causée par les différents modes de vibrations des ions  $\text{OH}^-$  (traits pleins verts dans Fig. 1.6(a)). Dans cette fenêtre spectrale, le pic d'atténuation principal de ces ions en dessous de 2000 nm (zone spectrale qui va nous intéresser) se situe à 1380 nm, deux autres pics importants se trouvent à 1245 nm et à 940 nm [47, 48].
- **Pertes liées à la structure** : Ce sont les pertes par diffusion dues aux imperfections géométriques du cœur de la fibre. Ce type de pertes inclut aussi les pertes induites par la fuite d'une partie de la lumière à cause d'une courbure de la fibre ou d'une extension finie de la gaine. Les pertes par confinement d'une fibre microstructurées peuvent être diminuées en augmentant le nombre de couronnes de trous d'air [40].

Les progrès accomplis dans le processus de fabrication des fibres optiques ont permis de réduire de façon importante le niveau des pertes pour atteindre quasiment le niveau des pertes intrinsèque du matériau (commerciallement 0,17 dB/km à 1550 nm [49]). Les pertes liées aux ions  $\text{OH}^-$  restent cependant importantes dans le cas des fibres microstructurées à faible diamètre de cœur [50]. Un exemple en est donnée dans la figure 1.6(b) où l'atténuation de la fibre conventionnelle *Corning SMF28* est très inférieure à celle d'une FOM commercialisée par la société NKT photonics malgré le fait que cette dernière ait subi un traitement spécial pour réduire la proportion des ions  $\text{OH}^-$ .

## 1.4.2 Dispersion chromatique de vitesse de groupe

### Notion de Dispersion

L'indice de réfraction du mode qui se propage dans une fibre optique dépend de la longueur d'onde. Cette propriété, nommée dispersion chromatique, a des répercussions importantes sur la propagation d'impulsions courtes. Elle a pour origines :

- **La dispersion du matériau**, due au fait que les composés chimiques constituant la fibre sont des matériaux intrinsèquement dispersifs ;
- **La dispersion du guide**, qui varie selon les propriétés géométriques de la fibre. Elle est liée au fait qu'une petite partie de la lumière interagit avec la gaine optique.

D'un point de vue théorique, il est d'usage, afin de quantifier la dispersion chromatique, de décomposer la constante de propagation  $\beta(\omega)$  du mode considéré en série de Taylor autour d'une pulsation  $\omega_0$  prise comme référence (souvent celle de la pompe) [31]. Nous obtenons alors :

$$\beta(\omega) = n_{eff}(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta(\omega_0) + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (1.4)$$

avec :

$$\beta_m = \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \Big|_{\omega=\omega_0} \quad (1.5)$$

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left( n_{eff} + \omega \frac{dn_{eff}}{d\omega} \right) = \frac{1}{v_g}$$

où  $m$  est un entier,  $\omega_0$  est la pulsation de l'onde,  $c$  la célérité de la lumière,  $v_g$  la vitesse de groupe et  $n_{eff}$  l'indice effectif de propagation du mode dans la fibre. Les différents coefficients  $\beta_m$  sont appelés les ordres de dispersion.  $\beta(\omega_0)$  est la constante de propagation de la pulsation prise comme référence et  $\beta_1$  l'inverse de la vitesse de groupe.  $\beta_2$  représente donc la dispersion chromatique de cette vitesse de groupe. D'un point de vue pratique, on utilise souvent le paramètre  $D$  appelé *paramètre de dispersion*, défini par :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.6)$$

Nous pouvons distinguer, selon le signe de  $\beta_2$  (et donc de  $D$ ), deux régimes de dispersion :

- **Régime de dispersion normale** : il est caractérisé par un coefficient  $\beta_2$  positif ( $D < 0$ ). Dans cette zone, les grandes longueurs d'onde voyagent plus vite que les courtes longueurs d'onde.
- **Régime de dispersion anormale** : le coefficient  $\beta_2$  est négatif ( $D > 0$ ). Les courtes longueurs d'onde voyagent plus vite que les grandes longueurs d'onde. La propagation d'impulsions courtes dans cette zone est très étudiée, car elle permet la propagation de solitons, comme nous le verrons plus tard.

Le point de séparation entre ces deux zones est appelé *longueur d'onde de dispersion nulle* (*ZDW : Zero dispersion wavelength* en anglais). Il se situe à 1270 nm dans la silice pure.

### Forme de la courbe de dispersion

La figure 1.7(a) représente la courbe de dispersion du guide, du matériau ainsi que la courbe de dispersion totale de la fibre conventionnelle *Corning SMF28* [30]. Le trait vertical noir indique la longueur d'onde de dispersion nulle se situant à 1310 nm. La figure 1.7(b) représente les courbes de  $\beta_2$  et de vitesse de groupe correspondantes.

En maîtrisant précisément la géométrie d'une fibre conventionnelle, il est possible de décaler son zéro de dispersion à des longueurs d'onde autour de 1550 nm, on parle alors de *fibres à dispersion décalée* [51]. Elle peut également être conçue de

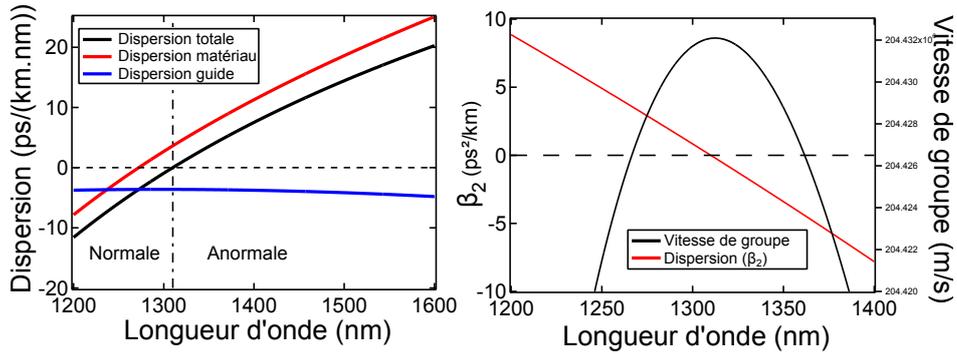


FIGURE 1.7 – (a) Courbe de dispersion du matériau (ligne rouge), du guide (ligne bleue) et dispersion totale (ligne noire) de la fibre de télécommunication SMF28. Le trait vertical noir indique la longueur d’onde de dispersion nulle se situant à 1310 nm. (b) Courbe de  $\beta_2$  (ligne rouge, axe de gauche) et de la vitesse de groupe (ligne noire, axe de droite)

telle sorte que sa dispersion reste faible sur une large bande spectrale. On parle alors de *fibre à dispersion plate* [33]. Contrairement aux fibres conventionnelles, l’indice  $n_{FSM}$ , et donc la dispersion du guide, d’une fibre microstructurée dépend de façon importante de la longueur d’onde. En contrôlant la géométrie de la microstructure, il est donc possible d’atteindre des propriétés de dispersion nouvelles. La principale est de pouvoir décaler la longueur d’onde de dispersion nulle vers le visible [16] (alors que la limite inférieure est de 1300 nm pour les fibres conventionnelles). Ce qui permet de pomper la fibre en zone anormale de dispersion afin de générer des effets non-linéaires grâce à des lasers impulsionsnels Ti:Sa ou à matériaux dopés aux ions ytterbium. Il est également possible d’introduire un deuxième zéro de dispersion à la longueur d’onde désirée ou voir même de créer une fibre dépourvue en régime anormal de dispersion [40]. Les figures 1.8(b) et 1.8(c) montrent respective-

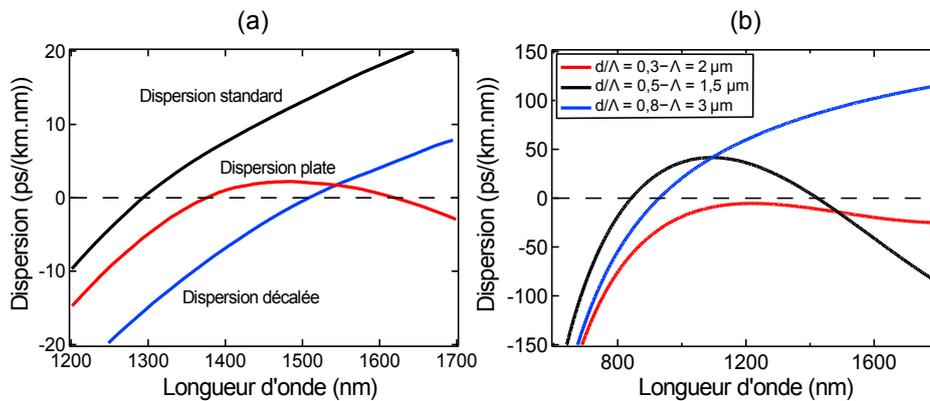


FIGURE 1.8 – Exemples de courbes de dispersion pour différentes géométries de fibres optiques (a) conventionnelles et (b) microstructurées.

ment quelques exemples de courbes de dispersion pouvant être obtenues dans des fibres conventionnelles et des fibres microstructurées air/silice.

### Étalement temporel d'une impulsion

À cause de la dépendance en fréquence de la vitesse de groupe de la fibre, les différentes composantes d'une impulsion lumineuse voyagent à des vitesses différentes, ce qui engendre un étalement temporel. L'impulsion voit sa fréquence instantanée dépendre du temps. On désigne cet état sous le terme anglais de *chirp* [31].

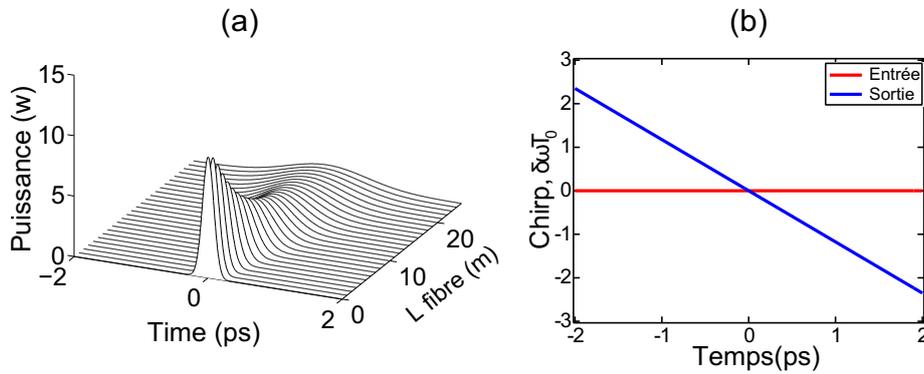


FIGURE 1.9 – (a) Évolution temporelle d'une impulsion gaussienne en fonction de la longueur :  $P_0 = 10$  W,  $T_{MH} = 1,665 \cdot T_0 = 200$  fs,  $\beta_2 = -4$  ps<sup>2</sup>/km (les effets non-linéaire sont négligés). Le référentiel choisi est celui de l'impulsion. (b) Fréquence instantanée de l'impulsion à l'entrée (courbe rouge) et à la sortie de la fibre (courbe bleue).

La figure 1.9(a) représente l'étalement temporel d'une impulsion gaussienne d'une durée de 200 fs à mi-hauteur se propageant dans une fibre optique dans laquelle la valeur de  $\beta_2$  considérée est négative et vaut  $\beta_2 = -4$  ps<sup>2</sup>/km (les effets non-linéaire sont négligés). Au bout de 25 m de propagation, la durée initiale de l'impulsion a augmenté pour atteindre 1,4 ps. Il est utile d'introduire *la longueur de dispersion*  $L_d = T_0^2/\beta_2$  pour caractériser la distance au bout de laquelle l'effet de la dispersion chromatique devient non-négligeable. Dans l'exemple de la figure 1.9(a),  $L_d = 3,6$  m. La figure 1.9 (b) représente la fréquence instantanée de l'impulsion en entrée et en sortie de la fibre. Au cours de la propagation, l'impulsion acquiert un *chirp linéaire négatif* (Eq. 1.7) de plus en plus important, typique de la propagation linéaire en régime de dispersion anormale.

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial\Phi}{\partial t} = \frac{-z/L_d}{1 + (z/L_d)^2} \frac{t}{T_0^2} \quad (1.7)$$

Ici,  $\Phi$  est la phase de l'impulsion pompe. Le profil spectral associé (occulté par souci de clarté) reste inchangé en l'absence d'effets non-linéaires.

Nous présenterons dans la section 3.3 une représentation spectro-temporelle, appelée *spectrogramme*, permettant de visualiser le chirp d'une impulsion sous une forme graphique plus commode.

## 1.5 Effets non-linéaires dans les fibres optiques

### 1.5.1 Origine de la non-linéarité dans les fibres optiques

Lorsqu'un champ électromagnétique se propage dans un milieu diélectrique, celui-ci modifie la répartition de son nuage électrique induisant une polarisation. La polarisation macroscopique d'un milieu dépend des amplitudes des champs électromagnétiques qui s'y propagent. Lorsque ces champs deviennent comparables aux champs inter-atomiques, cette polarisation devient non-linéaire.

La polarisation macroscopique ( $\vec{P}$ ) induite par un champ électrique ( $\vec{E}$ ) peut s'écrire, loin des résonances du milieu, sous la forme d'un développement de Taylor [31] :

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \varepsilon_0 (\chi^{(2)} : \vec{E} \cdot \vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots) \quad (1.8)$$

où  $\varepsilon_0$  est la permittivité diélectrique du vide et  $\chi^{(i)}$  sont les tenseurs des susceptibilités aux différents ordres. Les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité d'ordre un correspondent, respectivement, à l'indice de réfraction linéaire du matériau  $n_l(\omega)$  et au coefficient d'absorption linéaire  $\alpha(\omega)$  :

$$n_l(\omega) = \sqrt{1 + \text{Re}[\chi^{(1)}(\omega)]} \quad (1.9)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{cn(\omega)} \text{Im}[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (1.10)$$

La silice étant un matériau centro-symétrique, le tenseur de susceptibilité d'ordre deux  $\chi^{(2)}$  peut être négligé [52]. C'est donc la susceptibilité d'ordre trois qui est responsable des phénomènes non-linéaires observables (les ordres supérieurs pouvant, également, être négligés). Nous développons à présent plus en détail les effets dont elle est responsable.

### 1.5.2 L'effet Kerr optique

#### Dépendance en intensité de l'indice de réfraction

L'une des conséquences importantes qu'introduit la susceptibilité d'ordre trois  $\chi^{(3)}$  est la dépendance en intensité de l'indice de réfraction du milieu. Celle-ci est appelée *effet Kerr optique*. Elle s'écrit [31] :

$$n = n_l + n_2 |E|^2 \quad (1.11)$$

$n_2$  est l'indice non-linéaire du milieu lié à la partie réelle de la susceptibilité d'ordre trois par la relation :

$$n_2 = \frac{3}{8n_l} \text{Re}[\chi^{(3)}] \quad (1.12)$$

Il est d'usage, à cause de sa faible dispersion, de considérer  $n_2$  comme fixe et égal à  $2,5 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  [53, 31].

### Coefficient non-linéaire

Il est commun d'introduire le coefficient non-linéaire  $\gamma$ , qui considère la non-linéarité du matériau ( $n_2$ ) et l'aire effective du mode guidé ( $A_{eff}$ ), afin de rendre compte de la non-linéarité totale d'une fibre.  $\gamma$  est défini par :

$$\gamma(\omega) = \frac{n_2 \omega}{c A_{eff}(\omega)} \quad (1.13)$$

La valeur du coefficient non-linéaire, à 1550 nm, d'une fibre optique conventionnelle s'étend de  $1,2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ , dans la fibre optique SMF28 [30], jusqu'à  $30 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  pour les fibres dites hautement non-linéaire [54]. Dans les fibres microstructurées, la plage d'ajustement du coefficient non-linéaire s'étend sur une gamme plus large. En utilisant des fibres à fort confinement, le coefficient non-linéaire peut dépasser  $60 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  (à 1550 nm) [55]. Inversement, le coefficient non-linéaire des fibres microstructurées à cœur creux est de l'ordre de  $10^{-3} \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  (à 1425 nm) [56]. La figure 1.10 montre la dépendance spectrale du coefficient non-linéaire de quelques structures de fibres microstructurées air/silice (mêmes géométries que la figure 1.8(b)). Notons par ailleurs que la dépendance spectrale du coefficient non-linéaire peut induire dans certains cas des effets non-linéaires d'ordres supérieurs tels que l'auto-raïdissement [31].

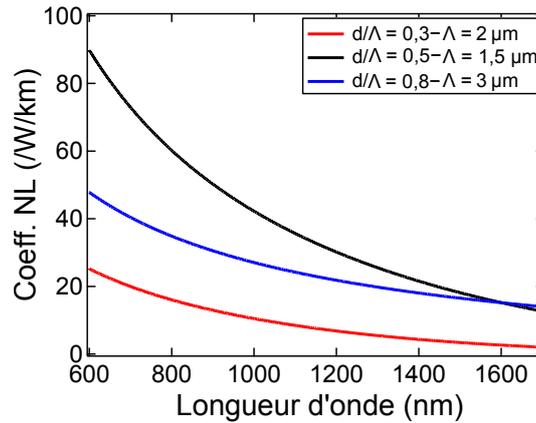


FIGURE 1.10 – Exemples de courbes de coefficients non-linéaires pour différentes géométries de FOMs.

### Auto-modulation de phase

À cause de la dépendance en intensité de l'indice de réfraction, une onde de pulsation  $\omega_0$  se propageant dans un milieu non-linéaire de longueur  $L$  acquiert un déphasage supplémentaire auto-induit désigné par le terme AMP (auto-modulation de phase) qui vaut :

$$\Phi_{AMP} = n_2 \frac{\omega_0}{c} |E|^2 \cdot L \quad (1.14)$$

Grâce à la définition du coefficient non-linéaire (Eq. 1.13), il est dorénavant possible de réécrire ce déphasage sous une forme simplifiée [31] :

$$\Phi_{AMP} = \gamma(\omega_0) \cdot (|E|^2 A_{eff}) \cdot L = \gamma(\omega_0) PL \quad (1.15)$$

$\Phi_{AMP}$  a pour conséquence une modification de la fréquence instantanée de l'onde par rapport au centre de l'impulsion  $\omega_0$ , donnée par la relation :

$$\delta\omega(t) = -\frac{d\Phi_{AMP}}{dt} = -\gamma \frac{d|A|^2}{dt} z \quad (1.16)$$

Cette dépendance temporelle de la fréquence instantanée se traduit par la création de composantes spectrales de plus hautes fréquences à l'avant de l'impulsion et de plus basses fréquences à l'arrière, ce qui signifie un élargissement spectral accompagné d'un *chirp non-linéaire positif*.

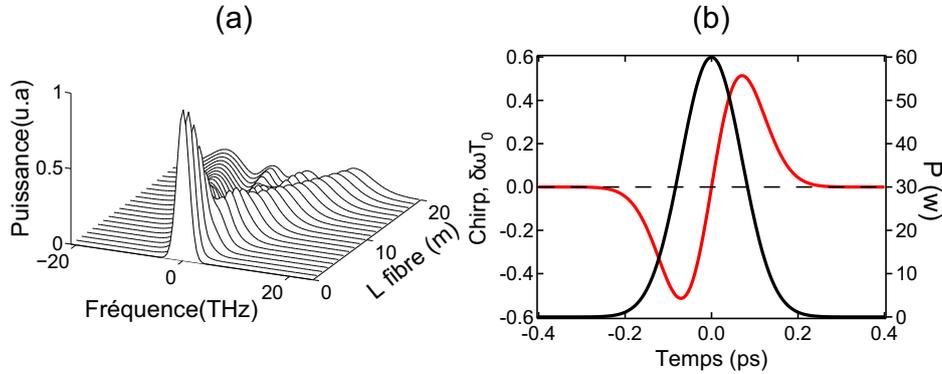


FIGURE 1.11 – (a) Évolution spectrale d'une impulsion en fonction de la longueur :  $P_0 = 60$  W,  $T_{MH} = 165$  fs,  $\gamma = 10$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup> (effets dispersifs négligés). (b) Fréquence instantanée de l'impulsion.

La figure 1.11(a) montre l'élargissement spectral d'une impulsion gaussienne possédant une puissance crête de 60 W et se propageant dans une fibre non dispersive où  $\gamma = 10$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup>. Au cours de la propagation, de nouvelles fréquences sont continuellement générées augmentant la largeur spectrale totale de l'impulsion. Cet élargissement est accompagné de l'apparition de plusieurs pics dans le spectre. L'origine de ces pics peut être comprise en remarquant qu'un même décalage fréquentiel peut être centré à deux instants différents (Fig. 1.11(b)). Ces composantes

peuvent donc interférer entre elles constructivement ou destructivement. La figure 1.11(b) montre également le fait que le centre de l'impulsion est chirpé positivement.

En l'absence de dispersion chromatique, le profil temporel associé reste inchangé (non montré ici). De même que nous avons défini une longueur de dispersion, nous pouvons définir une *longueur non-linéaire*  $L_{NL} = 1/\gamma P_0$  caractérisant la distance d'apparition de cet effet. Dans notre exemple,  $L_{NL} = 1,66$  m.

Nous verrons dans le chapitre 2 que, sous certaines conditions, les effets de dispersion chromatique et d'auto-modulation de phase peuvent se compenser parfaitement permettant l'existence d'impulsions pouvant se propager sans déformations appelées *solitons*.

### 1.5.3 Mélange à quatre ondes

Le mélange à quatre ondes est un effet non-linéaire qui consiste en l'annihilation de deux photons de pulsation  $\omega_1$  et  $\omega_2$  et en la création de deux autres photons de pulsation  $\omega_3$  et  $\omega_4$ . Cette interaction obéit aux lois de conservation de l'énergie et des moments qui s'écrivent :

$$\begin{aligned}\omega_1 + \omega_2 &= \omega_3 + \omega_4 \\ \vec{k}_1 + \vec{k}_2 &= \vec{k}_3 + \vec{k}_4\end{aligned}\quad (1.17)$$

Le vecteur d'onde  $\vec{k}$  comporte deux contributions l'une linéaire due à la dispersion chromatique l'autre non-linéaire résulte de l'effet Kerr. Lorsque la pulsation  $\omega_1 = \omega_2$  on parle de mélange à quatre ondes dégénéré. Nous reviendrons sur cet effet dans la partie 4.

### 1.5.4 Diffusion Raman

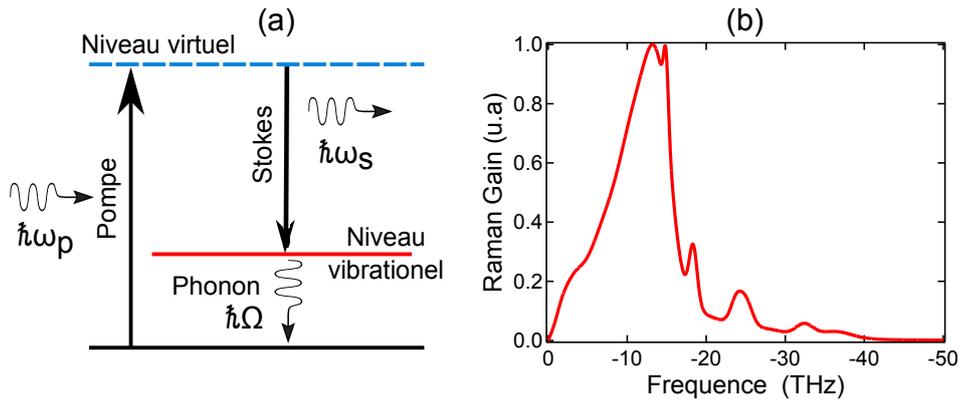


FIGURE 1.12 – (a) Diagramme d'énergie de la diffusion Raman. (b) Spectre de gain Raman en fonction de l'écart en fréquence par rapport à la pompe.

Mise en évidence dans les fibres optiques au début des années 1970 [57], la diffusion Raman est un effet non-linéaire inélastique, c'est-à-dire qu'il y a transfert

d'énergie entre le rayonnement optique et le milieu de propagation. Ce transfert se fait des courtes longueurs d'onde vers les grandes longueurs d'onde à cause de l'interaction de l'onde avec les phonons optiques issus des modes de vibrations des molécules  $\text{SiO}_2$ . D'un point de vue quantique (voir le diagramme d'énergie de la figure 1.12(a)), la diffusion Raman spontanée se traduit par l'annihilation du photon pompe et la création d'un phonon optique et d'un photon à une fréquence plus faible appelé *photon Stokes*.

La courbe de gain associée à la diffusion Raman de la silice est tracée sur la figure 1.12(b). Ce gain est lié à la partie imaginaire de la réponse Raman du milieu. À cause du caractère amorphe du verre, les différentes bandes de vibrations moléculaires se recouvrent entre elles. Il en résulte un gain continu s'étendant, pour la silice, sur une largeur de l'ordre de 40 THz avec un maximum se situant à 13,2 THz de la pompe.

Le processus de diffusion Raman peut également être stimulé par l'ajout d'un signal Stokes permettant d'obtenir une amplification importante de l'onde Stokes aux dépens de la pompe et ainsi réaliser des amplificateurs large bande [58].

### 1.5.5 Rétro-diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin est un autre type de diffusion non-linéaire inélastique. Lorsqu'une onde lumineuse se propage dans une fibre optique, elle engendre une onde sonore issue de l'excitation de modes de vibrations acoustiques [52]. Cette onde de pression module l'indice de réfraction et agit comme un réseau de Bragg en mouvement provoquant la rétrodiffusion d'une partie de l'onde injectée. À cause de l'effet Doppler, l'onde Stokes rétrodiffusée sera décalée en fréquence d'environ 11 GHz [31] dans une fibre télécom standard. La diffusion Brillouin peut être négligée si la durée de l'impulsion injectée est bien inférieure à 10 ns (durée de vie moyenne des phonons acoustiques).

## 1.6 Équation de propagation non-linéaire

Pour étudier la propagation d'une onde lumineuse dans une fibre optique, l'une des approches est de considérer l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée (Eq. 1.18). Elle est établie à partir des équations de Maxwell en faisant l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable [31]. Cette équation décrit l'évolution de l'enveloppe d'un champ  $A$  en fonction de la longueur de propagation  $z$  le long d'une fibre optique [31] :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = & \overbrace{-\frac{\alpha}{2} A(z, T)}^{\text{pertes}} + \overbrace{i \sum_{m \geq 2} \frac{i^m}{m!} \left( \frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \frac{\partial^m A(z, T)}{\partial T^m}}^{\text{dispersion chromatique}} \\
& + \underbrace{i \gamma(\omega_0) \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \times \left( A(z, T) \int R(\tau_1) |A(z, T - \tau_1)|^2 d\tau_1 \right)}_{\text{non-linéarité}}
\end{aligned} \tag{1.18}$$

Avec :

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t) \tag{1.19}$$

ici le changement de variable  $T = t - \beta_1(\omega_0)z$  a été effectué afin de se placer dans un repère voyageant à la vitesse de groupe de l'impulsion pompe. Les deux premiers termes de droite de l'équation 1.18 représentent les effets linéaires, à savoir, respectivement les pertes linéaires et les effets dispersifs. Le troisième terme représente les effets non-linéaires où  $R(t)$  est la réponse non-linéaire de la fibre. Celle-ci a deux contributions (Eq. 1.19), la première [proportionnelle à  $(1 - f_R)$ ] correspond à la non-linéarité instantanée due à l'effet Kerr alors que la seconde (proportionnelle à  $f_R$ ) correspond à la non-linéarité retardée (diffusion Raman). Le coefficient  $f_R$ , généralement égal à 0,18 dans une fibre en silice [53], représente la part de contribution de l'effet Raman aux effets non-linéaires de la fibre.  $h_R(t)$  est la fonction de réponse Raman déterminée *via* une mesure expérimentale de gain Raman [59] ou approchée à l'aide d'une formule analytique [60, 61, 62]. L'équation 1.18 étant scalaire, elle ne permet de décrire que la propagation selon un axe neutre de la fibre, et les effets de couplages avec l'autre axe sont négligés. Il est courant d'écrire l'équation 1.18 dans le domaine spectral [20] :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \tilde{A}(z, \omega)}{\partial z} = & -\frac{\alpha(\omega_0)}{2} \tilde{A}(z, \omega) + i[\beta(\omega) - \beta(\omega_0) - \beta_1(\omega_0)(\omega - \omega_0)] \tilde{A}(z, \omega) \\
& + \frac{i\gamma(\omega_0)}{(2\pi)^2} \left( 1 + \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right) \int \int \tilde{R}(\omega - \Omega_1) \tilde{A}^*(-\omega + \Omega_1 + \Omega_2) \tilde{A}(\Omega_1) \tilde{A}(\Omega_2) d\Omega_1 d\Omega_2
\end{aligned} \tag{1.20}$$

Lorsque l'étendue spectrale du signal étudié devient grande ou que l'aire effective dépend fortement de la longueur d'onde (cas des fibres BIP), il devient nécessaire de tenir compte de la dépendance spectrale de l'aire effective du mode. Pour cela il faut modifier l'équation 1.20 pour arriver à l'équation [63, 20] :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \tilde{C}(z, \omega)}{\partial z} = & -\frac{\alpha(\omega)}{2} \tilde{C}(z, \omega) + i[\beta(\omega) - \beta(\omega_0) - \beta_1(\omega_0)(\omega - \omega_0)] \tilde{C}(z, \omega) \\
& + \frac{i\tilde{\gamma}(\omega)}{(2\pi)^2} \mathcal{F} \left( C(z, T) \int R(\tau_1) |C(z, T - \tau_1)|^2 d\tau_1 \right)
\end{aligned} \tag{1.21}$$

Avec :

$$\tilde{C}(z, \omega) = \left( \frac{A_{eff}(\omega_0)}{A_{eff}(\omega)} \right)^{1/4} \tilde{A}(z, \omega) \quad (1.22)$$

$$\bar{\gamma}(\omega) = \frac{n_2 n_0 \omega}{c n_{eff}(\omega) \sqrt{A_{eff}(\omega) A_{eff}(\omega_0)}} \quad (1.23)$$

où  $\mathcal{F}$  désigne la transformée de Fourier. L'équation 1.21 est nommée *équation de Schrödinger non-linéaire généralisée modifiée* (ou MGNLSE : Modified NonLinear Schrödinger Equation) [63]. Elle conserve, en l'absence de pertes linéiques, le nombre de photons  $N_{photons}$  [63] :

$$N_{photons} = \int n_{eff}(\omega) \frac{|\tilde{A}(z, \omega)|^2}{\omega} d\omega \quad (1.24)$$

Nous avons introduit, dans ce premier chapitre, les fibres optiques conventionnelles et microstructurées et avons présenté les principaux effets linéaires et non-linéaires se produisant lorsque des champs optiques s'y propagent. Nous allons à présent nous intéresser à un type particulier d'impulsions qui sont les solitons.

# Solitons optiques temporels

---

## 2.1 Solitons optiques

Lors de sa propagation, une impulsion lumineuse se déforme temporellement et spectralement à cause de la dispersion chromatique et de l'effet Kerr. En zone anormale de dispersion, le chirp induit par l'AMP est de signe opposé à celui induit par la dispersion. Ces deux effets peuvent donc se compenser mutuellement pour donner naissance à des impulsions se propageant sans déformation, nommées solitons. Mathématiquement, les solitons sont des solutions analytiques de l'équation de Schrödinger non-linéaire (Eq. 2.1), dite "pure", qui ne tient compte que de l'effet de l'AMP et de la dispersion chromatique du second ordre [31] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + i\gamma A|A|^2 \quad (2.1)$$

Le profil temporel d'un soliton, solution de cette équation, est du type :

$$A(t) = N\sqrt{P_0}.\text{sech}\left(\frac{T}{T_0}\right)\exp\left(iz\frac{\beta_2}{2T_0^2}\right) \quad (2.2)$$

Où  $T_0$  est relié à la durée à mi-hauteur  $T_{MH}$  du soliton par  $T_{MH} = 1,73T_0$  et  $P_0$  est sa puissance crête. Les propriétés  $(P_0, T_0)$  du soliton sont liées aux paramètres  $\beta_2$  et  $\gamma$  de la fibre par la relation :

$$N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2.3)$$

$N$  est l'ordre du soliton. Lorsque  $N = 1$ , on parle de *soliton fondamental*. Dans ce cas, les effets de dispersion chromatique et d'auto-modulation de phase se compensent parfaitement à tout instant de la propagation. Le soliton conserve alors un profil temporel et spectral fixe et se propage sans déformation.

## 2.2 Solitons d'ordre supérieur

Quand  $N > 1$  le soliton est dit d'ordre supérieur. Ces solitons sont la superposition de  $N$  solitons fondamentaux possédant la même vitesse de groupe, mais des puissances crêtes et des durées différentes. Lors de la propagation, les effets linéaires et non-linéaires prédominent successivement de façon périodique. La déformation spectrale et temporelle qui en découle est appelée respiration. La période de cette respiration vaut [4, 5] :  $L_{resp} = \pi T_0^2 / (2|\beta_2|)$ . La figure 2.1 montre les respirations

temporelle et spectrale d'un soliton d'ordre 3, d'une durée de  $T_0 = 100$  fs, sur deux périodes. Les autres paramètres sont indiqués dans la légende de la figure.

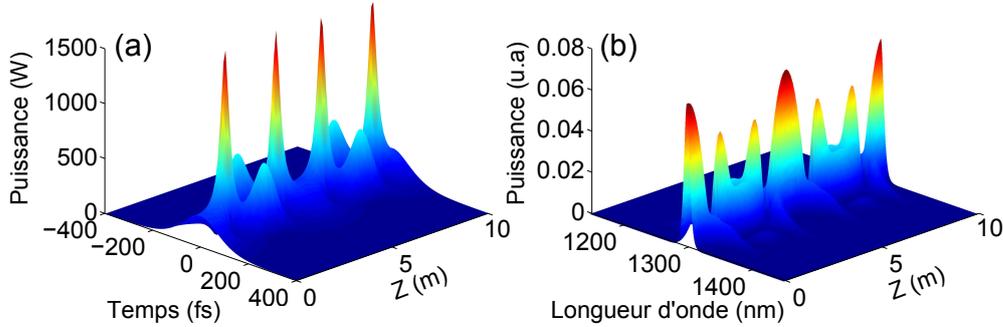


FIGURE 2.1 – Respiration d'un soliton d'ordre  $N = 3$  dans (a) l'espace temporel et (b) l'espace fréquentiel,  $T_0 = 100$  fs,  $\beta_2 = -3,14$  ps<sup>2</sup>/km,  $\gamma = 10$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup>.

A l'exception du soliton d'ordre  $N = 2$ , il n'existe pas de formule mathématique permettant de décrire la dynamique spectrale et temporelle d'un soliton d'ordre élevé [31]. Il est de ce fait nécessaire de recourir à une résolution numérique de l'équation 2.1 afin de tracer leur évolution longitudinale.

## 2.3 Perturbation de la propagation de solitons

Une des principales caractéristiques des solitons fondamentaux est qu'ils sont très robustes aux perturbations et peuvent adapter leurs profils temporel et spectral pour garder un ordre  $N$  proche de 1 et ainsi se propager sans trop de déformations. En conséquence de quoi, d'un point de vue pratique une impulsion envoyée dans une fibre tend à donner un soliton si sa puissance crête d'entrée est suffisante ( $P_0$  correspondant à  $0,5 < N < 1,5$ ). Les solitons d'ordres élevés quant à eux ne sont pas du tout robustes et la moindre perturbation conduit à leur fission. Nous détaillons à présent, pour chaque type de soliton, les conséquences qu'engendrent la pente de la dispersion ( $\beta_3$ ) et l'effet Raman. En effet, ces deux perturbations jouent un rôle important dans les résultats que nous présenterons dans le reste de ce manuscrit.

### 2.3.1 Cas d'un Soliton fondamental

#### 2.3.1.1 Influence de la pente de dispersion

Lorsqu'un soliton se propage en zone de dispersion anormale au voisinage de la longueur d'onde de dispersion nulle, il peut y avoir recouvrement spectral entre le soliton et la zone de dispersion normale (Figure 2.2(a)). Le soliton est alors déstabilisé et il transfère, une partie de son énergie vers une radiation appelée *onde dispersive*<sup>1</sup> [11]. En effet, cette radiation n'est soumise à aucun effet non-linéaire

1. Parfois appelée *radiation de Cherenkov* ou *radiation résonnante*.

car elle ressent une dispersion normale importante qui fait chuter sa puissance crête très rapidement. Le soliton, qui a perdu une partie de son énergie, n'est plus idéal, on parle alors de *quasi-soliton* ou d'*impulsion solitonique*. Cependant, par abus de langage, beaucoup d'auteurs conservent la dénomination de soliton.

La position spectrale à laquelle est émise cette radiation peut être facilement déduite de l'accord de phase entre le soliton et l'onde dispersive [11]. Elle est donnée par la relation :

$$\omega_{OD} - \omega_{sol} \approx -3 \frac{\beta_2(\omega_{sol})}{\beta_3(\omega_{sol})} + \frac{\gamma P_{sol} \beta_3(\omega_{sol})}{3\beta_2^2(\omega_{sol})} \quad (2.4)$$

$\omega_{sol}$  et  $\omega_{OD}$  étant respectivement les pulsations centrales du soliton et de l'onde dispersive générée,  $P_{sol}$  est la puissance crête du soliton,  $\beta_2(\omega_{sol})$  et  $\beta_3(\omega_{sol})$  sont les termes de dispersion d'ordre deux et trois à la pulsation du soliton. Nous pouvons remarquer dans la relation 2.4 que le signe de  $\beta_3(\omega_{sol})$  détermine la position de l'onde dispersive relativement au soliton. Ainsi, si  $\beta_3(\omega_{sol})$  est positif la radiation sera émise à des longueurs d'onde plus courtes que celle du soliton et inversement si  $\beta_3(\omega_{sol})$  est négatif. Par ailleurs, plus le recouvrement spectral entre le soliton et la zone de dispersion normale sera important, plus l'énergie radiée sera importante [11]. Après génération de l'onde dispersive, le soliton se décale spectralement et s'éloigne du zéro de dispersion pour conserver la quantité de mouvement totale du processus. Il cesse alors de radier efficacement de l'énergie. On appelle ce phénomène le *recul spectral* [11, 64].

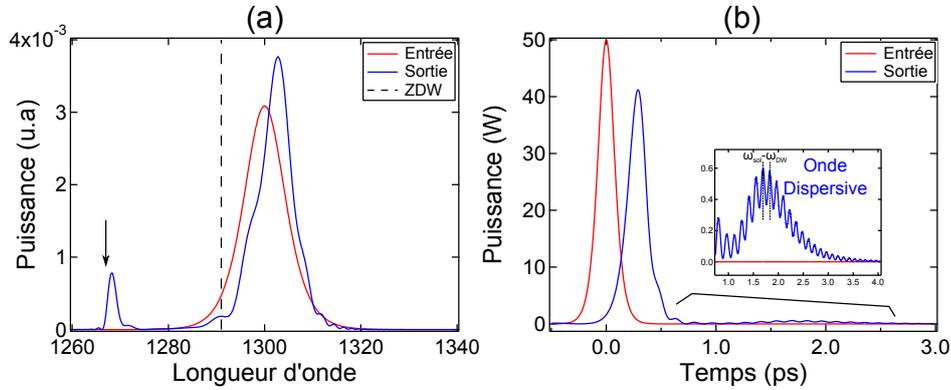


FIGURE 2.2 – Génération d'une onde dispersive dans l'espace (a) fréquentiel et (b) temporel. Flèche noire : position de l'accord de phase (d'après la relation 2.4). Trait noir : position du zéro de dispersion.  $T_0 = 100$  fs,  $\beta_2 = -2$  ps<sup>2</sup>/km,  $\beta_3 = -0,3$  ps<sup>3</sup>/km,  $\gamma = 10$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup>.

La figure 2.2 (a) montre le spectre d'un soliton avant (courbe rouge) et après (courbe bleue) génération d'une onde dispersive. La flèche indique la position de l'accord de phase et le trait noir la position du zéro de dispersion. Nous pouvons observer le léger décalage vers les grandes longueurs d'onde du soliton dû au recul spectral. La figure 2.2 (b) montre l'aspect temporel correspondant. Nous remar-

quons l'étalement temporel de l'onde dispersive, car elle se trouve en régime normal de dispersion.

### 2.3.1.2 Influence de l'effet Raman

Observé pour la première fois dans les années 1980 [14], l'auto-décalage Raman de soliton (ADRS) consiste en un décalage spectral continu d'un soliton vers les grandes longueurs d'onde à cause de la diffusion Raman stimulée. Il s'agit d'un processus intra-pulse dans lequel la partie courtes longueurs d'onde du soliton subit une absorption au profit de la partie grandes longueurs d'onde qui voit un gain (Fig. 2.3(a)). La forme de la courbe de gain fait que le soliton ne ressent un décalage significatif que lorsque son spectre est très étendu, c'est-à-dire lorsque sa durée est faible (voir schéma de la figure 2.3(a)). Ceci explique pourquoi l'auto-décalage Raman n'est prépondérant que dans le cas d'impulsions subpicoseconde ( $T_0 < 1$  ps). Nous montrons sur la figure 2.3(b) un exemple de l'auto-décalage Raman d'un soliton d'une durée de  $T_0 = 60$  fs. Les autres paramètres sont indiqués dans la légende de la figure. Dans cet exemple, le décalage total est de 100 nm au bout de 100 m de propagation.

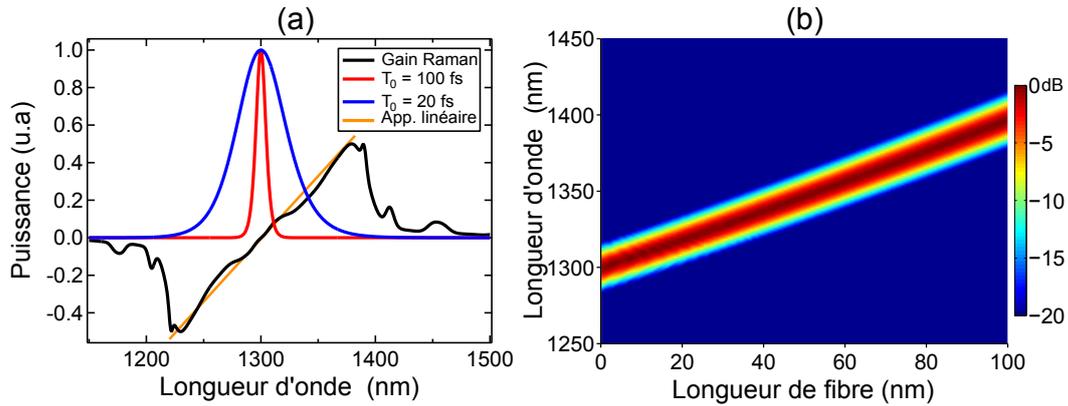


FIGURE 2.3 – (a) Illustration du recouvrement spectral entre la courbe de gain Raman (en noir) et le spectre d'une impulsion ayant une durée de 100 fs (courbe rouge) et 20 fs (courbe bleue). Le trait orange correspond à l'approximation linéaire du gain Raman [31]. (b) Auto-décalage spectral d'un soliton par effet Raman. Paramètres :  $T_0 = 60$  fs,  $\gamma = 10 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ,  $\beta_2 = -10 \text{ ps}^2/\text{km}$ , une courbe de Gain Raman réaliste (courbe noire).

La fréquence du soliton peut être prédite théoriquement par la formule de Gordon, déduite du recouvrement entre le spectre du soliton et le spectre de gain Raman [65] :

$$\frac{d\omega_{sol}}{dz}(z) = -\frac{8|\beta_2|T_R}{15T_0^4}z \quad (2.5)$$

Pour obtenir cette formule, il est nécessaire de considérer l'approximation linéaire du gain Raman (voir Fig. 2.3(a)), dont  $T_R = 3$  fs est la pente à l'origine. Cette approximation n'est cependant valable que lorsque la durée de l'impulsion est supérieure à 100 fs. Il faut également négliger les ordres de dispersion supérieurs à deux ainsi que la dépendance spectrale du coefficient non-linéaire. Nous présenterons dans la Partie 2 un modèle plus complet que l'équation 2.5, valable quelle que soit la durée initiale du soliton et permettant de tenir compte des dépendances fréquentielles de la dispersion et du coefficient non-linéaire au cours du décalage spectral du soliton.

Notons que la génération d'ondes dispersives et l'auto-décalage Raman sont deux phénomènes qui n'affectent pas uniquement les solitons. En effet, il a été rapporté la possibilité de l'auto-décalage Raman d'une impulsion se propageant en zone normale de dispersion [66]. De même, Webb *et al.* ont observé la génération d'ondes dispersives par des impulsions injectées en zone de dispersion normale [67]. Ce comportement a ensuite été expliqué comme étant dû à la formation d'ondes de choc [68]. Cependant, dans ce manuscrit nous ne nous intéresserons qu'aux phénomènes affectant les solitons.

### 2.3.2 Cas des Solitons d'ordres supérieurs

Contrairement aux solitons fondamentaux, les solitons d'ordres supérieurs sont instables et la moindre perturbation conduit à leur fission, c'est-à-dire à leur brisure en  $N$  solitons fondamentaux de puissances crêtes et de durées différentes [10]. Cette fission se déroule en tout début de propagation et est le plus souvent provoquée par la présence d'ordre de dispersion supérieure à deux et/ou par la présence d'effet Raman [7]. La durée et la puissance crête du  $i$ -ème soliton issu de la fission sont données par les relations [31] :

$$T_i = \frac{T_0}{2N + 1 - 2i} \quad (2.6)$$

$$P_i = \frac{(2N + 1 - 2i)^2}{N^2} P_0 \quad (2.7)$$

D'après ces relations, les  $N-1$  premiers solitons éjectés sont plus puissants et plus courts temporellement que l'impulsion initiale [7]. Ils sont de ce fait plus fortement soumis aux effets de l'auto-décalage Raman et à la génération d'ondes dispersives. Une augmentation de la puissance de l'impulsion pompe ( $P_0$ ) conduit à la diminution de la durée  $T_i$  des solitons émis et d'après la relation (2.5) un accroissement de leur décalage fréquentiel. De ce fait, il devient possible de mettre au point des sources de solitons courts accordables en longueurs d'onde par simple changement de la puissance de l'impulsion pompe [14, 69]. La figure 2.4 montre la fission d'un soliton d'ordre  $N = 6$  d'une durée de 100 fs. Les solitons issus de la fission subissent l'effet de l'auto-décalage Raman, mais génèrent également des ondes dispersives en zone normale de dispersion.

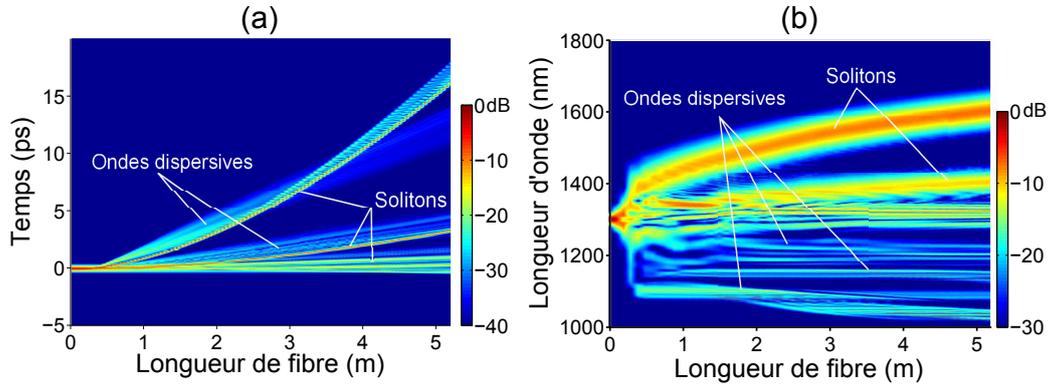


FIGURE 2.4 – Évolution (a) temporelle et (b) spectrale de la fission d'un soliton d'ordre  $N = 6$  pour :  $T_0 = 100$  fs,  $\beta_2 = -5$  ps<sup>2</sup>/km,  $\beta_3 = 1$  ps<sup>3</sup>/km,  $\gamma = 10$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup>. La puissance (axe  $z$ ) est représentée en échelle logarithmique suivant une palette de couleurs allant du bleu au rouge.

Le phénomène de fission ne se limite pas aux impulsions dont le profil est de type sécante hyperbolique. Ainsi, n'importe quel type d'impulsion courte injectée en zone anormale de dispersion fissionnera et conduira à la formation de solitons tant que sa puissance crête est suffisamment élevée. Quand la puissance crête de l'impulsion injectée est très élevée ( $N$  grand), le nombre de solitons éjectés subissant l'auto-décalage Raman et générant des ondes dispersives est aussi élevé. La forme du spectre qui en découle est très étendue formant un *supercontinuum* [70].

Ce chapitre a été dédié aux propriétés fondamentales de propagation de solitons. Ces derniers existent sous deux formes, les solitons fondamentaux et les solitons d'ordres supérieurs. Lors de leur propagation dans une fibre réelle, les solitons d'ordres supérieurs fissionnent en  $N$  solitons fondamentaux. Au contraire, les solitons fondamentaux conservent leurs structures quasiment intactes, mais peuvent subir un décalage vers le rouge ou émettre des ondes dispersives respectivement sous l'action de l'effet Raman et la dispersion d'ordre trois. Notons que par abus de langage nous continuons à les désigner par le terme soliton, malgré la présence de dispersion d'ordre supérieur à deux et de diffusion Raman stimulée.

# Modélisation numérique dans les fibres optiques

Nous allons à présent nous intéresser aux techniques de modélisation des propriétés de guidage des fibres optiques ainsi qu'à la simulation de la propagation de la lumière dedans.

## 3.1 Modélisation des propriétés de guidage d'une fibre

### 3.1.1 Méthode des éléments finis

Une étape importante avant de réaliser une fibre optique est la modélisation de ses propriétés optiques afin de connaître les caractéristiques des modes guidés. Cela comprend la connaissance de :

- L'indice effectif du mode : dont la partie réelle est liée à la constante de propagation et la partie imaginaire aux pertes par confinement de la fibre.
- Le profil transverse du mode : il permet de déterminer l'aire effective et donc le coefficient non-linéaire.

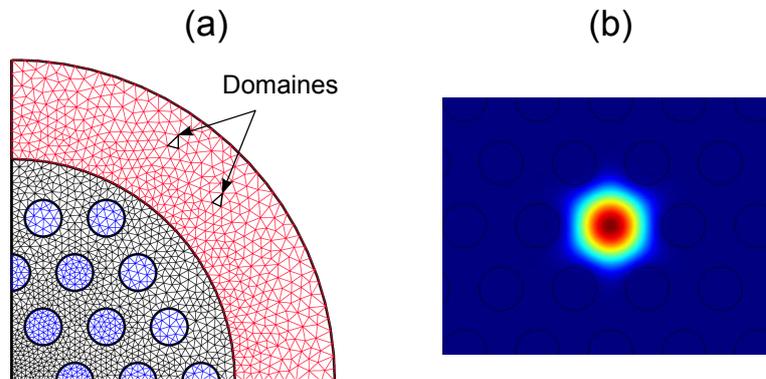


FIGURE 3.1 – (a) Maillage utilisé afin de déterminer les propriétés du mode fondamental guidé dans une FOM air/silice. Les cercles indiquent les trous d'airs. (b) Répartition transverse de l'intensité du champ guidé, déterminé par la méthode des éléments finis.

Pour déterminer les champs transverse des modes guidés et leurs constantes de propagation, nous utilisons une méthode à éléments finis implémentée à l'aide d'un logiciel commercial (Comsol Multiphysics). La méthode des éléments finis consiste

premièrement à décomposer géométriquement la structure de la fibre en petits domaines (voir maillage Fig. 6.1(a)) et d'y affecter les paramètres physiques correspondants (indices, paramètres aux frontières...). Les équations de Maxwell aux sommets de chaque domaine sont ensuite résolues et le champ à l'intérieur d'un domaine en particulier évalué à partir d'interpolations. Le champ total est une juxtaposition des champs des différents domaines. Les figures 6.1(a) et (b) montrent respectivement le maillage utilisé et le profil d'intensité transverse retrouvé par une méthode d'éléments finis. La qualité de la solution finale dépend bien évidemment du maillage initial considéré. Si les domaines définis sont trop grands, la solution perdra en précision. À l'inverse, s'ils sont trop petits le temps de calcul nécessaire augmentera de façon trop importante.

Dans le cas de structures symétriques (exemple : les FOMs air/silice à maille triangulaire), il est possible, en utilisant les conditions aux limites appropriées, de limiter le calcul à un quart de la structure, permettant ainsi de réduire le temps de calcul.

### 3.1.2 Méthode empirique de Saitoh-Koshiba

En 2005, K. Saitoh et M. Koshiba montrèrent que la dispersion du guide d'une grande partie des FOMs air/silice peut être déterminée à l'aide de formules empiriques assez simples [71] (voir l'annexe A pour une présentation détaillée de cette méthode), ce qui évite d'avoir recours à un calcul d'éléments finis. Ces formules analytiques permettent de retrouver facilement la dispersion chromatique et le coefficient non-linéaire d'une FOM air/silice uniquement à partir de la connaissance de ces paramètres optogéométriques  $d$  et  $\Lambda$ .

Cette méthode offre une précision relativement bonne autour du premier zéro de dispersion pour des valeurs de  $d/\Lambda$  comprises entre 0,2 et 0,8. Cependant, quand le

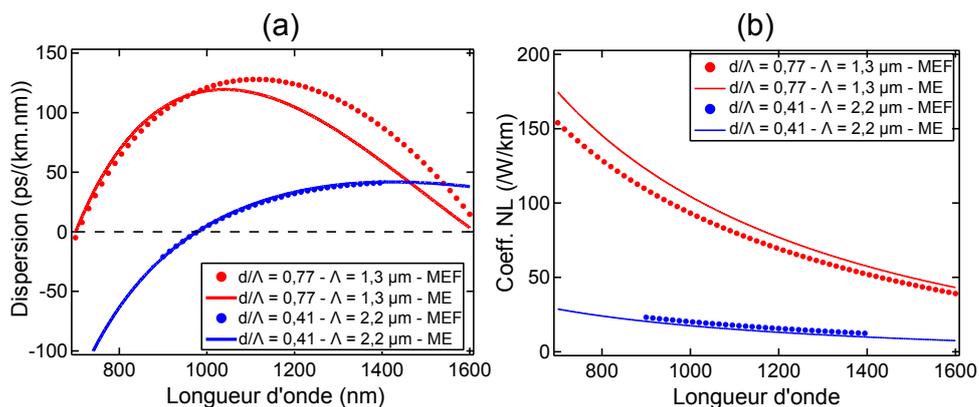


FIGURE 3.2 – Comparaison entre (a) les courbes de dispersion et (b) de coefficient non-linéaire, pour différentes FOMs, déterminées par une méthode d'éléments finis (traits rouges et bleus) et la méthode analytique (marqueurs rouges et bleus). MEF : Méthode des éléments finis, ME : Méthode empirique.

### 3.2. Simulation de la propagation non-linéaire dans une fibre optique 37

pas  $\Lambda$  devient faible (typiquement inférieur à  $2 \mu\text{m}$ ), un désaccord sur la courbe de dispersion commence à apparaître aux grandes longueurs d'onde. Ceci est illustré dans les figures 6.2(a) et (b) où deux exemples de calculs de courbes de dispersion et de coefficients non-linéaires effectués par la méthode empirique de Saitoh-Koshiba et la méthode des éléments finis sont représentés. La dispersion est mal approchée sur la partie grande longueurs d'onde de la FOM possédant un pas  $\Lambda = 1,3 \mu\text{m}$ . Le coefficient non-linéaire est lui aussi légèrement surévalué.

## 3.2 Simulation de la propagation non-linéaire dans une fibre optique

### 3.2.1 Résolution numérique de l'équation de propagation

L'équation de propagation MGNLSE (Eq. 1.21) ne possède pas de solutions analytiques. Il est donc nécessaire de faire appel à des méthodes de résolutions numériques afin de la résoudre. Même s'il existe différentes méthodes permettant de le faire (méthode des différences finies, résolution directe dans le domaine fréquentiel,...), les méthodes pseudo-spectrales restent de loin les plus utilisées principalement à cause de leur rapidité et de la facilité de leur implémentation [31]. Dans ces méthodes, les effets linéaires sont traités dans le domaine spectral tandis que les effets non-linéaires sont intégrés temporellement. Le passage d'un domaine à l'autre se fait par une transformée de Fourier rapide (FFT). Nous utilisons pour ce manuscrit un programme de simulation numérique basé sur le schéma d'intégration RK4IP [72]. Ce schéma a une précision globale d'ordre 4 en  $h$  ( $h$  étant le pas d'intégration longitudinal), il permet donc d'avoir une convergence rapide par rapport à la méthode plus classique dite split-step Fourier [31, 72]. Pour utiliser l'algorithme RK4IP nous devons d'abord mettre l'équation 1.21 sous la forme :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (3.1)$$

où  $\hat{D}$  et  $\hat{N}$  sont respectivement les opérateurs de dispersion et de non-linéarité :

$$\hat{D} = -\frac{\alpha(\omega)}{2} + i[\beta(\omega) - \beta(\omega_0) - \beta_1(\omega_0)(\omega - \omega_0)] \quad (3.2)$$

$$\hat{N}(\tilde{C}) = \frac{i\bar{\gamma}(\omega)}{(2\pi)^2} \mathcal{F} \left( C(z, T) \mathcal{F}^{-1} \left( R(\omega - \omega_0) \mathcal{F} \left( |C(z, T)|^2 \right) \right) \right) \quad (3.3)$$

L'algorithme RK4IP permettant de déterminer  $A(z+h)$  à partir de la connaissance de  $A(z)$  est le suivant [72] :

$$\begin{aligned}
\tilde{A}_I &= \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \tilde{A}(z, \omega) \\
k_1 &= \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \left[h\hat{N}(\tilde{A})\right] \tilde{A}(z, \omega) \\
k_2 &= h\hat{N}(\tilde{A}_I + k_1/2) \left[\tilde{A}_I + \frac{k_1}{2}\right] \\
k_3 &= h\hat{N}(\tilde{A}_I + k_2/2) \left[\tilde{A}_I + \frac{k_2}{2}\right] \\
k_4 &= h\hat{N}\left(\exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \left[\tilde{A}_I + k_3\right]\right) \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \times \left[\tilde{A}_I + k_3\right] \\
\tilde{A}(z+h, \omega) &= \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \left(\tilde{A}_I + \frac{k_1}{6} + \frac{k_2}{3} + \frac{k_3}{3}\right) + \frac{k_4}{6}
\end{aligned} \tag{3.4}$$

Par ailleurs, nous avons également implémenté dans notre code l'ajustement automatique du pas d'intégration  $h$  afin de mieux tenir compte de la dynamique de propagation lorsque cela se révèle nécessaire. Ainsi, le pas est agrandi lorsque l'enveloppe varie peu et *vice versa* [73]. Durant la simulation, et en l'absence d'atténuation de la fibre, le contrôle de la conservation du nombre de photons (Eq. 1.24) permet de s'assurer qu'aucun problème informatique ne s'est produit. Cette condition est nécessaire, mais malheureusement non suffisante, car les sources d'erreurs numériques peuvent être multiples.

### 3.2.2 Modélisation du bruit

Un certain nombre d'effets non-linéaires sont sensibles à la présence d'un bruit quantique ou d'un bruit de phonons. Il est donc important de prendre en compte ce phénomène dans les simulations numériques [74]. Plusieurs formes de bruit ont été considérées dans la littérature [75]. Nous négligeons dans nos simulations le bruit de phonons et considérons uniquement un bruit blanc comportant un photon par mode spectral possédant une intensité et une phase aléatoire [74].

## 3.3 Méthode de visualisation Spectro-temporelle

Les effets linéaires et non-linéaires affectent à la fois les profils spectral et temporel d'une impulsion. Il est donc nécessaire d'utiliser une représentation adéquate pour caractériser cette action. Les spectrogrammes sont une représentation spectro-temporelle de la distribution d'énergie d'une impulsion ou d'un signal optique. Très utiles en modélisation, ils permettent d'étudier les mécanismes qui se déroulent simultanément dans le domaine spectral et temporel [74]. Les spectrogrammes sont obtenus par une transformée de Fourier à fenêtres glissantes sur le signal temporel à analyser. Les spectres obtenus (un à chaque déplacement de la fenêtre spectrale) sont compilés pour former une figure à trois dimensions qui permet de localiser dans le temps chaque composante du spectre. Le troisième axe, exprimé le plus

souvent en échelle de couleurs, représente la densité spectrale d'énergie contenue dans la fonction référence. Un spectrogramme est défini mathématiquement comme la fonction de corrélation croisée du signal lumineux à analyser ( $A$ ) et de la fonction fenêtre choisie ( $A_{fenêtre}$ ) :

$$S(\tau, \omega) = \left| \int A(t) A_{ref}(t - \tau) \exp(i\omega t) dt \right|^2 \quad (3.5)$$

La figure 3.3(b) montre le spectrogramme associé au signal de sortie de la figure 2.2. Les paramètres utilisés pour calculer les spectrogrammes sont reportés dans la légende. Grâce à cette représentation, il nous est maintenant possible de situer temporellement et spectralement l'onde dispersive par rapport au soliton qui l'a générée. Nous pouvons également visualiser l'étalement temporel de l'onde dispersive qui se propage en zone normale de dispersion. Notons cependant qu'en raison du principe d'incertitude d'Heisenberg, il est impossible de représenter un spectrogramme avec une résolution optimale à la fois dans le domaine spectral et temporel.

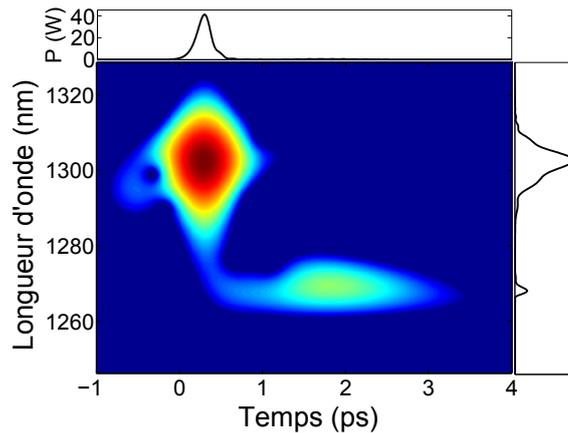


FIGURE 3.3 – Spectrogramme du signal de sortie de la figure 2.2. L'axe  $z$  est tracé en échelle logarithmique. Nombre de fenêtres = 400,  $T_{fenêtre} = 200$  fs. La fenêtre considérée a une forme gaussienne.

Il est possible d'obtenir des spectrogrammes expérimentalement grâce à la technique XFROG, ou bien FROG, quand la fonction référence et le signal à analyser sont les mêmes [76, 77].

## Conclusion

Cette partie introductive nous a permis de présenter brièvement les notions relatives aux fibres optiques conventionnelles et microstructurées nécessaires à la compréhension de la suite du manuscrit. Ces dernières grâce à leurs structures particulières permettant une meilleure flexibilité de ses propriétés de guidages linéaires et non-linéaires. Nous avons consacré le chapitre deux à la présentation des solitons et leurs comportements en présence des effets d'ordres supérieurs de dispersion et de non-linéarité. Puis, dans le chapitre trois, nous nous sommes intéressés à la modélisation des propriétés de guidage d'une fibre optique. Nous avons également présenté l'équation MGNLE et la façon de l'intégrer numériquement afin de pouvoir simuler la propagation d'un champ optique dans une fibre.

Dans la Partie suivante, nous allons nous intéresser à la propagation de solitons, et plus particulièrement à leur contrôle à l'aide de fibres optiques dont les propriétés évoluent longitudinalement.

Deuxième partie

Contrôle spectral et  
spectro-temporel de solitons  
dans des fibres optiques  
topographiques



## Introduction

L'auto-décalage Raman de solitons (ADRS) permet, par simple ajustement de la puissance de pompe d'un laser impulsif, la mise au point de sources d'impulsions courtes accordables en longueur d'onde. Cet effet trouve son utilité dans des applications aussi variées que la spectroscopie/microscopie biophotonique ainsi que la réalisation de lasers impulsifs accordables [19, 78, 79, 80]. L'ADRS joue également un rôle important dans la formation de supercontinuum et la génération de phénomènes optiques extrêmes rares [21, 74].

Dans cette partie, nous nous intéressons au contrôle des propriétés d'un soliton se propageant le long d'une fibre optique. Nous étudierons plus particulièrement la possibilité de contrôler la dynamique des solitons de façon totalement passive grâce à l'utilisation de fibres optiques topographiques, c'est-à-dire des fibres dont le profil longitudinal est adapté afin de faire varier leurs propriétés de guidage. Nous disposons en effet, au sein de la plateforme technologique PhLAM/IRCICA, d'un système permettant la fabrication de fibres dont le diamètre varie à souhait au cours du fibrage. L'avantage qu'offre une telle solution est qu'elle est entièrement passive et qu'une fois la fibre fabriquée, elle, ne requiert aucun contrôle actif ou mise en forme de l'impulsion de pompe injectée [81, 82].

Notre étude sur l'ADRS dans les fibres optiques topographiques a été divisée en deux étapes distinctes. La première, présentée dans le chapitre 4, s'intéresse à la dynamique du décalage spectral d'un soliton au cours de sa propagation. Son but est de comprendre l'influence des paramètres de la fibre sur l'ADRS afin de pouvoir contrôler précisément la longueur d'onde d'un soliton qui s'y propage. Dans un second temps (chapitre 5), nous avons cherché à contrôler simultanément la longueur d'onde et la durée des solitons délivrés à la sortie de la fibre. Pour cela, nous avons étudié l'influence de l'évolution transverse des paramètres de la fibre sur la durée des solitons. À cause de l'inexistence de solutions analytiques simples, ces deux travaux font appel à des méthodes de résolution de problèmes inverses afin de concevoir les fibres nécessaires. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les simulations numériques et l'expérience.

Nous nous sommes également intéressés, dans le cadre d'une collaboration avec le groupe Mosaïc (Institut Fresnel, Université de Aix-Marseille), à l'augmentation de l'énergie des solitons délivrés en sortie d'une fibre optique. Ce travail avait pour but la mise au point d'une source de solitons énergétiques, émettant dans le domaine spectral 800-1000 nm, adaptée à la microscopie biologique SHG (*Second Harmonic Generation*) et CARS (*Coherent Anti-Stokes Raman Scattering*). En effet, l'obstacle actuel au développement de systèmes d'imagerie utilisant des solitons est la faible énergie de ces derniers, ce qui induit des problèmes de détection et de niveau de signal sur bruit [19]. Nos recherches ont démontré que cette augmentation nécessite l'utilisation de propriétés de dispersion de non-linéarité inatteignables pour les fibres optiques microstructurées classiques air/silice. Nous nous sommes donc orientés vers l'utilisation de fibres optiques à bandes interdites photoniques. Par souci de cohérence, les résultats de cette étude sont présentés dans l'Annexe B.



# Contrôle spectral de solitons dans des fibres optiques topographiques

---

## 4.1 État de l'art et contexte

Une introduction aux propriétés fondamentales de propagation d'un soliton dans une fibre optique ayant déjà été faite dans le chapitre 2, nous nous contentons ici d'exposer les principales études qui s'attachent au contrôle de la dynamique spectrale d'un soliton subissant un décalage auto-induit.

Les premières études, à la fin des années 80, concernant l'ADRS consistaient en la mise au point de sources accordables en longueur d'onde par simple changement de la puissance de pompe [10]. Cependant, comme le ZDW des fibres optiques conventionnelles est supérieur à 1300 nm, ces sources devaient mettre en œuvre des lasers de pompe à colorants volumineux et coûteux ce qui a rapidement fait de l'ADRS un effet de faible intérêt pratique. L'intérêt dans l'ADRS n'a été relancé qu'à la fin des années 90, grâce à l'émergence de nouvelles sources lasers femtosecondes fibrées permettant de mettre au point des sources de solitons très compactes [15]. L'apparition en 2000 de FOMs possédant un zéro de dispersion dans le visible a également permis de développer des sources accordables pompées par les lasers Ti:Sa communément répondus dans les laboratoires d'optique [17].

En parallèle à cela, durant les années 90, plusieurs auteurs étudièrent la compression temporelle de solitons dans des fibres dites à dispersion décroissante ( $\beta_2$  augmentant en fonction de  $z$ ) [83, 84]. Cette compression résulte de l'adaptation du profil du soliton afin de préserver un équilibre entre les effets non-linéaires et dispersifs. Toutefois, la majorité de ces études considéraient des configurations où l'ADRS est négligeable.

En 2001, Liu *et al.* eurent l'idée d'utiliser une FOM effilée à dispersion décroissante afin d'accentuer l'ADRS [23]. En effet, la diminution de la dispersion induit une compression temporelle du soliton afin de continuer à satisfaire à la relation 2.3. Cette expérience a permis d'observer un décalage de 350 nm dans une FOM de seulement 15 cm de long. Toujours dans le but de maximiser l'ADRS, Judge *et al.* présentèrent dans la référence [85] le design d'une fibre effilée à deux longueurs d'onde de dispersion nulle. Cette fibre est conçue de façon à permettre à un soliton de se propager continuellement en zone de faible dispersion, ce qui induit une compression du soliton et, par conséquent, une augmentation de son décalage. Au

fur et à mesure que le soliton se décale vers le rouge, le second zéro de dispersion se décale également afin d'éviter l'émission par le soliton d'ondes dispersives et de garder un décalage optimum. Dans la référence [86], Al-kadry *et al.* considèrent la même approche que celle de Judge dans des microfils de Chalcogénures. Cependant, les travaux de Judge *et al.* et d'Al-kadry *et al.* se limitent à des études numériques et, à notre connaissance, aucun travail expérimental n'est venu valider ces résultats. Ceci peut être en grande partie imputé à la difficulté de fabrication de telles fibres. Les études traitant de l'optimisation de l'ADRS ont également en commun le fait qu'elles insistent sur la maîtrise de la dispersion chromatique, mais négligent l'évolution de la non-linéarité. Cette approximation n'est pas complètement justifiée, car de nombreux travaux ont souligné l'influence majeure que peut avoir la dépendance spectrale du coefficient non-linéaire sur l'ADRS [87, 88, 89].

Dans ce chapitre, nous proposons d'étudier l'ADRS dans des fibres optiques dont la structure transverse est minutieusement ajustée et que nous nommerons *fibres optiques topographiques*. Le terme "topographique" fait, ici, référence au fait que les paramètres de dispersion et de non-linéarité sont, à chaque point de la fibre, simultanément modifiés en ajustant le diamètre de la fibre de façon à s'adapter exactement à la dynamique du soliton qui s'y propage. Ceci n'est, la plupart du temps, pas le cas des fibres à dispersion variable décrites dans la littérature dans lesquelles seule la structure de la fibre à ses extrémités d'entrée et sortie est contrôlée. Nous commencerons par présenter le modèle semi-analytique de Gordon qui permet une bonne évaluation analytique de l'ADRS. Ensuite, nous expliquerons les raisons qui nous obligent à recourir à un algorithme de résolution évolutionniste afin de déterminer les profils topographiques nécessaires à l'obtention d'une trajectoire d'ADRS donnée. Nous présenterons, enfin, des résultats expérimentaux obtenus dans des fibres conçues à l'aide de cet algorithme.

## 4.2 Modèle semi-analytique de Gordon

### 4.2.1 Mise en évidence du problème

Nous avons présenté dans la section 2.3.1.2 la formule de Gordon qui permet d'évaluer l'auto-décalage Raman d'un soliton. Malheureusement, le domaine de validité de cette formule est relativement limité. Elle ne permet pas de prendre en compte la dépendance spectrale de la dispersion d'ordre deux et du coefficient non-linéaire. De plus, elle considère une approximation linéaire de la courbe de gain Raman qui n'est plus valide lorsque la durée des solitons est inférieure à 60 fs [90]. Pour dépasser ces limitations, plusieurs auteurs ont dérivé cette formule en tenant compte d'une réponse Raman réaliste ainsi que d'une durée  $T_s$  du soliton dépendante de  $z$ . Cette dépendance de  $T_s$  résulte des variations de  $\beta_2$  et de  $\gamma$  ressenties par le soliton lors de son décalage. Ces nouveaux modèles ont montré, un très bon accord quantitatif avec les simulations de résolution de l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée pour des durées supérieures à 60 fs [85, 88]. Pour des durées de solitons plus faibles, une erreur sur le décalage Raman prédit est consta-

tée [91, 92]. La raison de cette différence est liée à la nature même de la réponse non-linéaire de la silice qui fait intervenir une composante Kerr instantanée et une Raman retardée. Nous rappelons que d'après l'équation 1.19, celle-ci s'écrit :

$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$$

$f_R$  étant la contribution relative de l'effet Raman à la non-linéarité totale et  $h_R(t)$  la réponse Raman de la silice. Cette dernière à une durée caractéristique d'environ  $\tau_r = 60$  fs. Si nous considérons un soliton avec une durée  $T_0 \gg \tau_r$ ,  $h_R$  peut être considérée comme instantanée et donc  $R(t) = \delta(t)$ . Dans ce cas, la condition de propagation d'un soliton fondamental est donnée par la relation 2.3 (section 2.1) :  $N^2 = 1$ . Cependant, lorsque la durée du soliton est plus courte ou du même ordre de grandeur que le temps caractéristique  $\tau_r$ ,  $h_R(t)$  ne peut plus être considérée comme instantanée et il est nécessaire de définir une nouvelle condition de propagation permettant de rétablir la compensation entre les effets de la dispersion et de la non-linéarité. Dans la référence [91], les auteurs proposent de définir un ordre de soliton  $N_{correc}$  dépendant de la durée  $T_s$  du soliton, la relation 2.3 devient alors :

$$[1 - f_R + f_R K_2 [T_s(z)]] N^2 = N_{correc}^2 = 1 \quad (4.1)$$

où  $K_2$  est un coefficient d'ajustement défini dans la référence [91] permettant de fractionner la réponse non-linéaire de la silice en ces contributions instantanée et retardée. Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.1(a), ceci dépend de la durée du soliton. Lorsque cette durée est faible,  $K_2$  est proche de zéro et la partie retardée du terme correctif peut être négligée [93]. Au contraire, lorsque la durée du soliton dépasse 60 fs,  $K_2$  approche 1 et nous retrouvons une définition standard de  $N$ . Cependant, pour des durées comprises entre 20 fs et 50 fs, qui est la durée typique des solitons issus de la fission d'une pompe femtoseconde, aucune des deux limites n'est valide. Il est donc obligatoire de considérer la valeur de  $K_2$  correspondant à la durée exacte du soliton.

### 4.2.2 Évaluation de l'auto-décalage fréquentiel

La nouvelle définition 4.1 de l'ordre du soliton conduit donc à une modification des formules permettant le calcul du décalage solitonique. Le taux d'auto-décalage Raman s'écrit à présent [91, 92] :

$$\frac{d\langle\omega_s\rangle}{dz} = -\frac{f_R |\beta_2(z)| T_s(z) \pi}{4K(T)} \times I(z) \quad (4.2)$$

avec :

$$I(z) = \int \Im(\tilde{h}_R(\Omega)) \frac{\Omega^3}{\sinh^2\left(\frac{T_s(z)\pi\Omega}{2}\right)} d\Omega \quad (4.3)$$

et :

$$K(T) = 1 - f_R + f_R K_2 [T_s(z)] \quad (4.4)$$

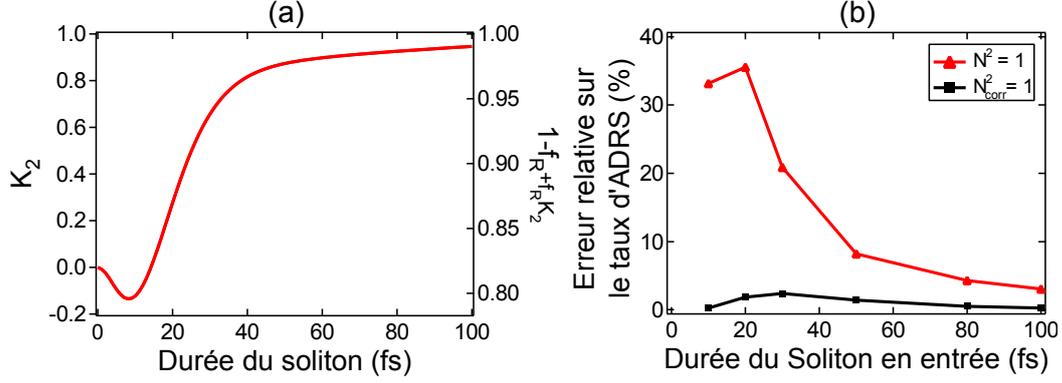


FIGURE 4.1 – (a) Évolution du coefficient  $K_2$  (axe de gauche) et du facteur de correction  $(1 - f_R + f_R K_2)$  (axe de droite) en fonction de la durée du soliton, dans le cas d’une réponse Raman réaliste [62]. (b) Erreur relative sur le taux d’ADRS entre les simulations numériques et les prédictions analytiques pour une distance normalisée  $\xi = \beta_2 L / T_0^2 = 200$ .

Dans ces formules,  $\omega_s$  représente la pulsation centrale du soliton et  $\Im(\tilde{h}_R(\Omega))$  la partie imaginaire de la transformée de Fourier de la réponse Raman  $h_R(t)$ .  $T_s$  décrit l’évolution de la durée du soliton au cours de la propagation, elle est déduite de la relation 4.5 où le produit  $K[T_s(z)] \cdot T_s(z)$  est une fonction bijective :

$$K[T_s(z)] \cdot T_s(z) = \frac{\gamma(0)^2 |\beta_2(z)|}{\gamma(z)^2 |\beta_2(0)|} K[T_s(0)] \cdot T_s(0) \quad (4.5)$$

$\beta_2(z)$  et  $\gamma(z)$  sont la dispersion d’ordre deux et le coefficient non-linéaire instantanés du soliton à une position  $z$ . Leur dépendance longitudinale est due au décalage spectral qui modifie la fréquence centrale du soliton. Elles peuvent également résulter d’une variation longitudinale appliquée à la structure de la fibre (qui se répercute sur ses propriétés de guidage).

L’efficacité de la prédiction donnée par les relations 4.2-4.5 a été vérifiée en effectuant des simulations numériques pour des durées de solitons comprises entre 10 fs et 100 fs. La puissance crête de l’impulsion en entrée a été ajustée de façon à obtenir un soliton fondamental selon les deux définitions de l’ordre  $N$  (Eq. 2.3 et Eq. 4.1). La figure 4.1(b) montre l’erreur relative commise sur le taux d’ADRS en fonction de la durée  $T_0$  du soliton pour une distance de propagation normalisée  $\xi = \beta_2 L / T_0^2 = 200$ . Cette erreur relative est définie comme  $100 \times \frac{\Omega_{\text{Simus}} - \Omega_{\text{Gordon}}}{\Omega_{\text{Gordon}}}$  où  $\Omega_{\text{Simus}}$  et  $\Omega_{\text{Gordon}}$  sont, respectivement, les décalages spectraux du soliton obtenus par les simulations numériques et par le modèle semi-analytique de Gordon (Eqs 4.2-4.5). Comme évoqué précédemment, l’erreur relative obtenue avec la définition standard  $N$  (représentée par des carrés noirs) est importante lorsque  $T_0$  est faible, mais décroît quand la durée du soliton augmente alors qu’elle reste au contraire inférieure à 2,5 % (triangles rouges) lorsqu’on utilise la nouvelle définition. Ces résultats confirment la validité du modèle de Gordon modifié (Eq. 4.2 à 4.5) et la

nécessite de tenir compte du facteur correctif lors de l'étude de l'ADRS de solitons courts.

## 4.3 Mise en place d'un algorithme de résolution de problèmes inverses

### 4.3.1 Nécessité d'une méthode de résolution inverse

Les relations 4.2 à 4.5 permettent de prédire l'évolution de la longueur d'onde centrale et la durée d'un soliton durant l'ADRS, et ainsi de décrire la dynamique complète d'un soliton le long de la fibre. De plus, ces relations nous renseignent sur le fait que le contrôle de cette dynamique requiert l'ajustement simultané des paramètres  $\beta_2(z)$  et  $\gamma(z)$  vus par le soliton. C'est ce que nous proposons de réaliser grâce à des fibres topographiques. Cependant, comme l'ADRS dépend de plusieurs paramètres liés d'une façon non triviale, il est impossible de prédire analytiquement la topographie de fibre optimale correspondant à une trajectoire spectrale souhaitée. Il nous faut donc considérer l'approche inverse à ce problème : partant d'un soliton fondamental d'une durée et d'une longueur d'onde donnée à l'entrée de la fibre (correspondant par exemple aux caractéristiques du laser utilisé en expérience), nous utiliserons un algorithme de résolution de problèmes inverses afin de déterminer le profil de fibre topographique optimisé permettant d'obtenir la trajectoire spectrale de décalage voulue.

Plusieurs travaux ont rapporté l'utilisation de ce type d'algorithmes en optique fibrée. Il s'agit pour la plupart d'algorithmes génétiques (AGs) [94], dont le fonctionnement, qui imite les lois de la sélection naturelle, a pour but de trouver une solution approchée à un problème d'optimisation. Le point de départ d'un algorithme génétique est une population de solutions potentielles. Cette population subit un ensemble d'opérations de sélections, croisements et de mutations afin de la faire converger progressivement vers une solution optimale. Par exemple, des algorithmes génétiques ont permis de concevoir une fibre optique à dispersion chromatique plate sur l'intervalle spectral 1000 nm-1700 nm [95, 96]. De même, ils ont été utilisés, avec succès, dans le but de contrôler la largeur de bande et la dispersion d'un réseau de Bragg photo-inscrit dans le cœur d'une fibre optique [97]. Dans le domaine de la photonique non-linéaire, l'emploi d'un AG a permis le design d'une structure de FOM maximisant à la fois la largeur de bande et la cohérence d'un supercontinuum [98]. Dans la référence [99], N. Broderick utilisa un algorithme génétique pour déterminer le profil longitudinal de variation de  $\beta_2(z)$  afin de contrôler le profil temporel d'une impulsion. Le calcul basé sur la résolution de l'équation de Schrödinger non-linéaire requiert cependant la mobilisation de capacités de calculs importantes (360 processeurs durant 5 heures).

Notre première approche, qui s'est inspirée des travaux de N. Broderick, a été d'utiliser un algorithme génétique couplé à l'intégration des équations 4.2 à 4.5 qui ne nécessitent que quelques secondes de temps de calcul au lieu de plusieurs minutes

pour une simulation numérique, soit un gain de deux ordres de grandeur. Le temps de calcul restant important (de l'ordre d'une dizaine d'heures), nous avons, dans un second temps, opté pour un algorithme de descente (*Hill climbing algorithm*). Contrairement aux algorithmes génétiques, un algorithme de descente ne considère qu'un individu unique, puis tente d'améliorer progressivement les caractéristiques de cet individu de manière à se rapprocher incrémentalement de la solution du problème [94]. Nous détaillons à présent le fonctionnement de cet algorithme d'optimisation.

### 4.3.2 Fonctionnement de l'algorithme de descente

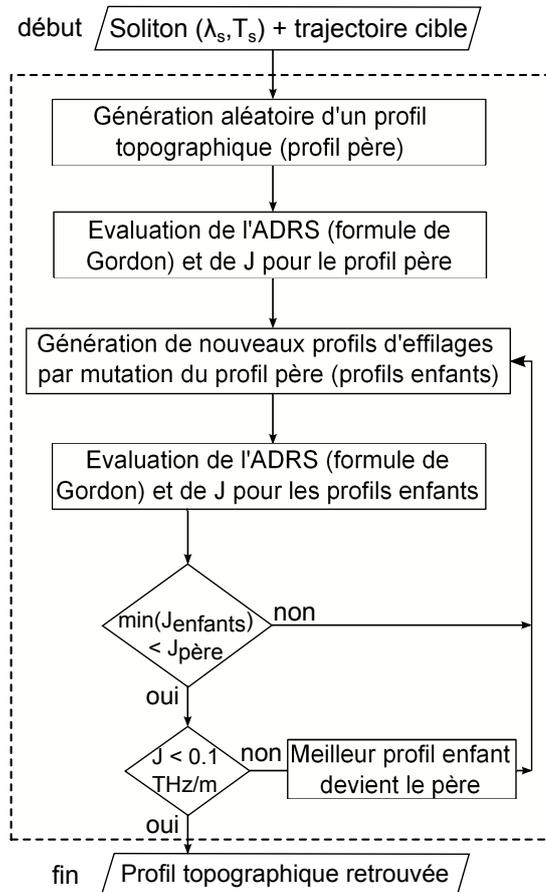


FIGURE 4.2 – Organigramme de programmation de l'algorithme de descente mis en place.

La figure 4.2 présente l'organigramme de programmation de l'algorithme de descente mis en place. Cet algorithme requiert comme paramètres d'entrées la connaissance de la durée  $T_s$  du soliton, sa longueur d'onde  $\lambda_s$  d'injection ainsi que la forme du décalage que nous voulons lui donner (décalage cible). Une fois ces paramètres définis, la procédure numérique de résolution du problème est la suivante (Fig. 4.2) :

1. Un profil topographique de fibre (appelé profil père) est généré aléatoirement.

2. L'ADRS dans ce profil est évalué en utilisant les Eqs 4.2 à 4.5.
3. Le degré d'adaptation (de performance) du profil père est estimé en calculant la fonction erreur (fonction performance)  $J$  :

$$J = \sqrt{\frac{1}{L^2} \sum_i [f_p(z_i) - f_c(z_i)]^2 + s \sum_i \left[ \frac{df_p}{dz}(z_i) - \frac{df_c}{dz}(z_i) \right]^2} \quad (4.6)$$

où  $f_p$  est l'évolution fréquentielle du soliton dans le profil père et  $f_c$  l'évolution fréquentielle ciblée.  $L$  est la longueur de la fibre et  $s$  une constante choisie empiriquement afin de minimiser la consommation de temps machine (dans notre cas  $s \sim 0.045$ ). La fonction  $J$  correspond à un calcul des moindres carrés sur la fréquence du soliton (premier terme) et le taux d'ADRS (deuxième terme). De ce fait,  $J = 0$  correspond à la solution topographique exacte. Le problème consiste donc à adapter le profil longitudinal père, le long de la fibre, afin de minimiser  $J$  et se rapprocher le plus possible du décalage ciblé.

4.  $n$  nouveaux profils topographiques (appelées profils enfants ou profils voisins) sont générés en apportant des modifications locales au profil père. Dans notre cas,  $n = 3$  permet d'optimiser le temps de calcul.
5. La trajectoire spectrale de décalage et la fonction erreur associées à chaque profil enfant sont évaluées.
6. Si l'un des profils enfants donne une trajectoire spectrale plus proche de la trajectoire ciblée ( $\min(J_{enfants}) < J_{père}$ ), ce profil devient le nouveau profil père, conformément aux lois des algorithmes de descente [94].

Le processus de modification-évaluation-sélection (étapes 4 à 6) est répété jusqu'à obtenir un accord satisfaisant (fonction erreur  $J$  faible) entre le décalage trouvé et le décalage ciblé ou jusqu'à ce qu'un nombre maximum d'itérations soit atteint (généralement 1000). L'algorithme de descente utilisé inclut l'appel à une routine basée sur le modèle empirique de Saitoh-Koshiba [71] afin d'évaluer la dispersion d'ordre deux et le coefficient non-linéaire le long des profils étudiés.

### 4.3.3 Description du profil

Dans la mesure où l'on étudie l'ADRS dans des fibres qui peuvent présenter des variations longitudinales de profil quelconques, il est important d'utiliser une méthode adéquate nous permettant de décrire analytiquement la variation du pas de la microstructure  $\Lambda(z)$  le long de la fibre. Cette description est possible grâce à des polynômes de Legendre ou d'Hermite. Cependant, de tels polynômes peuvent présenter de fortes oscillations aux bornes du domaine de leurs définitions  $[0, L]$ . La solution retenue consiste donc à définir le profil  $\Lambda(z)$  comme étant la fonction d'interpolation d'un ensemble fini de points  $\Lambda_i$  appelés nœuds de contrôle (ou points de contrôle) correspondant à des positions équidistantes  $z_i \in [0, L]$ . La fonction  $\Lambda(z)$  entre deux nœuds successifs  $\Lambda_i$  est évaluée à partir d'une interpolation de type *spline cubique* de l'ensemble des couples de points  $\{(z_0, \Lambda_0), (z_1, \Lambda_1), \dots, (z_n, \Lambda_n)\}$ .

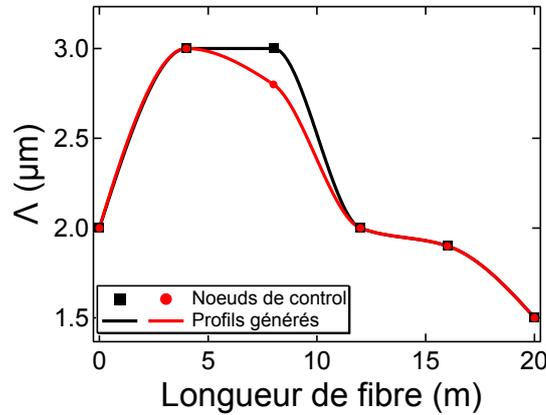


FIGURE 4.3 – Profils longitudinaux d’effilage créés par une interpolation spline des coordonnées de six nœuds de contrôle (indiqués par des marqueurs).

Cette méthode, assez simple, de description du profil  $\Lambda(z)$  offre l’avantage de permettre la description de fonctions mathématiques complexes à partir d’un nombre réduit de paramètres. Elle permet également de générer facilement des profils enfants proches du profil père (étape 4 de notre algorithme inverse) simplement en changeant l’ordonnée  $\Lambda_i$  d’un nœud de contrôle pris au hasard. C’est ce que l’on nomme *une mutation*. La courbe noire de la figure 4.3 montre l’exemple d’un profil longitudinal de fibre créée à partir de seulement six nœuds de contrôle (indiqués par des marqueurs noirs). La courbe rouge correspond à un profil enfant créé à partir d’une mutation effectuée sur le nœud numéro 3.

Au fur et à mesure que l’algorithme converge vers  $J = 0$ , le nombre de nœuds de contrôle est augmenté et l’intervalle sur lequel se fait une mutation réduit automatiquement, afin de permettre une description plus détaillée et un ajustement plus minutieux de la solution trouvée.

#### 4.3.4 Validation du code informatique de résolution

Afin de tester la validité de cet algorithme, un profil topographique sinusoïdal a été généré. L’évolution du pas  $\Lambda$  de ce profil est représentée en noir sur la Fig. 4.4(a), son rapport  $d/\Lambda$  vaut 0,6 le long de la fibre. Le décalage correspondant à ce profil (Fig. 4.4(b)) est calculé à partir des Eqs 4.2-4.5 en considérant un soliton initial d’une durée de  $T_s = 48$  fs centrée à  $\lambda_s = 1100$  nm. L’algorithme de descente mis en place a ensuite été utilisé pour retrouver le profil topographique correspondant à ce décalage calculé.

Les courbes rouges (Figs. 4.4(a) et (b)) représentent les profils longitudinaux et les décalages spectraux obtenus via l’algorithme de recherche au bout de 500 cycles de modification-évaluation-sélection. La courbe  $\Lambda(z)$  (trait rouge, Fig. 4.4(a)) qui a permis de minimiser la fonction  $J$  est en excellent accord avec la courbe originale (trait noir, Fig. 4.4(a)). De ce fait, la différence entre le décalage retrouvé par l’algorithme de résolution et le décalage ciblé est inférieure à 1 nm sur tout le long

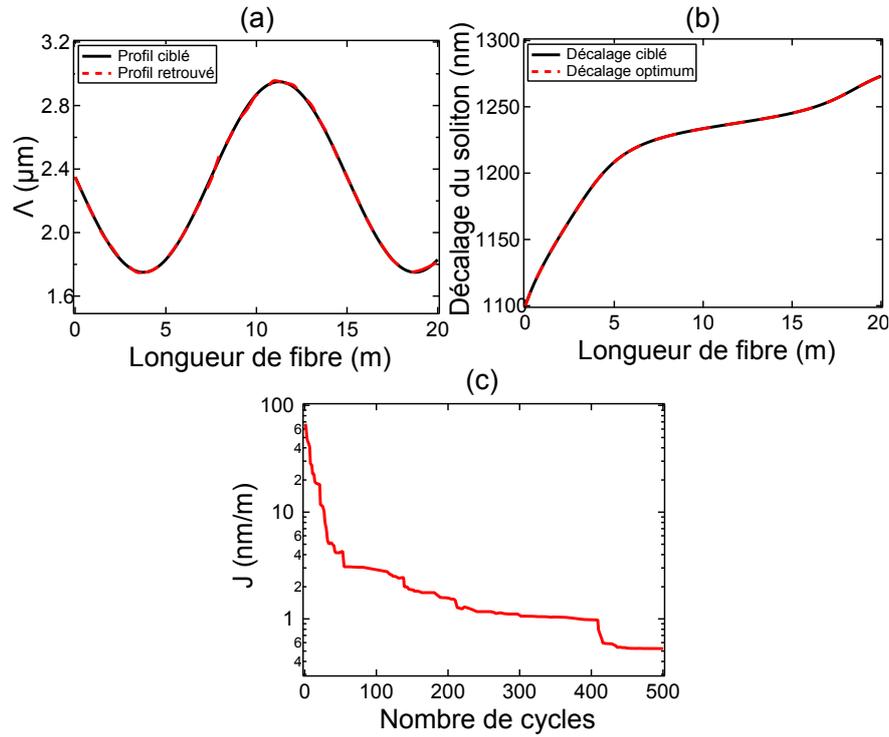


FIGURE 4.4 – (a) Profil longitudinal ayant servi à définir le décalage cible (Courbe noire) et profil longitudinal retrouvé par l’algorithme de descente (courbe rouge). (b) Évolution longitudinale du décalage solitonique ciblé (courbe noire) et du décalage retrouvé par l’algorithme de descente (courbe rouge). (c) Évolution de la fonction erreur  $J$  en fonction du nombre de cycles *modification-évaluation-sélection*.

de la fibre. La figure 4.4(c) représente l’évolution de la fonction erreur  $J$  en fonction du nombre de cycles de convergence. Cette erreur chute de façon importante durant la première centaine de cycles puis continue à décroître, mais de manière plus lente. Le temps nécessaire pour l’obtention de ces résultats est, pour un calcul effectué sur une station de travail comprenant 8 processeurs de 2,6 GHz et une mémoire vive de 24 Go, de l’ordre de 5 heures .

Ces résultats montrent l’efficacité de cet algorithme à déterminer des variations de profils plutôt complexes. Il constitue donc un outil adapté à la résolution du problème inverse.

## 4.4 Résultats numériques de contrôle du décalage spectral

Une fois l’algorithme de descente mis en place et validé, nous avons cherché à illustrer le contrôle de l’ADRS en déterminant des profils topographiques permettant de l’exacerber. Pour cela, nous avons considéré des trajectoires spectrales cibles

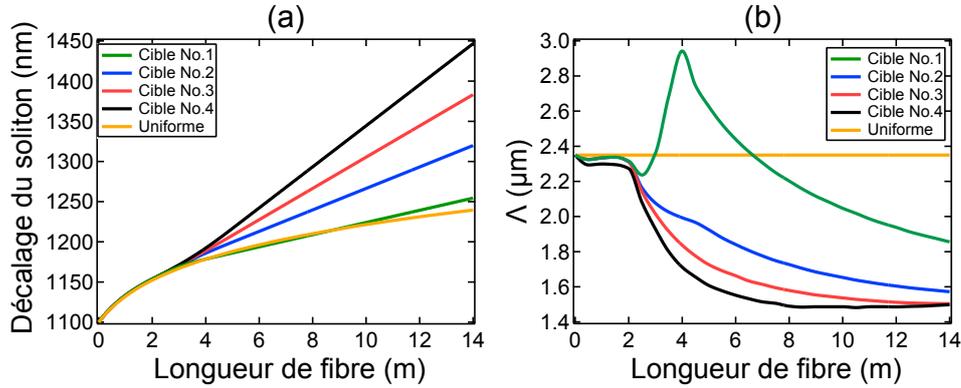


FIGURE 4.5 – (a) Trajectoires d’ADRS ciblées, la courbe jaune indique l’ADRS dans une fibre uniforme de référence. (b) Profils longitudinaux de FOMs (en  $\Lambda$ ) retrouvés par notre algorithme de descente.

linéaires, en longueur d’onde, en fonction de la distance de propagation<sup>1</sup>. Pour obtenir des profils de fibres réalistes satisfaisants aux contraintes de fabrication, nous avons imposé que le rapport  $d/\Lambda$  reste fixe à la valeur 0,6 le long des fibres. Pour les mêmes raisons, la variation de  $\Lambda$  est limitée à l’intervalle 1,3 - 3,5  $\mu\text{m}$ . Le pas de la microstructure  $\Lambda(z = 0)$  à l’entrée de la fibre est fixé à la valeur 2,35  $\mu\text{m}$ , ce qui correspond à une longueur d’onde de dispersion nulle de 920 nm. Cette valeur a été choisie de sorte à être suffisamment éloignée de la longueur d’onde de l’impulsion d’entrée (à 1100 nm) afin d’éviter la génération d’ondes dispersives courtes longueurs d’onde dont l’influence sur le décalage du soliton n’est pas décrite par le modèle de Gordon. Les trajectoires spectrales ciblées sont représentées sur la figure 4.5(a) où la courbe jaune correspond à l’ADRS calculé dans une fibre uniforme, montrée ici comme référence. Les paramètres du soliton choisis en entrée sont  $T_s = 48$  fs et  $\lambda_s = 1100$  nm (les raisons de ce choix particulier seront détaillées plus loin).

Les courbes de la figure 4.5(b) montrent les profils longitudinaux retrouvés grâce à l’algorithme de descente après 500 cycles de modification-évaluation-sélection. Tous les profils, excepté celui correspondant à la cible No. 1, ont un pas  $\Lambda$  décroissant (ce qui conduit à une augmentation de  $\beta_2$  et  $\gamma$ ), car le taux d’ADRS est plus important par rapport à la fibre uniforme. Pour le cas extrême de variation de  $\Lambda$  (profil No. 4), les paramètres  $\beta_2$  et  $\gamma$  changent respectivement de  $-17,2 \times 10^{-27}$  s<sup>2</sup>/m et 27,1 W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup> à l’entrée de la fibre à  $-38,7 \times 10^{-27}$  s<sup>2</sup>/m et 52,7 W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup> à sa sortie. Le pas  $\Lambda$  du profil correspondant à la cible No. 1 (courbe verte) augmente entre 2 m et 4 m (ce qui fait baisser  $|\beta_2|$  et  $\gamma$ ), car le décalage solitonique, avant 8 m, est plus faible que celui de la fibre uniforme.

La figure 4.6(a) montre le désaccord entre les trajectoires spectrales ciblées du soliton et celles correspondantes aux profils retrouvés par l’algorithme inverse. Dans

1. Ce choix est purement arbitraire, un autre exemple avec une forme de décalage plus complexe est présenté dans la section 4.7

les cas montrés, l'erreur est inférieure à 1 nm sur tout le long des FOMs ce qui démontre sans équivoque l'efficacité de notre approche. L'évolution de la fonction erreur  $J$ , définie par l'équation 4.6 est représentée sur la figure 4.6(b) en fonction du nombre de cycles de convergence. On constate que plusieurs centaines de cycles sont nécessaires pour atteindre une erreur satisfaisante sur l'ADRS de l'ordre de 1 nm/m. Cette erreur pourrait encore être réduite, aux dépens du temps de calcul, en augmentant le nombre de cycles. Cependant, l'amélioration de la forme des profils ne serait pas significative.

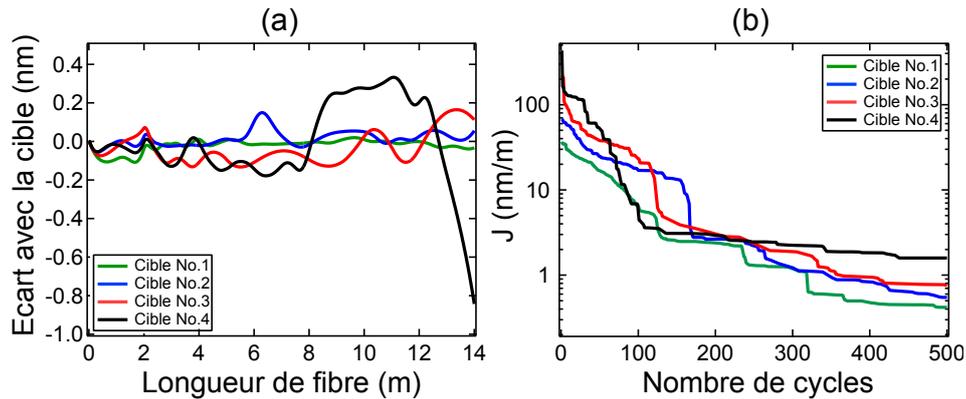


FIGURE 4.6 – (a) Écart entre les décalages spectraux ciblés et les décalages retrouvés par l'algorithme de descente. (b) Évolution de la fonction erreur  $J$  (en nm/m) en fonction du nombre de cycles *modification-évaluation-sélection*.

Notons que dans les nombreux tests que nous avons effectués, nous n'avons rencontré aucun problème d'unicité des profils trouvés. Même en partant d'un profil initial différent, l'algorithme a toujours, pour un profil cible donnée, convergé quasiment vers la même solution finale.

## 4.5 Résultats expérimentaux de contrôle du décalage spectral

### 4.5.1 Obtention d'un soliton fondamental en entrée des fibres topographiques

L'utilisation du modèle semi-analytique de Gordon combiné à l'algorithme de contrôle de l'ADRS présenté ci-dessus nécessite obligatoirement de considérer un soliton fondamental à l'entrée de la fibre. Malheureusement, en pratique, il est difficile d'exciter un soliton fondamental court dans une fibre optique. En effet, les oscillateurs lasers femtosecondes délivrent rarement des impulsions dont le profil est en forme de sécante hyperbolique d'une durée inférieure à 100 fs. Aussi, cela requiert de contrôler la puissance injectée dans la fibre avec précaution. Au lieu de cela, l'impulsion de pompe dont la durée est généralement de l'ordre de quelques centaines de femtosecondes excite un soliton d'ordre supérieur, qui fissionne immédiatement.

Compte tenu de cette contrainte expérimentale, nous proposons d'utiliser un segment de fibre d'une longueur de 1 m afin de permettre à l'impulsion laser de pompe de fissionner en plusieurs solitons fondamentaux. Les caractéristiques du premier soliton éjecté seront utilisées comme conditions initiales dans notre algorithme. Ce segment est choisi de façon à avoir les mêmes propriétés que l'entrée des FOMs topographiques (i.e  $\Lambda = 2,35 \mu\text{m}$ ,  $d/\Lambda = 0,6$ ).

Les caractéristiques ( $T_s = 48 \text{ fs}$  et  $\lambda_s = 1100 \text{ nm}$ ) du soliton fondamental utilisé comme condition initiale dans notre algorithme de résolution ont été retrouvées en effectuant des simulations numériques réalistes basées sur l'équation MGNLSE. L'impulsion de pompe considérée est celle du laser femtoseconde à notre disposition (250 fs, 1027 nm). Ces simulations numériques prévoient que, pour une puissance crête de pompe de 570 W, le premier soliton fondamental formé au bout de 1 m de propagation se situe à 1100 nm. Il possède une durée de 48 fs à mi-hauteur et une puissance crête de 1685 W.

#### 4.5.2 Caractéristiques des fibres fabriquées

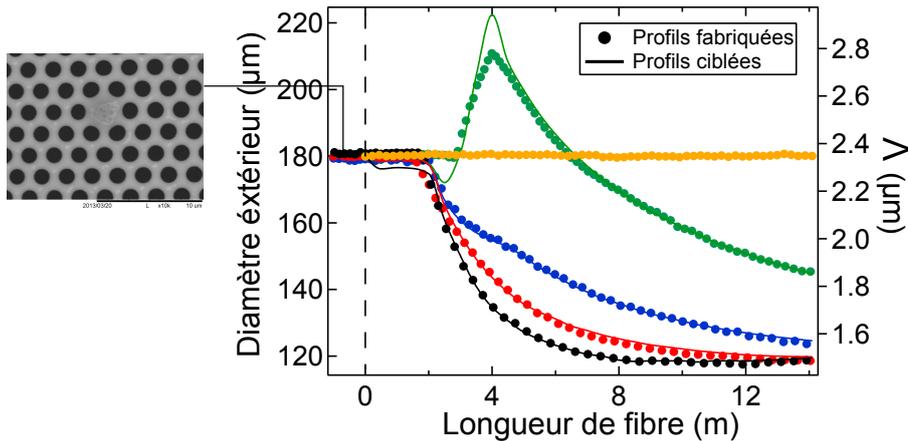


FIGURE 4.7 – Comparaison entre le diamètre extérieur des FOMs topographiques fabriquées (cercles, axe de droite) et les profils longitudinaux désirés (traits, axe de droite). Le trait pointillé vertical marque le début des profils topographiques, le segment initial de 1 m sert à la fission (voir texte).

Nous avons par la suite fabriqué les fibres topographiques dont les profils sont représentés sur la figure 4.5(b)). Comme nous avons fixé la valeur de  $d/\Lambda$  le long de la fibre, le pas des FOMs est directement proportionnel au diamètre extérieur de la fibre, qui peut être modifié longitudinalement par un contrôle précis de la vitesse d'étirage. Notons que, comme expliqué plus haut, chaque FOM topographique comprend un segment de 1 m de fibre uniforme additionnelle pour permettre la formation du soliton fondamental nécessaire. Les marqueurs de la figure 4.7(axe de gauche) correspondent aux diamètres extérieurs mesurés durant le processus de fibrage. Les fibres réalisées présentent des profils très proches des profils désirés

(Fig. 4.7, axe de droite) mise à part au voisinage de la transition rapide à 2 m, où un léger écart apparaît pour le profil correspondant à la cible No. 1 (courbe verte). Nous verrons par la suite que cet écart n'engendre pas de modifications significatives sur le décalage.

Des photos réalisées au microscope électronique à balayage (MEB) à l'entrée des fibres montrent que les paramètres des microstructures sont en bon accord avec les paramètres visés. Une photo MEB à l'entrée de la fibre uniforme est montrée sur la figure 4.7.

### 4.5.3 Dispositif expérimental

Afin de tester les fibres réalisées, nous avons mis en place le dispositif expérimental schématisé sur la figure 4.8. Il se compose de :

- Un oscillateur femtoseconde Mikan (société Amplitude systèmes) produisant, à une cadence de 54 MHz, des impulsions d'une durée de 250 fs à mi-hauteur, centrées à 1027,5 nm [100]. La puissance moyenne de sortie du laser est de 1 W, correspondant à une puissance crête qui avoisine les 50 kW.
- Un isolateur optique est placé en sortie du laser pour le protéger d'éventuelles réflexions.
- Un atténuateur variable formé d'une lame demi-onde et d'un polariseur. Une seconde lame demi-onde sert à contrôler l'orientation de la direction de la polarisation en entrée de la fibre.
- Un système afocal, formé de deux lentilles, est utilisé afin de réduire le diamètre du faisceau laser.
- La fibre en test est montée sur une platine de micropositionnement (Nanomax, Thorlabs). Des micro-lentilles d'injections de distances focales 2-3 mm servent à coupler la lumière dans les fibres. Le taux de couplage maximum dans nos fibres est de l'ordre de 65 % du signal disponible avant la micro-lentille.
- La mesure des signaux de sortie de la fibre se fait grâce à un analyseur de spectre optique et d'un mesureur de puissance thermique.

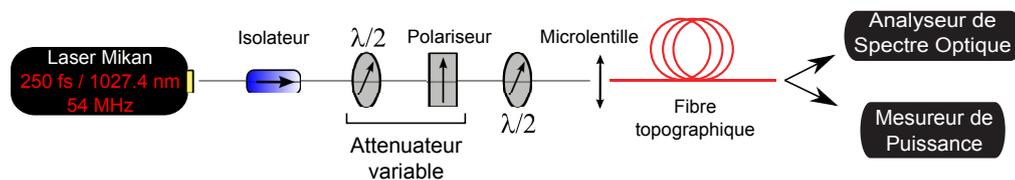


FIGURE 4.8 – Schéma de notre dispositif expérimental.

### 4.5.4 Résultats de découpes successives

Nous avons ensuite procédé à la phase de test. La puissance nécessaire dans nos expériences a tout d'abord été déterminée minutieusement de façon à permettre la formation d'un soliton à 1100 nm dans un segment de 1 m de fibre. Une fois cette

puissance déterminée, les impulsions ont été injectées dans les différentes FOMs topographiques selon un de leurs axes neutres, afin d'éviter l'apparition d'éventuels phénomènes vectoriels [101]. L'évolution du spectre de sortie en fonction de la longueur a été étudiée dans chaque fibre en effectuant une expérience de découpes successives (cut-backs). Celle-ci consiste à garder la puissance d'injection constante et à découper la fibre progressivement en enregistrant un spectre à chaque longueur de fibre. Les résultats expérimentaux ainsi obtenus sont, respectivement, représentés sur les figures 4.9(a)-(d) pour les fibres FOMs topographiques Nos 1-4 et dans la figure 4.9(e) pour la FOM uniforme. Dans chaque cas, nous observons que deux solitons sont issus de la fission de l'impulsion pompe. La trajectoire du premier soliton éjecté dans la fibre uniforme est typique, i.e, le taux d'ADRS (en longueurs d'onde) est initialement important puis décroît progressivement au cours de la propagation. Ceci est en accord avec le comportement rapporté dans la littérature [10] et prédit par le modèle de Gordon. Dans les fibres topographiques, l'ADRS est quasiment linéaire en longueurs d'onde en fonction de la distance de propagation, comme attendu des trajectoires ciblées dans la figure 4.5(a). Le taux d'ADRS, de la FOM topographique No. 1 à 4, croît et devient de plus en plus exacerbé par rapport à celui de la fibre uniforme. La figure 4.9(f) rassemble les trajectoires spectrales du premier soliton éjecté dans chaque FOM.

Pour le cas de la fibre uniforme, la cible No. 1 et No. 2 (indiqués respectivement par un trait jaune, vert et bleu dans la figure 4.9(f)) ces trajectoires sont en parfait accord avec les cibles (indiqués dans Fig. 4.5(a)). Pour les cas des cibles No. 3 et No. 4 (représentées respectivement en rouge et en noir dans la figure 4.9(f)), les décalages ciblés sont bien reproduits au début de la propagation, mais dévient, par rapport à elles, lorsque la longueur d'onde du soliton approche 1350 nm. Ceci est probablement causé par l'absorption des ions hydroxydes ( $\text{OH}^-$ ) centrée à 1380 nm, qui est connue pour affecter significativement la dynamique des solitons [102]. Nous allons à présent vérifier cette hypothèse.

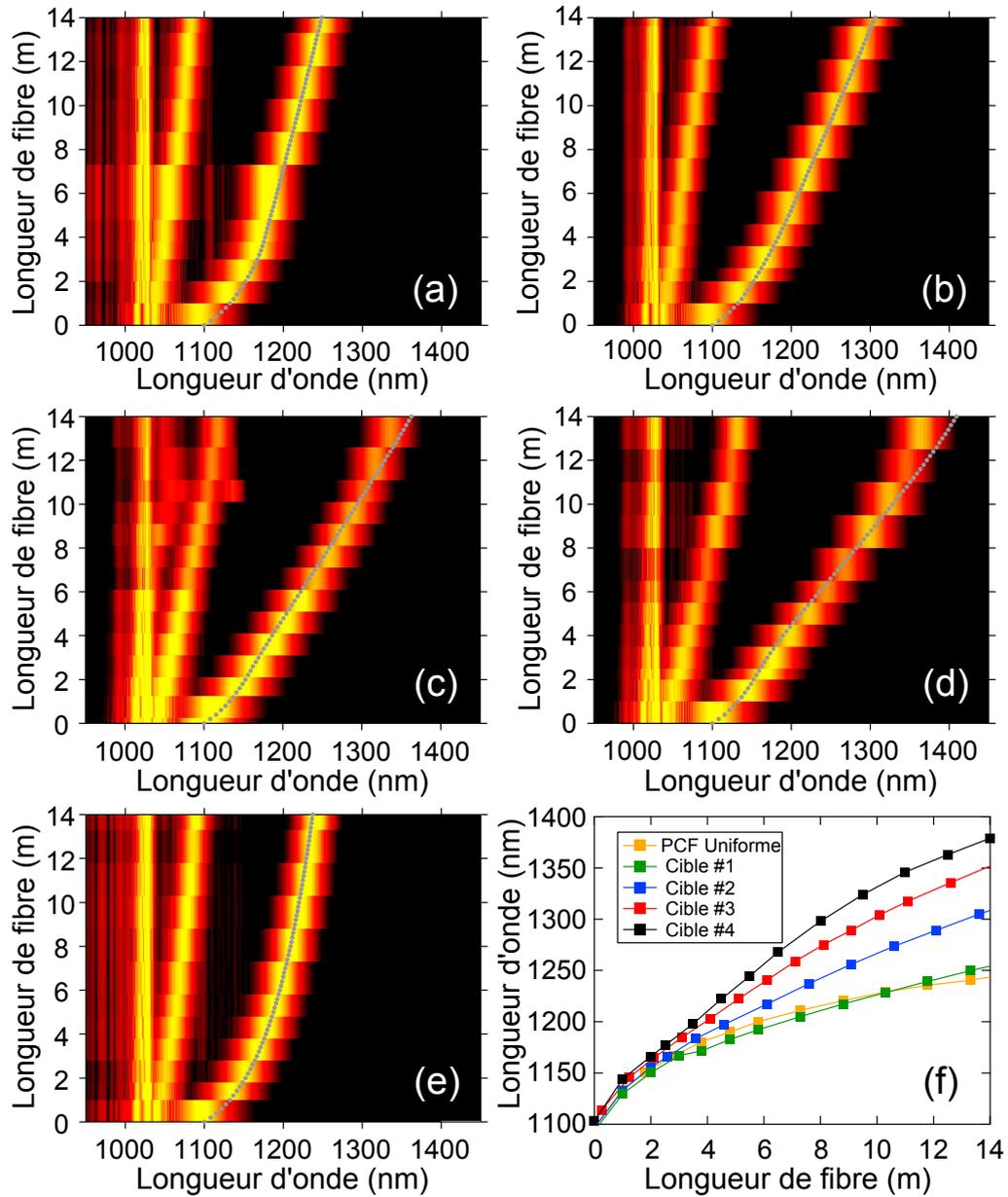


FIGURE 4.9 – (a)-(e) Évolutions longitudinales du spectre mesurés par une méthode de découpages successives des FOMs topographiques No. 1, No. 2, No. 3, No. 4 et de la FOM uniforme. Les marqueurs gris correspondent à des calculs MGNLSE tenant compte des pertes. (f) Évolution de la longueur d'onde centrale du premier soliton éjecté en fonction de la longueur de la fibre (même code couleur que la Fig. 4.5).

## 4.6 Influence de l'absorption des ions hydroxydes

Pour étudier l'influence de la bande d'absorption des ions hydroxydes ( $\text{OH}^-$ ) centrée autour de 1380 nm sur la dynamique des solitons, nous avons réalisé des simulations numériques en résolvant l'équation MGNLSE présentée au chapitre 2. Les simulations effectuées tiennent compte du spectre d'atténuation expérimental de nos FOMs. Cette atténuation est représentée sur la figure 4.10 où le pic d'absorption des ions  $\text{OH}^-$  est de l'ordre de 90 dB/km à 1380 nm. Les résultats numériques obtenus sont représentés par des marqueurs gris superposés aux évolutions spectrales montrées sur les Figs 4.9(a)-(e). Un bon accord quantitatif est observé entre les simulations réalistes et les résultats expérimentaux, ce qui confirme le fait que l'atténuation des fibres est bien la principale raison de déviation par rapport aux décalages ciblés.

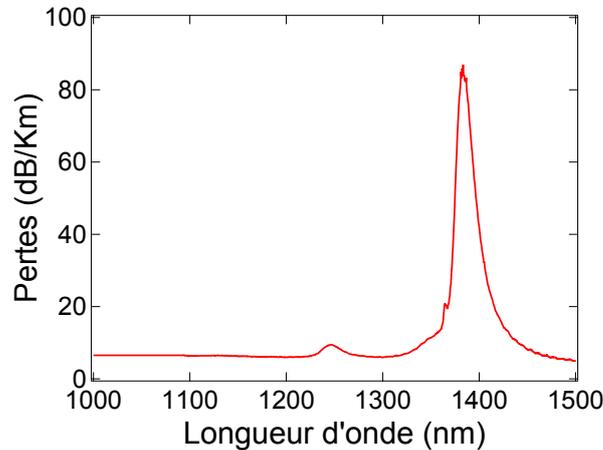


FIGURE 4.10 – Mesure expérimentale du spectre d'atténuation des FOMs topographiques fabriquées.

L'accord entre les décalages ciblés et les décalages expérimentaux pourrait être amélioré en tenant compte, lors de la recherche du profil, de l'effet de l'atténuation de la fibre. Pour cela, l'équation 4.2 doit être légèrement modifiée pour inclure un terme de pertes [92]. Cependant, ceci requiert la connaissance du spectre d'atténuation de la fibre avant sa fabrication [50]. Ce qui est difficilement réalisable, car les pertes des fibres dépendent du déroulement du processus de fibrage. Des ions  $\text{OH}^-$  peuvent également contaminer les préformes ainsi que les fibres pendant leur stockage faisant ainsi varier, au cours du temps, les pertes des fibres fabriquées [50]. Une autre solution consiste à améliorer le procédé de fabrication de telle sorte que l'influence des pertes sur l'ADRS puisse être négligée dans une fibre de 14 m. Nous avons estimé que pour un pic  $\text{OH}^-$  en deçà de 40 dB/km, c'est effectivement le cas. Ce niveau pourrait être atteint grâce à une nouvelle technique de nettoyage développée au sein de l'université de Bath consistant à appliquer un recuit à la préforme [103]. Cette dernière solution est en cours d'intégration au sein du laboratoire, mais

n'est pas encore opérationnelle.

## 4.7 Décalage séquentiel contrôlé

Pour démontrer notre capacité à contrôler la dynamique de l'ADRS dans les FOMs topographiques, nous avons considéré une trajectoire de décalage cible plus complexe que précédemment. Cette trajectoire, en forme de marche, est représentée sur la figure 4.11(a). Le profil topographique correspondant retrouvé par l'algorithme de descente est représenté sur la figure 4.11(b) (courbe rouge, axe de gauche). Les marqueurs noirs de la figure 4.11(b) (axe de droite) correspondent à la mesure du diamètre extérieur de la fibre topographique réalisée. Comme pour les fibres précédentes elle montre un bon accord avec le profil ciblé. Les rebonds situés aux alentours des changements brusques du pas  $\Lambda$  indiqués par des flèches sont probablement reliés à des problèmes de convergence de l'algorithme inverse. Nous avons déterminé numériquement qu'ils n'influent pas sur le décalage du soliton. Par conséquent, ils ont été "lissés" lors du processus de fabrication de la fibre. Cette fibre a ensuite été testée expérimentalement en suivant la même procédure que précédemment. Les marqueurs noirs de la figure 4.11(a) représentent la longueur d'onde mesurée le long de la fibre du premier soliton éjecté. Un bon accord avec le décalage ciblé est observé pour des longueurs d'onde inférieures à 1300 nm au-delà duquel une déviation de 20 nm apparaît. Contrairement aux expériences précédentes, nous pensons que l'atténuation de la fibre n'est pas la seule responsable de cette différence, car le décalage maximum du soliton (1300 nm) est bien inférieur au pic d'absorption OH (1380 nm). Par contre, une analyse minutieuse de la structure de la fibre révèle que le ratio  $d/\Lambda$  dévie légèrement de la valeur 0,6 le long de la fibre, sûrement à cause des grandes variations de diamètre imposées à la fibre. Ceci peut expliquer le désaccord observé lors des cinq derniers mètres.

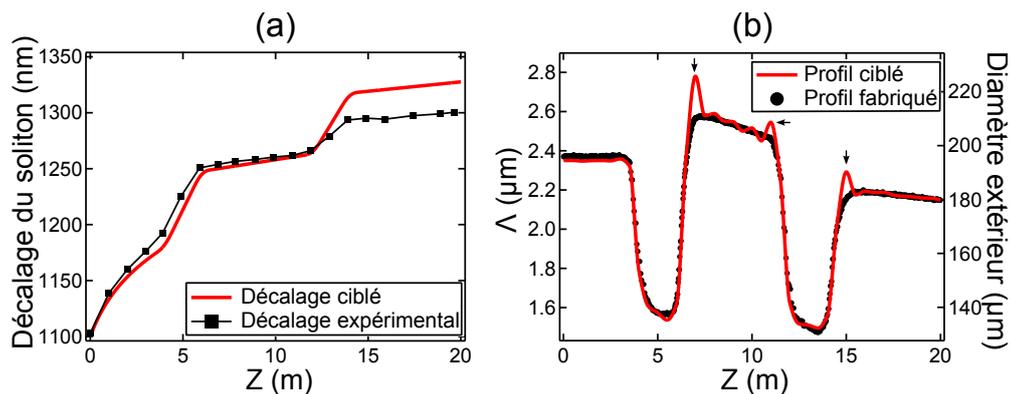


FIGURE 4.11 – (a) Décalage spectral ciblé (courbe rouge) et longueur d'onde centrale du soliton mesurée expérimentalement (marqueurs noirs). (b) Profil longitudinal retrouvé par notre algorithme évolutionniste (courbe rouge, axe de gauche) et diamètre extérieur mesuré de la FOM fabriquée (cercles noirs, axe de droite).

## 4.8 Conclusion du chapitre 4

Nous avons démontré, dans ce chapitre, qu'il était possible de contrôler précisément la dynamique de l'auto-décalage Raman d'un soliton par l'utilisation d'une FOM dont le profil est non-uniforme. Dans notre approche, la forme des profils longitudinaux est déterminée par un algorithme de résolution inverse. La procédure mise en place a été validée expérimentalement par la fabrication puis le test de plusieurs FOMs topographiques. Les résultats obtenus sont en très bon accord avec les résultats issus des simulations numériques et des calculs théoriques. Un désaccord avec le comportement visé, lié au pic d'absorption OH, apparaît tout de même dans nos expériences. Cependant, en travaillant sur cet aspect particulier du procédé de fabrication, ou bien en arrivant à un niveau de pertes OH reproductible, il semblerait possible d'en tenir compte dès la conception des fibres.

Les résultats présentés dans ce chapitre ont fait l'objet de deux publications scientifiques dans des revues internationales à comités de lecture, ainsi que deux communications dans des conférences internationales à comités de lecture (voir bibliographie de l'auteur en annexe).

Ce chapitre a été dédié uniquement au contrôle spectral des solitons. Nous nous intéressons dans le chapitre suivant au contrôle spectro-temporel des solitons délivrés en sortie d'une fibre.

# Contrôle spectro-temporel de solitons dans des fibres optiques topographiques

---

## 5.1 État de l'art et contexte

Les sources à solitons sont une façon simple d'obtenir des impulsions courtes, en limite de Fourier et accordables en longueurs d'onde. Si le contrôle de la longueur d'onde peut se faire facilement grâce à l'ADRS et au changement de la puissance de pompe, nous n'avons en règle générale pas de contrôle sur la durée des solitons délivrés. Cette durée dépend de plusieurs caractéristiques liées au laser de pompe (durée, puissance crête) et à la fibre utilisée (dispersion, non-linéarité, pertes, longueur). Dans ce qui suit, nous résumons les principales études s'intéressant au contrôle de cette durée.

La première proposition de contrôle de la durée d'un soliton fut exprimée en 1987 [104]. L'auteur proposa d'utiliser une fibre dont la dispersion décroît exponentiellement sur son long afin de compenser l'étalement temporel d'un soliton à cause de l'atténuation de son énergie provoquée par les pertes de la fibre. Cette idée fut rapidement étendue pour effectuer une compression temporelle de solitons femtosecondes et picosecondes [105, 106]. Le principe de cette compression est basé sur la compensation dans la fibre entre la dispersion, la non-linéarité, l'énergie du soliton et sa durée. Cette durée est exprimée par la relation 5.1, qui découle de la définition de l'ordre du soliton (Eq. 2.3) :

$$T_s = \frac{2|\beta_2|}{\gamma E} \quad (5.1)$$

ici  $E = 2P_s T_s$  est l'énergie du soliton. En l'absence d'effet conduisant à une perte d'énergie, la durée du soliton ne dépend que des variations de la dispersion et de la non-linéarité induites par l'effilage de la fibre. La variation longitudinale des paramètres de la fibre doit se faire de façon suffisamment lente (comparé à la longueur de dispersion caractéristique du soliton  $L_d = T_s^2/|\beta_2|$ ) afin de permettre au soliton de rétablir continuellement une compensation parfaite entre les effets de la dispersion et de la non-linéarité via l'adaptation de son profil. De cette façon, toute l'énergie reste contenue dans le soliton et ses profils spectraux et temporels de sortie sont proches des modèles théoriques.

Dans le cas où ces variations impliquent une diminution de cette durée, nous parlons de compression temporelle adiabatique. La première démonstration expérimentale d'une telle compression fut accomplie en 1991 [106]. Dans ce travail, Chernikov *et al.* ont démontré la compression d'un soliton issu de la fission de l'impulsion pompe dans une fibre uniforme de 25 m de long. Le soliton généré, d'une durée de 130 fs, est ensuite comprimé jusqu'à 50 fs dans une partie effilée de 10 m de long. Ces résultats ont rapidement été suivis par d'autres travaux montrant la compression de solitons femtosecondes et picosecondes d'un facteur 16 [83, 107]. Le développement de FOMs possédant des propriétés de dispersion flexibles, permettant notamment d'obtenir un régime de dispersion anormale en dessous de 1  $\mu\text{m}$ , a permis d'étendre la compression de solitons à des longueurs d'onde et des gammes d'énergies inatteignables pour les fibres optiques conventionnelles [89]. Le terme de compression adiabatique de solitons ne réfère pas uniquement à la compression temporelle, mais permet également, sur le même principe, de réaliser une compression spectrale (étalement temporel) dans des fibres à dispersion croissante [108, 109, 110]. La compression spectrale est particulièrement recherchée pour les applications de spectroscopie biologique et d'amplifications laser.

En utilisant des solitons non fondamentaux, il est possible, grâce à la combinaison des effets de respiration de solitons et la compression adiabatique, d'augmenter le taux de compression au-delà du seuil de compression adiabatique [111, 112, 113]. Les études menées ont permis d'établir que dans le cas de la compression temporelle, il est préférable d'utiliser des solitons d'ordre 1,5 afin de minimiser la détérioration de la qualité de l'impulsion en sortie de la fibre et la perte d'énergie du soliton [114]. Au contraire, dans le cas de la compression spectrale, il faut utiliser des solitons dont l'ordre est inférieur à 1 [113]. Une étude comparative entre les régimes de compression temporelle adiabatique et non-adiabatique peut être trouvée dans la référence [112].

L'une des limites à la technique de compression adiabatique reste, cependant, la dispersion d'ordre trois, dont l'impact devient important lorsque la valeur de la dispersion chromatique (et c'est ce que l'on cherche si on veut obtenir des solitons courts) devient faible, car cela se traduit par la génération d'ondes dispersives [83, 115]. Si l'impact de  $\beta_3$  peut être réduit grâce à l'utilisation de fibres à dispersion plate [115], l'effet Raman constitue un autre effet limitant dont on ne peut malheureusement s'affranchir. En effet, lorsque la durée du soliton devient inférieure à 100 fs, l'ADRS (non voulu généralement) associé à la propagation du soliton peut dépasser la centaine de nanomètres. Dans ce cas-là, nous ne pouvons plus parler de compression adiabatique à cause de la diminution de l'énergie du soliton intrinsèque à l'effet Raman.

Dans ce chapitre, nous présentons une méthode de conception de fibres optiques topographiques permettant de délivrer un soliton à une longueur d'onde donnée dont la durée est ajustée. Dans ce travail, nous ne considérons pas l'ADRS comme un effet non désirable, mais nous en tirons au contraire bénéfice afin de délivrer des impulsions dont la longueur d'onde est différente de celle de la pompe.

## 5.2 Contrôle de la durée d'un soliton

Selon l'expression de l'équation 4.5, rappelée ci-dessous, la durée  $T_s(z)$  d'un soliton fondamental à une position particulière  $z$  dans la fibre ne dépend que de sa durée initiale  $T_s(0)$  et des paramètres  $\beta_2(z)$  et  $\gamma(z)$  vues par le soliton à cette position ainsi qu'à la position  $z = 0$ .

$$K[T_s(z)] \cdot T_s(z) = \frac{\gamma(0)^2 |\beta_2(z)|}{\gamma(z)^2 |\beta_2(0)|} K[T_s(0)] \cdot T_s(0) \quad (5.2)$$

Cela signifie que pour des conditions d'entrées fixes, la durée du soliton délivré à une longueur d'onde donnée dépend uniquement de la structure de la fibre à son extrémité de sortie, le profil de la fibre servant uniquement à amener le soliton à la longueur d'onde désirée. Il est donc possible de contrôler avec précision la durée du soliton délivré en changeant la microstructure de sortie de la fibre. Nous maîtrisons ainsi à la fois les caractéristiques spectrales et temporelles du soliton.

La figure 5.1 illustre l'étendue de la gamme de paramètres accessibles à un soliton grâce à l'adaptation de la structure de sortie de la fibre. La durée du soliton délivré (axe  $z$ ) prédite par l'équation 5.2 y est représentée en fonction de sa longueur d'onde (axe horizontal) pour différentes valeurs du pas de la microstructure en sortie (axe vertical). Dans cet exemple, nous avons considéré un soliton d'entrée d'une durée de 80 fs et d'une longueur d'onde de 1100 nm. Les paramètres opto-géométriques de la microstructure à l'entrée de la fibre sont :  $\Lambda_{ent} = 2 \mu\text{m}$ ,  $d/\Lambda = 0,6$ . Grâce à cette cartographie, nous pouvons distinguer les régions où le soliton va subir

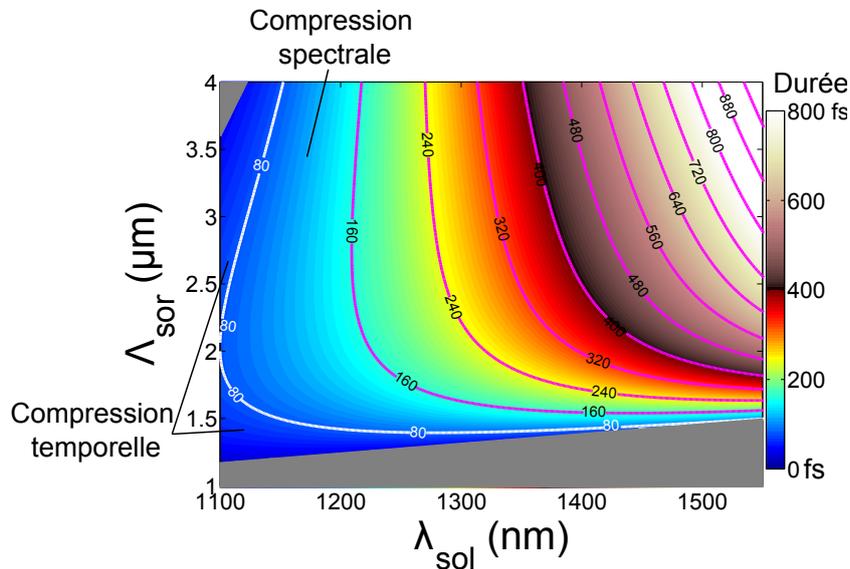


FIGURE 5.1 – Durée du soliton délivré (axe  $z$ ) à une longueur d'onde donnée (axe horizontal) en fonction du pas  $\Lambda$  de la microstructure de sortie de la fibre (axe vertical). En entrée, le soliton à une durée de 80 fs et une longueur d'onde de 1100 nm.

une compression temporelle, au cours de la propagation, et celles où il subira une compression spectrale (étalement temporel). La ligne de niveau blanche marque la frontière entre ces deux zones. Les parties grisées sont celles où la dispersion de la fibre est normale et donc où une impulsion solitonique ne peut exister.

### 5.3 Conversion spectro-temporelle de solitons

La figure 5.1 est tracée à partir de la formule 5.2 et des propriétés d'entrée et de sortie de la fibre. Cependant, aucune hypothèse n'est faite sur la forme du profil longitudinal d'effilage considéré. La forme de profil la plus simple à considérer pour réaliser ce contrôle est un effilage linéaire de la fibre comme représenté schématiquement sur la figure 5.2(a). La longueur du tronçon doit, bien évidemment, être adaptée de façon à permettre au soliton de subir un décalage suffisant jusqu'à la longueur d'onde visée.

Les courbes de la figure 5.2(b) représentent les caractéristiques *durée-longueur d'onde* tirées de la figure 5.1 pour les valeurs de pas en sortie de fibre  $\Lambda_{sor} = 1,5 ; 2$  et  $3,8 \mu\text{m}$  (respectivement en rouge, bleu et noir). Les marqueurs superposés à ces courbes correspondent aux résultats de simulations numériques effectuées en considérant les mêmes conditions en entrée de la fibre citées dans la section précédente. La longueur de la fibre a été ajustée à chaque fois pour permettre au soliton de se décaler jusqu'à la longueur d'onde voulue. Les longueurs des fibres nécessaires sont indiquées par un chiffre à côté de chaque marqueur. L'accord entre les prédictions théoriques et les simulations numériques est excellent démontrant la validité de la prédiction réalisée par la formule 5.2. Cette figure montre que la longueur du tron-

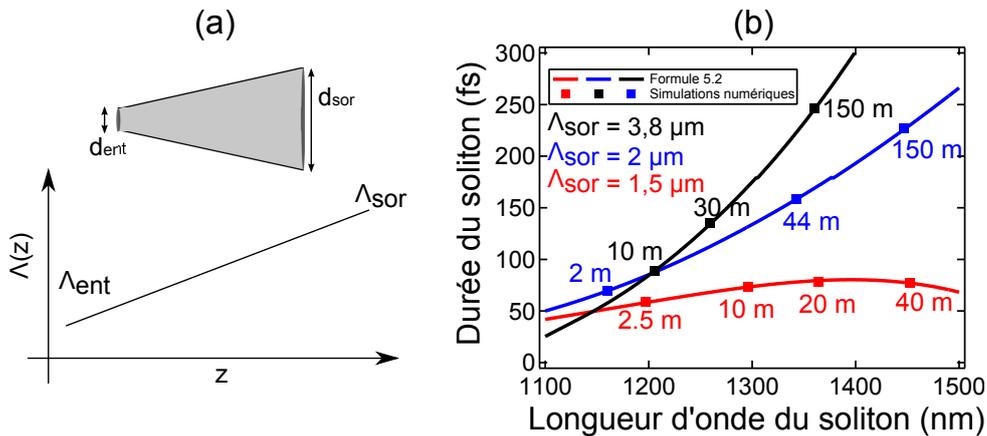


FIGURE 5.2 – (a) Schéma illustrant le profil longitudinal d'effilage pouvant servir à contrôler spectro-temporellement un soliton. (b) Caractéristiques *longueur d'onde-durée de soliton* obtenues grâce à des FOMs effilées linéairement dont le pas de la microstructure  $\Lambda_{ent}$  est fixé à  $2 \mu\text{m}$  et  $\Lambda_{sor}$  vaut  $1,5 \mu\text{m}$  (courbe rouge),  $2 \mu\text{m}$  (courbe bleue) et  $3,8 \mu\text{m}$  (courbe noire). La valeur indiquée à côté de chaque marqueur correspond à la longueur de la fibre nécessaire.

çon nécessaire peut être faible dans certains cas (exemple : 20 m pour atteindre 1350 nm lorsque  $\Lambda_{sor} = 1,5 \mu\text{m}$ ), mais peut rapidement devenir importante lorsque la durée du soliton est grande (exemple : lorsque  $\Lambda_{sor} = 3,8 \mu\text{m}$ , il faut 150 m de fibre afin d'atteindre une longueur d'onde de 1350 nm). Pour garder une longueur de fibre raisonnable et par conséquent minimiser l'influence des pertes de la fibre sur l'ADRS, nous avons mis au point une solution alternative consistant à fixer, à 20 m, la longueur de la fibre et à modifier son profil d'effilage afin de contrôler la longueur d'onde de sortie du soliton. Ainsi, les paramètres d'entrée et de sortie de la fibre sont tout d'abord choisis de façon à permettre, selon l'équation 5.2, l'obtention d'une durée désirée en sortie de fibre. Le profil d'effilage entre ces deux points n'est, à présent, plus linéaire et monotone, mais de forme triangulaire comme représenté sur la figure 5.3(a). Celui-ci constitue le profil le plus simple nous permettant d'avoir un degré de liberté supplémentaire. L'avantage de considérer de tels profils est que nous pouvons décrire une grande panoplie de profils uniquement par la connaissance de quatre paramètres qui sont : le rapport  $d/\Lambda$  (que nous considérons fixe sur le long de la fibre), la valeur du pas  $\Lambda$  à l'entrée de la fibre ( $\Lambda_{ent}$ ), à son milieu ( $\Lambda_{mil}$ ) et à son extrémité de sortie ( $\Lambda_{sor}$ ). L'ajustement de la valeur du pas au milieu de la fibre permet en changeant la forme du profil d'augmenter ou de diminuer à souhait la longueur d'onde de sortie du soliton.

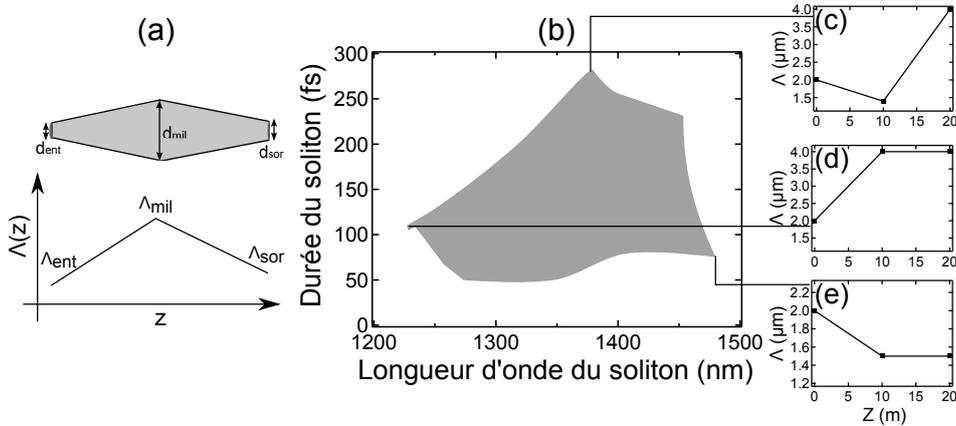


FIGURE 5.3 – (a) Schéma illustrant le profil longitudinal d'effilage proposé afin de contrôler les caractéristiques spectro-temporels d'un soliton. (b) Caractéristique durée-longueur d'onde obtenue en considérant un soliton en entrée de 50 fs centré à 1100 nm et des paramètres  $\Lambda_{mil}$  et  $\Lambda_{sor} \in [1, 3 - 4 \mu\text{m}]$ . (c)-(e) Profils correspondant à des points particuliers de la surface (b).

Pour montrer l'étendue de la gamme de paramètres accessibles uniquement grâce à l'utilisation de ce type de profil triangulaire, nous avons déterminé grâce à l'utilisation du modèle de Gordon modifié (formules 4.2 à 4.5) les longueurs d'onde et les durées de sortie du soliton pour des valeurs de pas  $\Lambda_{mil}$  et  $\Lambda_{sor}$  appartenant à l'intervalle  $[1, 3 - 4 \mu\text{m}]$ . Les conditions à l'entrée de la fibre sont les mêmes que celles de la figure 5.1. Les résultats sont représentés sur la figure 5.3(b) sous forme d'une

surface spectro-temporelle de paramètres accessibles où chaque point appartenant à cette surface correspond à un profil différent. Ces résultats montrent qu'avec un simple profil triangulaire, une large gamme d'accordabilité et de durée s'étendant de 50 fs à 270 fs et de 1230 nm à 1460 nm devient accessible.

## 5.4 Détermination du profil d'effilage

### 5.4.1 Méthode de recherche linéaire

Comme nous avons pu le voir sur les figures 5.1 et 5.3, la durée d'un soliton à une longueur d'onde donnée peut être ajustée uniquement en adaptant la structure de sortie de la fibre. Notre problème se résume donc à adapter la valeur de  $\Lambda_{mil}$  permettant d'atteindre la longueur d'onde cible ( $\lambda_{cible}$ ) et ainsi de réaliser le contrôle spectro-temporel recherché. Cette optimisation à une variable peut être effectuée par la méthode de recherche linéaire schématisée sur la figure 5.4. Elle consiste à partir d'une valeur initiale de pas  $\Lambda_{mil,0}$  correspondant à une longueur d'onde de sortie  $\lambda_0$  pour le soliton (déterminé via le modèle semi-analytique de Gordon), puis, à chercher à annuler la fonction  $f_{kk} = \lambda_{kk} - \lambda_{cible}$  en incrémentant la valeur  $\Lambda_{mil,0}$  à chaque fois par une valeur  $\Delta\Lambda$  fixe :

$$\Lambda_{mil,kk+1} = \Lambda_{mil,kk} + \Delta\Lambda \quad (5.3)$$

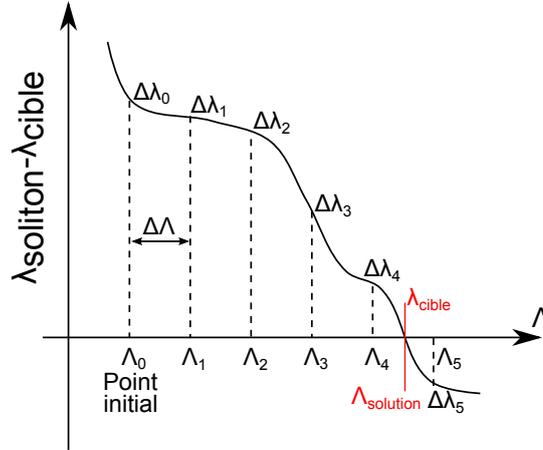


FIGURE 5.4 – Illustration de la méthode de recherche linéaire.

Selon la valeur initiale prise par  $f_0$ ,  $\Delta\Lambda$  peut être soit négatif ou positif. Lorsque la fonction  $f$  change de signe (i.e  $f_{kk} \cdot f_{kk+1} < 0$ ), l'avancée est stoppée, car cela indique que la valeur optimale  $\Lambda_{opti}$  a été dépassée. Cette solution est déterminée à partir des deux dernières valeurs calculées ( $f_{kk+1}$  et  $f_{kk}$ ) en supposant une évolution linéaire de la fonction  $f$  en fonction du pas  $\Lambda$  :

$$\Lambda_{mil,opti} = \Lambda_{mil,kk} + \frac{\lambda_{cible} - \lambda_{kk}}{(\Lambda_{mil,kk+1} - \Lambda_{mil,kk})} \cdot \Delta\Lambda \quad (5.4)$$

## 5.4.2 Utilisation de l'algorithme

### 5.4.2.1 Exemple d'illustration

Pour illustrer la méthode de recherche linéaire, nous avons considéré un soliton initial d'une durée de 50 fs centré à la longueur d'onde 1100 nm (proche de celui pouvant être généré en expérience, voir la partie précédente). La structure d'entrée de la fibre possède un pas  $\Lambda_{ent} = 2 \mu\text{m}$  et un rapport  $d/\Lambda = 0,6$ . Le pas de la fibre en sortie a été déterminé à l'aide de l'équation 5.2 pour permettre d'atteindre une durée de 80 fs à 1300 nm.

Les figures 5.5(a) et (b) montrent, respectivement, l'évolution, en fonction du nombre d'étapes de calcul, de la longueur d'onde du soliton en sortie de la fibre et de l'évolution du pas  $\Lambda_{mil}$  correspondant. Nous observons sur ces figures que la convergence de l'algorithme est très rapide et nécessite moins d'une dizaine d'étapes pour y parvenir. Nous avons représenté dans la figure 5.5(d), sous forme d'un diagramme spectro-temporel, la convergence des paramètres  $\lambda_s$  et  $T_s$  vers la solution souhaitée. Au cours du calcul, les propriétés du soliton se rapprochent rapidement des valeurs ciblées pour atteindre au final  $\lambda_s = 1299,91 \text{ nm}$  et  $T_s = 79,77 \text{ fs}$ . Afin de confirmer le résultat obtenu par le modèle de Gordon modifié, une simulation numérique a été effectuée en résolvant l'équation MGNLSE (Fig. 5.5(c)). La longueur d'onde et la

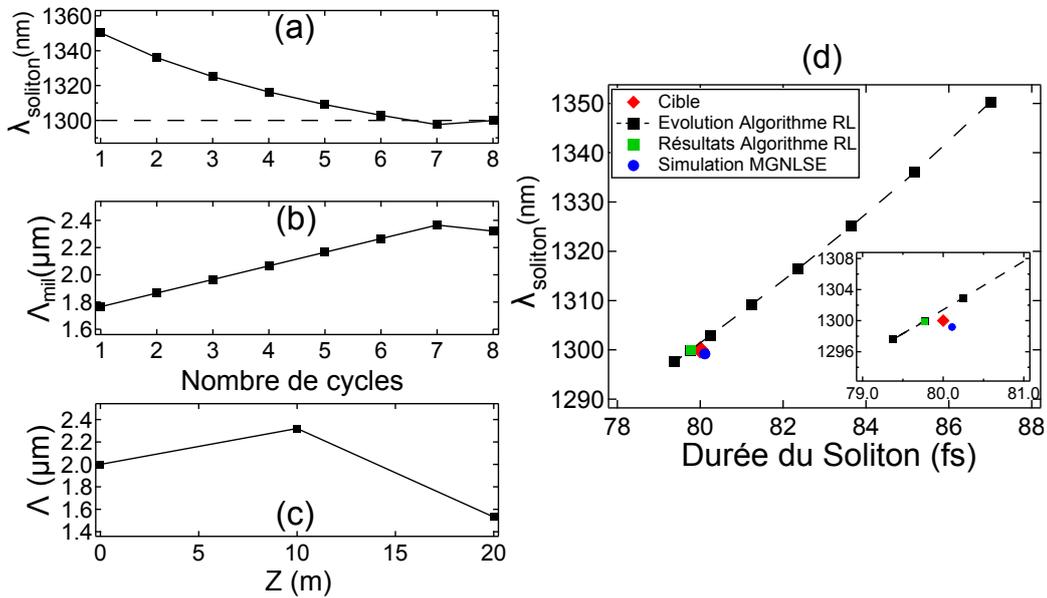


FIGURE 5.5 – Évolution, en fonction du nombre de cycles de convergence de (a) la longueur d'onde de sortie du soliton et de (b) le pas  $\Lambda_{mil}$  de la microstructure correspondante. (c) Forme longitudinale d'effilage du profil optimum. (d) Diagramme spectro-temporel représentant l'évolution des caractéristiques du soliton retrouvées par notre algorithme de recherche linéaire, le marqueur bleu correspond aux résultats d'une simulation MGNLSE pour le profil optimum (c).

durée du soliton ainsi déterminée sont  $\lambda_s = 1299,18$  nm et  $T_s = 80,11$  fs (représenté par un marqueur bleu sur le diagramme 5.5(d)). L'écart à la cible, inférieur à 1 nm, démontre la validité de cette méthode. Nous sommes donc capable de définir une durée et une longueur d'onde à la sortie d'une fibre effilée.

### 5.4.2.2 Autres exemples d'application

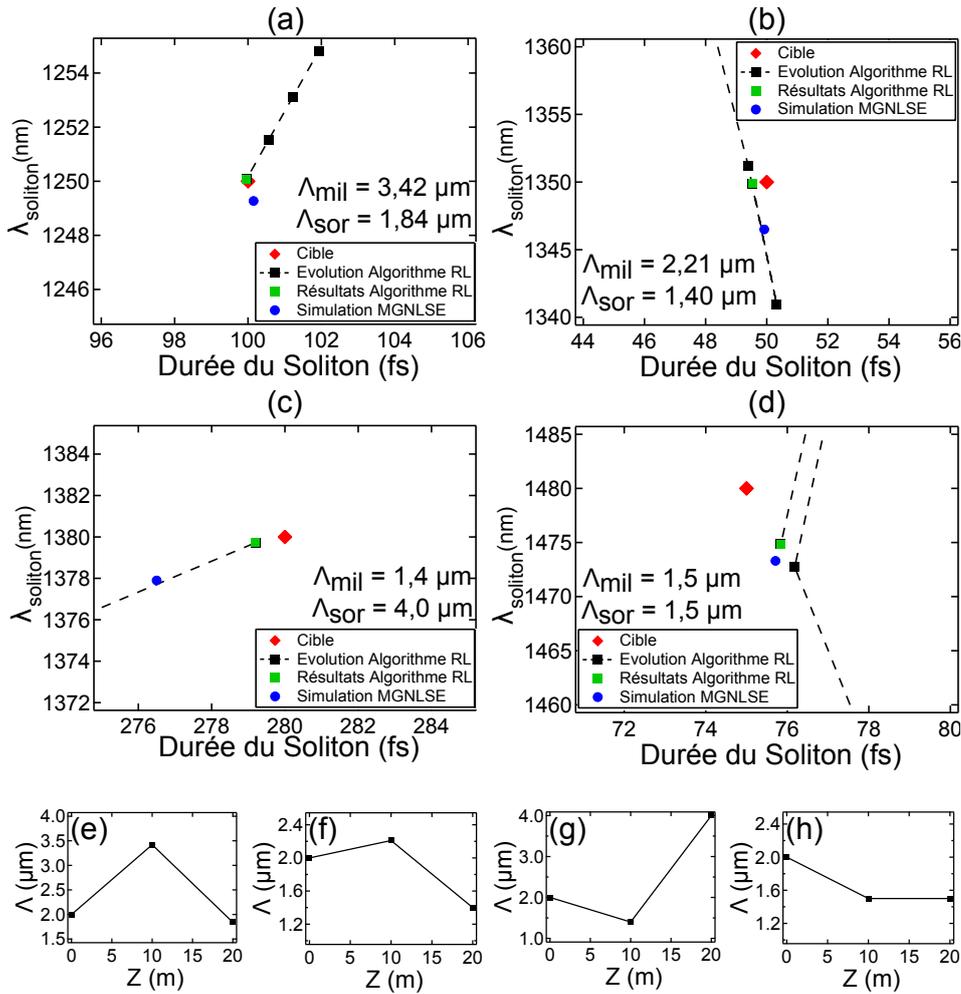


FIGURE 5.6 – Diagrammes spectro-temporels représentant l'évolution des caractéristiques du soliton retrouvées par notre algorithme de recherche linéaire. Les paramètres ciblés sont : (a)  $\lambda_{cible} = 1250$  nm,  $T_{MH,cible} = 100$  fs. (b)  $\lambda_{cible} = 1350$  nm,  $T_{MH,cible} = 50$  fs. (c)  $\lambda_{cible} = 1375$  nm,  $T_{MH,cible} = 280$  fs. (d)  $\lambda_{cible} = 1480$  nm,  $T_{MH,cible} = 75$  fs. Les caractéristiques *longueur d'onde-durée*, obtenus par simulation MGNLSE sont représentés par un marqueur bleu. Les paramètres  $\Lambda_{mil}$  et  $\Lambda_{sor}$  optimaux sont indiqués dans chaque figure. Les formes de profils correspondants sont, respectivement, représentées sur les figures (e) à (h).

À titre d'exemple, nous avons recherché différents profils de fibres topographiques permettant d'obtenir des longueurs d'onde et des durées variées. Les résultats sont représentés sur la figure 5.6, sous forme de diagrammes spectro-temporels où chaque sous-figure (a) à (d) correspond à une cible différente (indiquée dans la légende). Les formes de profils correspondants sont représentées graphiquement sur les figures 5.6(e) à (h). De même que pour l'exemple précédent, nous constatons que les résultats des simulations numériques (repérés par des marqueurs bleus) sont très proches des cibles ainsi que des résultats obtenus avec le modèle semi-analytique de Gordon.

## 5.5 Prise en compte de l'atténuation de la fibre

### 5.5.1 Nouvelle expression de la durée du soliton

Les résultats que nous venons de présenter ne tiennent pas compte de l'atténuation de la fibre optique utilisée. Cependant, comme nous l'avons démontré dans le chapitre 4, l'atténuation d'une fibre optique peut avoir une influence importante sur l'ADRS en particulier lorsque la longueur d'onde du soliton est proche du pic d'absorption OH. En effet, dans ce cas-là, la perte d'une partie de l'énergie du soliton induit un étalement temporel du soliton. Pour tenir compte de cet étalement, il est nécessaire de modifier la relation 5.2, exprimant sa durée, par l'ajout d'un terme de pertes. La durée du soliton est donnée à présent par [92] :

$$K[T_s(z)]T_s(z) = \frac{\gamma(0)^2|\beta_2(z)|}{\gamma(z)^2|\beta_2(0)|} K[T_s(0)] \cdot T_s(0) \cdot e^{\int_0^z \alpha(z) dz} \quad (5.5)$$

où  $\alpha(z)$  représente l'atténuation subie par le soliton à chaque position  $z$  dans la fibre. Lorsque la dispersion des pertes de la fibre est négligeable (atténuation quasiment constante sur l'intervalle spectral de décalage), le terme  $e^{\int_0^z \alpha(z) dz}$  est constant. Ce terme est alors purement multiplicatif et n'affecte donc pas la méthode de recherche de solutions précédemment présentée qui peut continuer à être utilisée sans problème. Cependant, lorsque l'atténuation de la fibre est fortement dépendante de la longueur d'onde (proximité du pic OH par exemple), le terme  $e^{\int_0^z \alpha(z) dz}$  dépend de la trajectoire spectrale empruntée par le soliton. L'information sur le décalage du soliton est donc nécessaire afin de pouvoir déterminer sa durée en sortie. Il n'est donc plus possible d'ajuster à l'avance la microstructure pour s'assurer de donner au soliton une durée particulière à une longueur d'onde spécifique. La méthode de résolution linéaire (section 5.4.1) décrite précédemment n'est donc plus utilisable, et nous nous retrouvons devant un problème d'optimisation à deux variables ( $\Lambda_{mil}$  et  $\Lambda_{sor}$ ).

### 5.5.2 Résolution par la Méthode de l'algorithme du gradient (Gradient descent)

Ce type de problème bi-dimensionnel peut être résolu grâce à la méthode de l'algorithme du gradient. Dans cette méthode, qui est une déclinaison bidimensionnelle de la méthode de recherche linéaire. On optimise tout d'abord le profil selon une seule variable (ici  $\Lambda_{mil}$ ) en gardant la deuxième variable fixe ( $\Lambda_{sor}$ ). Une fois déterminée la valeur optimale de  $\Lambda_{mil}$  nous figeons cette valeur et nous optimisons le profil pour  $\Lambda_{sor}$ . Ces deux étapes sont ré-exécutées autant de fois jusqu'à converger vers des paramètres de soliton proches des paramètres ciblés. Tel que dans la méthode de recherche inverse présentée dans le chapitre 4, il est également nécessaire de définir une fonction erreur (bidimensionnelle cette fois-ci) afin de déterminer l'adaptabilité d'un profil. Dans notre cas, nous avons déterminé que la fonction suivante qui rend compte de l'erreur sur la longueur d'onde et la durée du soliton est particulièrement adaptée :

$$J_{ST} = \frac{7}{\lambda_{cible}}(\lambda_s(nm) - \lambda_{cible}) + \frac{1}{T_{cible}}(T_s(fs) - T_{cible}) \quad (5.6)$$

avec  $\lambda_{cible}$  et  $T_{cible}$ , la longueur d'onde et la durée du soliton ciblé respectivement, alors que  $\lambda_s$  et  $T_s$  sont celles du soliton à la sortie de la fibre.

### 5.5.3 Résultats de l'algorithme du gradient

Nous avons reporté sur la figure 5.7 un exemple d'application de la méthode de l'algorithme du gradient. Le spectre d'atténuation pris en compte est celui issu d'une réelle mesure expérimentale effectuée sur une fibre topographique existante (atténuation représentée sur la figure 4.10). La longueur d'onde et la durée du soliton cible sont 1410 nm et 200 fs, nous nous attendons donc à ce que l'influence du pic OH à 1380 nm sur la durée du soliton soit non négligeable. Le calcul fut effectué en considérant, comme dans les cas précédents, un soliton en entrée se situant à 1100 nm et possédant une durée de 50 fs. Les paramètres de la fibre initiale considérée pour effectuer le calcul sont :  $\Lambda_{ent} = 2 \mu\text{m}$  et  $d/\Lambda = 0,6$  (constant le long de la fibre),  $\Lambda_{mil} = 2 \mu\text{m}$  et  $\Lambda_{sor} = 2 \mu\text{m}$ . La figure 5.7(a) montre l'évolution des pas  $\Lambda_{mil}$  et  $\Lambda_{sor}$  au cours de la convergence de l'algorithme. Cette convergence est bien évidemment plus lente que précédemment, car l'optimisation se fait sur deux paramètres. Dans le cas présenté, 20 étapes ont été nécessaires avant d'atteindre les valeurs de pas optimales contre seulement 8 étapes pour le cas de la recherche linéaire. Les valeurs de pas finalement retrouvées sont  $\Lambda_{mil} = 1,424 \mu\text{m}$  et  $\Lambda_{sor} = 1,827 \mu\text{m}$  et permettent d'atteindre les propriétés  $\lambda_{sol} = 1408,4 \text{ nm}$  et  $T_{sol} = 199,4 \text{ fs}$  pour le soliton, comme représenté sur le diagramme spectrotemporel (de la figure 5.7(b)). De même que pour les cas précédents, les simulations numériques (cercle bleu, Fig. 5.7(b)) donnent un très bon accord pour le profil déterminé.

Nous avons représenté, en rouge sur la figure 5.7(c), le profil longitudinal de la fibre retrouvé par la méthode de l'algorithme du gradient ainsi qu'en noir le profil

retrouvé, par la méthode de recherche linéaire, dans le cas où les pertes sont négligées. Nous remarquons que pour le profil retrouvé par la méthode de l'algorithme du gradient, la valeur du pas le long de la fibre  $\Lambda(z)$  est légèrement plus faible par rapport au profil sans perte. Cette diminution du pas de la fibre s'explique par la nécessité de compenser de la diminution du taux de décalage causée par les pertes de la fibre ainsi que l'adaptation du rapport  $|\beta_2|/\gamma$  pour compenser l'étalement temporel lié à ces mêmes pertes.

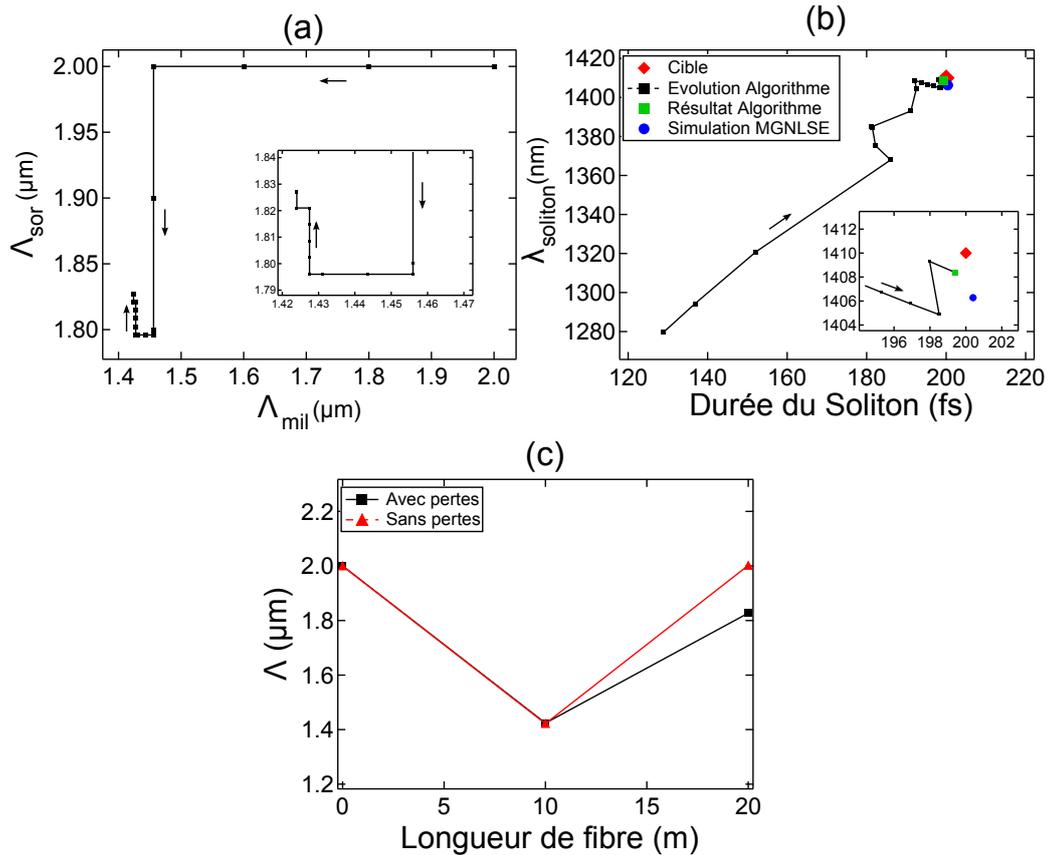


FIGURE 5.7 – (a) Évolution des pas  $\Lambda_{mil}$  et  $\Lambda_{sor}$  (caractérisant le profil topographique) au cours de la convergence. Les valeurs optimales déterminées sont :  $\Lambda_{mil} = 1.424$   $\mu\text{m}$  et  $\Lambda_{sor} = 1.827$   $\mu\text{m}$ . (b) Diagramme spectro-temporel représentant l'évolution des caractéristiques ( $\lambda_s, T_s$ ) retrouvées par l'algorithme du gradient. Le marqueur bleu indique le résultat d'une simulation MGNLSE correspondant au profil optimal. (c) Profils longitudinaux retrouvés par l'algorithme de recherche linéaire en l'absence de pertes (courbe rouge) et par l'algorithme du gradient en présence de pertes (Courbe noire).

## 5.6 Conclusion du chapitre 5

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la conception de fibres optiques topographiques permettant le contrôle précis des propriétés spectrales et temporelles des solitons délivrés à leurs sorties. Cette étude nous a permis de montrer le fait qu'un simple profil longitudinal triangulaire est suffisant pour atteindre cet objectif. La durée du soliton émis est (en l'absence de pertes) uniquement liée à la microstructure à l'extrémité de sortie de la fibre tandis que sa longueur d'onde est quant à elle reliée à la forme longitudinale de la fibre et sa longueur. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les résultats de simulations MGNLSE ce qui nous rend relativement confiants quant à leur validité expérimentale. Cette étude expérimentale est en cours de réalisation.

## Conclusion

Nous avons cherché, dans cette partie, à contrôler la propagation de solitons de manière totalement passive grâce à l'utilisation de FOMs topographiques. La propagation d'un soliton n'étant pas simple à anticiper, car elle dépend à la fois de l'évolution des propriétés dispersives et non-linéaires de la fibre utilisée, il nous a fallu faire appel à des algorithmes de résolution de problèmes inverses nécessitant des capacités de calculs importantes pour résoudre le problème posé. L'utilisation du modèle semi-analytique de Gordon nous a, toutefois, permis de conserver un temps de calcul correct pour des résultats comparables à ceux des simulations numériques.

Grâce à l'utilisation de tels algorithmes, nous avons réussi à concevoir puis fabriquer plusieurs fibres topographiques permettant d'obtenir des décalages spectraux linéaires ou séquentiels. Nous avons également conçu des fibres permettant le contrôle de la durée et la longueur d'onde des solitons délivrés. Ces fibres seront prochainement fabriquées puis testées.

## Troisième partie

# Génération d'ondes dispersives multiples et cascade d'ondes dispersives dans une fibre optique à dispersion variable



## Introduction

Les solitons temporels, qu'ils soient fondamentaux ou d'ordre supérieur, sont des structures existant grâce à la compensation entre la dispersion et la non-linéarité [31]. Dans les fibres optiques, les ordres de dispersion supérieurs à deux et/ou les effets non-linéaires autres que l'effet Kerr induisent la fission des solitons d'ordre supérieurs en solitons fondamentaux [7, 8]. Ces derniers ont la particularité d'être robustes et sont seulement perturbés par ces effets [8]. Un exemple d'une telle perturbation se produit lorsqu'une partie du spectre d'un soliton recouvre la longueur d'onde de dispersion nulle (ZDW) d'une fibre optique. Cette situation se traduit par la génération d'une onde dispersive (OD) dont l'énergie est d'autant plus importante que le spectre du soliton fondamental recouvre la zone normale de dispersion [8, 11]. Ceci entraîne un recul spectral du soliton de façon à conserver le moment [11]. La génération d'une OD est généralement interprétée en termes d'accord de phase entre le soliton et l'OD [11], et a plus récemment été interprétée en termes de cascade de mélange à quatre ondes [116].

L'émission d'ODs a été largement étudiée dans les fibres optiques uniformes, particulièrement dans le cadre de la génération de supercontinuum [20]. Les solitons et les ODs peuvent aussi interagir, par mélange à quatre ondes et générer de nouvelles composantes spectrales [117]. Ce type d'interaction a été observé expérimentalement durant la propagation d'impulsions courtes [118, 119], mais également durant la génération, par pompage continu, d'un supercontinuum [120]. Récemment, durant la réalisation du travail présenté dans cette partie, il a été démontré que la génération d'ODs peut également apparaître en injectant une impulsion en zone normale de dispersion. Dans ce cas, l'OD est générée à partir des ondes de choc formées [67, 68].

Dans cette partie, nous rappellerons d'abord les mécanismes de génération d'une onde dispersive à proximité du second zéro de dispersion d'une fibre optique uniforme. Puis, nous étudierons expérimentalement et numériquement la génération d'ODs dans une fibre optique microstructurée effilée. Le profil de cette fibre est conçu de sorte qu'un soliton se décalant par effet Raman croise plusieurs fois le second zéro de dispersion de la fibre. Ceci mène à une dynamique riche dans laquelle (i) de multiples ODs sont émises par un seul soliton (une à chaque fois qu'il croise le ZDW), (ii) chaque OD générée, qui reste temporellement localisée en raison de la variation de la dispersion, émet sa propre OD lorsqu'elle passe en zone anormale et (iii) un continuum, composé uniquement d'ODs et s'étalant sur 500 nm, est généré.



# Génération d'ondes dispersives multiples et de cascades d'ondes dispersives dans une fibre optique à dispersion variable

## 6.1 Contexte

La génération d'une onde dispersive (OD) peut se produire dans diverses configurations. Par exemple, un soliton subissant un ADRS à proximité du second ZDW d'une fibre optique ( $\beta_3$  négatif) émettra une OD énergétique à grandes longueurs d'onde si son spectre recouvre suffisamment le zéro de dispersion. Après avoir émis cette radiation, le soliton se décalera légèrement vers le bleu par recul spectral compensant alors parfaitement le décalage Raman vers le rouge. Ce mécanisme conduit à une stabilisation de la position spectrale du soliton (Fig. 6.1(a)) comme démontré par Skryabin *et al.* [64, 121].

Dans les fibres variant axialement, des scénarios beaucoup plus complexes peuvent se produire en raison de la flexibilité offerte par ces guides d'ondes. Le recul spectral accompagnant l'émission d'une OD peut, par exemple, conduire à un retour du soliton vers le bleu (Fig. 6.1(b)) de l'ordre de 400 nm en raison de la variation longitudinale de la dispersion de la fibre [26, 122]. Dans une autre configuration, il a été démontré numériquement qu'un soliton subissant un ADRS pouvait générer une onde dispersive polychromatique dans une fibre optique conçue de fa-

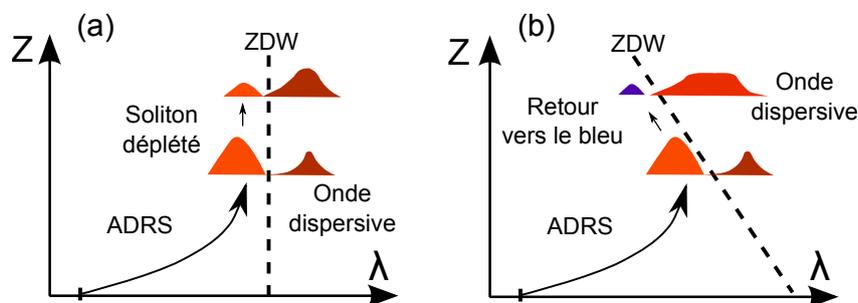


FIGURE 6.1 – Schéma d'illustration de la génération d'une OD au deuxième zéro de dispersion d'une fibre optique (a) uniforme (b) à dispersion variable.

çon à ce que le premier ZDW reste proche du soliton lors de sa propagation [123]. Suivant la même idée, il a également été démontré numériquement la possibilité de générer plusieurs ODs à partir d'un seul soliton fondamental [124]. La fibre utilisée est formée par la concaténation de plusieurs sections de fibres. Les ZDWs de ces sections évoluent de façon à croiser plusieurs fois le soliton le forçant à émettre à chaque fois une nouvelle OD (Fig. 6.2(a)) à une position spectrale différente.

Dans cette partie, nous nous intéressons à une situation analogue à celle décrite par le schéma de la figure 6.1(a), où un soliton se décale jusqu'à atteindre le second ZDW pour émettre une OD. La nouveauté par rapport au travail décrit dans la référence [64] est que nous considérons un second ZDW évoluant longitudinalement. Cette variation du second ZDW, que nous choisissons sinusoïdale (Fig. 6.2(b)), est obtenue par une modulation longitudinale du diamètre de la fibre lors de sa fabrication. Notre travail ne se résume pas à des simulations numériques, mais inclut aussi une importante part expérimentale. Nous montrerons alors, comme nous l'avions détaillé dans l'introduction, que cela conduit à l'observation d'une dynamique très riche incluant de nombreux effets inédits.

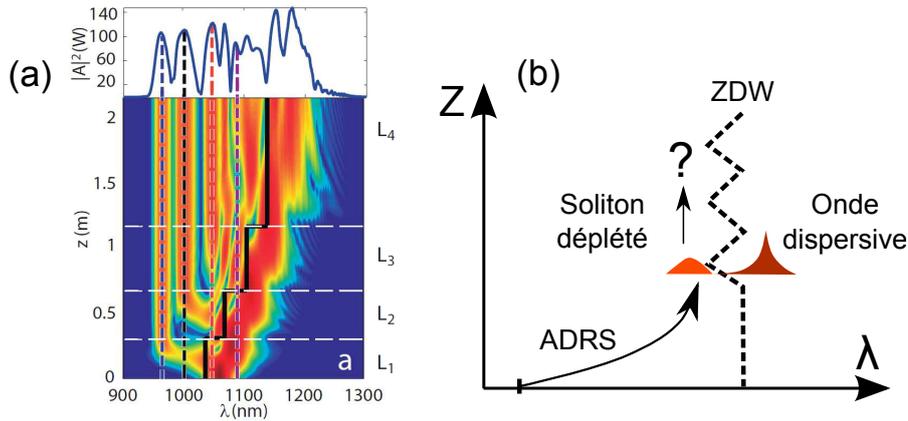


FIGURE 6.2 – (a) Génération de multiples ondes dispersives (d'après [124]). (b) Schéma illustrant le cas dans lequel se place notre étude.

Il est à noter que, dans ce travail, nous nous concentrons sur un aspect particulier lié à la propagation de solitons fondamentaux qui est la génération d'ODs. La nature périodique de la modulation choisie ne joue, dans notre cas, aucun rôle, car seules les augmentations puis diminutions répétées de la position du deuxième ZDW sont importantes. De ce fait, ce travail se place dans un contexte complètement différent des références [125, 126, 127] où la périodicité joue un rôle clé dans la dynamique de propagation. En effet, ces travaux étudient, l'impact, sur un soliton fondamental ou d'ordre supérieur, d'une modulation de la dispersion chromatique en l'absence de l'influence de l'effet Raman ou de dispersion d'ordre trois.

## 6.2 Émission d'une onde dispersive au deuxième zéro de dispersion de dispersion d'une fibre uniforme

Avant de s'intéresser au cas d'une fibre dont le second ZDW est variable, nous proposons de revenir sur les mécanismes physiques qui découlent de la génération d'une OD à proximité du second ZDW d'une fibre uniforme. Ces processus ayant déjà été traités dans les références [64, 121], il s'agit de faire un rappel des notions sur lesquelles nous nous appuyerons pour présenter nos résultats dans le cas plus complexe d'une fibre oscillante.

Pour cela, nous avons réalisé, à l'aide de l'équation MGNLSE (Eq. 1.21), une simulation numérique de la propagation d'une impulsion courte dans la zone anormale d'une fibre à deux zéros de dispersion. Les paramètres optogéométriques de la FOM utilisée sont  $\Lambda = 1,3 \mu\text{m}$  et  $d/\Lambda = 0,6$ . La dispersion correspondant à cette microstructure est représentée dans la figure 6.3(a). Cette dispersion est anormale entre les longueurs d'onde 762 et 1373 nm qui représentent ses deux ZDWs. L'impulsion initiale a un profil de type sécante hyperbolique centré à 1027,5 nm. Sa durée vaut 100 fs à mi-hauteur et sa puissance crête d'injection est ajustée pour correspondre à un soliton d'ordre  $N = 2$  à l'entrée de la fibre.

Les figures 6.3(b-c) représentent les évolutions spectrale et temporelle obtenues.

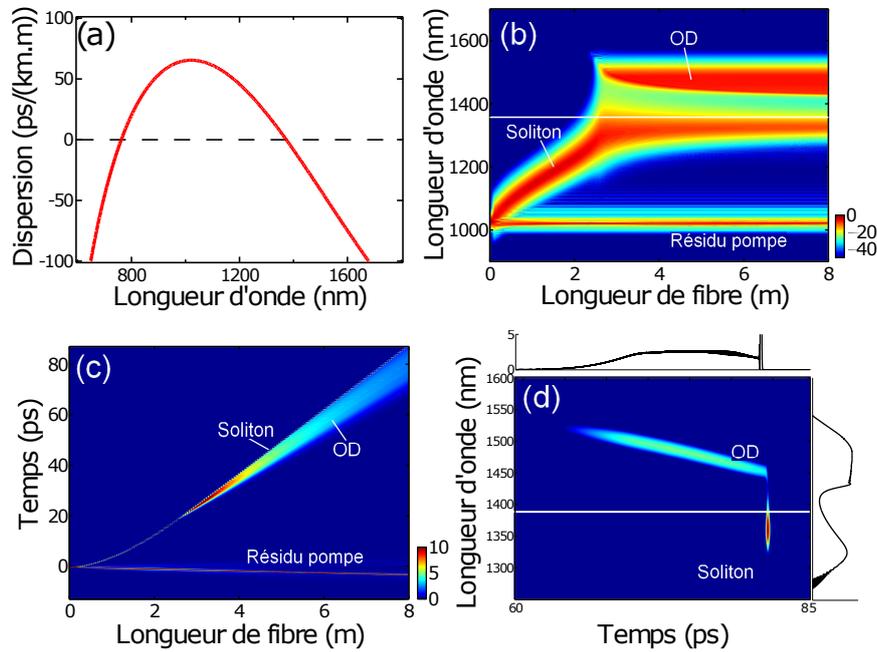


FIGURE 6.3 – (a) Courbe de dispersion chromatique de la FOM utilisée dans la simulation. Évolutions (b) spectrale et (c) temporelle simulées. La courbe blanche indique la position du second ZDW de la fibre. (d) Spectrogramme centré autour du soliton et de l'OD calculé à la position  $z = 7,5 \text{ m}$ .

nues numériquement en fonction de la longueur de la fibre. Nous remarquons (Fig. 6.3(b)), dès le premier mètre de propagation que l'impulsion pompe a fissionné et qu'un soliton fondamental a été éjecté. Il se décale alors rapidement vers les grandes longueurs d'onde pour atteindre 1310 nm après 2,8 m. La longueur d'onde du soliton se stabilise ensuite juste devant le deuxième zéro de dispersion indiqué par une ligne blanche. Simultanément à cette stabilisation, une OD est générée en zone normale selon le mécanisme expliqué dans la section 2.3. Le soliton se vide alors progressivement de son énergie au profit de l'OD.

Dans le domaine temporel (Fig. 6.3(c)), le soliton éjecté subit un retard par rapport à la pompe à cause de son décalage fréquentiel. Nous observons aussi le détachement vers 3 m d'une OD qui voyage à l'avant du soliton. Cette onde s'étale rapidement au cours de sa propagation, car elle est soumise à une importante dispersion normale. La figure 6.3(d) représente un spectrogramme, centrée sur le soliton et son onde dispersive, calculé à la longueur  $z = 7,5$  m. Nous constatons que le soliton reste localisé temporellement alors que l'onde dispersive a subi un étalement très important caractérisé par un chirp linéaire prononcé.

Maintenant que nous avons rappelé le mécanisme de génération d'une OD et l'arrêt de l'ADRS dans une fibre uniforme, nous allons à présent nous intéresser aux comportements de la propagation des ODs générées dans une fibre optique effilée. Pour cela, nous avons conçu puis réalisé une fibre optique dont le profil transverse est modulé sinusoidalement.

### 6.3 Propriétés de la fibre optique réalisée

La Figure 6.4(a)(marqueurs bleus, axe de gauche) montre l'évolution du diamètre de la fibre optique microstructurée effilée réalisée. Notre fibre comporte une section initiale uniforme de 7 m de long permettant la fission de la pompe et servant à amener le soliton près du second ZDW. Une photo de la coupe transverse de la fibre prise à son extrémité d'entrée est montrée sur la figure 6.4(b). Le pas de la microstructure à cet endroit vaut  $\Lambda = 1,17 \mu\text{m}$  et le rapport  $d/\Lambda = 0,64$ . La fibre comporte deux gros trous ( $d/\Lambda = 0,87$ ) de part et d'autre du cœur permettant d'assurer un comportement de maintien de polarisation. La section non uniforme, à partir de 7 m, possède un profil en cosinus de 5 m de période. Ce profil est obtenu en faisant varier la vitesse d'étirage lors du processus de fibrage. Il en résulte une variation, également sinusoidale, du pas  $\Lambda$  alors que le rapport  $d/\Lambda = 0,64$  est maintenu constant. L'amplitude de variation de la section oscillante est telle que le second ZDW diminue de 1450 nm (pour le plus grand diamètre) à 1140 nm (pour la plus petite), comme le montre la Fig. 6.4(a)(ligne noire, axe de droite). Les courbes de dispersion, calculées par la méthode des éléments finis (voir la section 3.1), correspondant aux valeurs maximales et minimales de diamètre sont représentées, respectivement en bleu et en rouge, sur la figure 6.4(c).

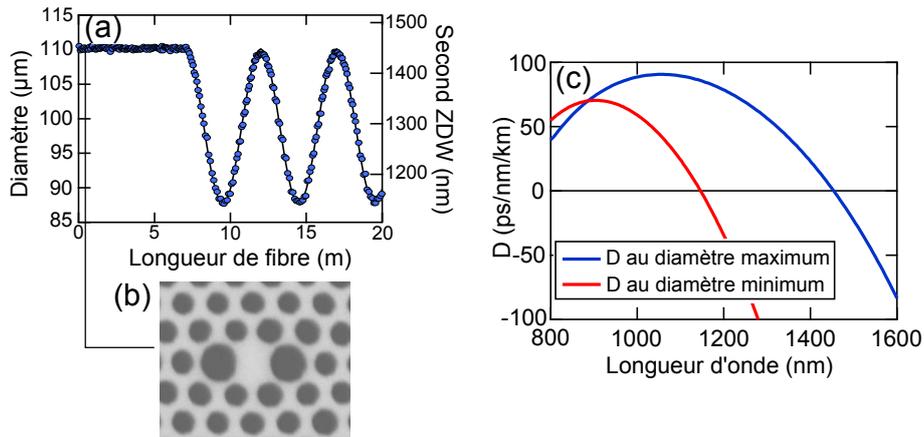


FIGURE 6.4 – (a) Évolution du diamètre extérieur de la FOM à dispersion variable mesuré durant le processus de fibrage (axe de gauche, marqueurs bleus) et évolution simulée du second ZDW en fonction de la longueur (axe de droite, courbe noire). (b) Photo MEB prise à l'entrée de la fibre réalisée. (c) Courbes de dispersion chromatique calculées pour le diamètre de fibre maximum (courbe bleue) et minimum (courbe rouge).

## 6.4 Dispositif expérimental

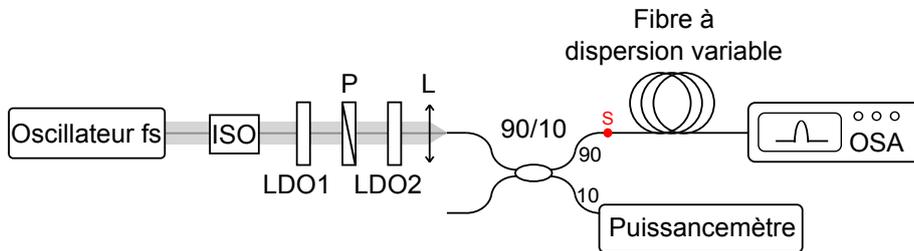


FIGURE 6.5 – Dispositif expérimental. ISO : isolateur optique, LDO : lame demi-onde, P : polariseur, L : lentille, S : soudure, OSA ; analyseur de spectre optique.

La figure 6.5 présente le schéma du dispositif expérimental que nous avons utilisé. Ce montage est analogue à celui qui fut présenté dans le chapitre 4. La source laser est un oscillateur femtoseconde (Mikan/Amplitude Systèmes) délivrant des impulsions centrées à 1027,5 nm à une cadence de 54 MHz. Les impulsions délivrées traversent un isolateur optique, deux lames demi-onde et un polariseur, avant d'être injectées dans un coupleur 90/10 à maintien de polarisation. La première lame demi-onde LDO1 sert, en combinaison avec le polariseur (P), à ajuster la puissance d'entrée tandis que la seconde (LDO2) permet d'aligner l'état de polarisation de la lumière incidente sur un axe neutre du coupleur. Notre fibre est soudée au port de sortie 90 % du coupleur. Cette soudure (S) a été effectuée en prenant garde à bien aligner les axes neutres des deux fibres.

A l'entrée de la fibre (sortie du coupleur), les impulsions ont été caractérisées par un système FROG. Elles ont un profil quasi-gaussien modélisé par l'expression :

$$A(t) = \sqrt{P_0} \cdot \exp \left[ (-1,66)^2 \frac{(1+ic)}{2} \frac{t^2}{T_{MH}^2} \right] \quad (6.1)$$

où  $T_{MH} = 340$  fs est la durée à mi-hauteur des impulsions et  $c = +1,5$  est un paramètre caractérisant le chirp linéaire [31]. La caractérisation des signaux de sortie de la fibre se fait grâce à un analyseur de spectre optique. La puissance injectée dans la fibre est continuellement contrôlée sur le port 10 % du coupleur.

## 6.5 Résultats expérimentaux et comparaison avec les simulations

Dans la série d'expériences suivante, nous étudions expérimentalement et comparons avec les simulations numériques la dynamique de génération d'ondes dispersives multiples et de cascades d'ondes dispersives dans la fibre optique réalisée. Pour ce faire, nous avons effectué une expérience de découpes successives dans laquelle plusieurs spectres de sorties, correspondant à différentes puissances de pompes, sont enregistrés après avoir coupé à chaque fois 50 cm de fibre. En effet, des simulations préalables nous ont permis de déduire que la variation de  $P_0$  permet d'observer les phénomènes suivants qui seront détaillés un à un par la suite.

- Décalage séquentiel du soliton.
- Génération d'une cascade d'ondes dispersives.
- Génération d'ondes dispersives multiples.
- Génération d'une seule onde dispersive polychromatique.
- Génération d'un continuum d'ondes dispersives.

### 6.5.1 Décalage séquentiel du soliton

L'évolution longitudinale du spectre obtenue pour une puissance crête d'entrée de 55 W est affichée sur la figure 6.6(a) où la courbe blanche représente l'évolution de la position du deuxième ZDW. Nous observons au cours de la propagation la brisure de l'impulsion pompe et le détachement spectral d'un soliton. Dans la partie effilée de la fibre (après 7 m), l'auto-décalage de ce soliton est composé d'une succession de ralentissements et d'accélération. En parallèle à ce décalage séquentiel nous observons, lorsque le soliton croise le ZDW à sa valeur la plus basse, l'émission d'une première puis d'une deuxième onde dispersive respectivement à 14 m et 19,5 m.

Le décalage séquentiel du soliton pourrait s'expliquer par une oscillation de la durée du soliton causée par l'effilage de la fibre, ce qui rendrait le soliton plus ou moins sensible à l'effet Raman et donc à se décaler vers les grandes longueurs d'onde. Afin de confirmer ces propos, nous avons effectué une simulation numérique en utilisant l'équation MGNLSE décrite dans la section 2.3. La simulation réalisée prend en compte les effets de la dispersion chromatique ainsi que les non-linéarités

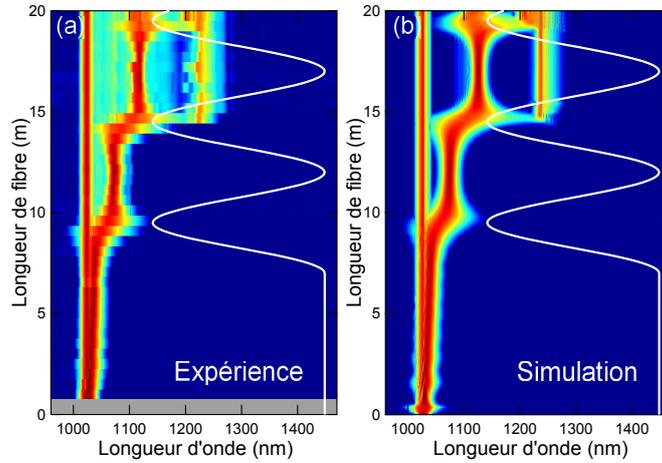


FIGURE 6.6 – (a) Dynamique spectrale mesurée en fonction de la longueur d’onde. (b) Dynamique spectrale simulée. La courbe blanche représente le second ZDW.

Kerr et Raman. Les paramètres de la fibre utilisés sont les mêmes que celles de la figure 6.4. L’impulsion d’entrée correspond à celle de l’expérience et est donnée par l’expression 6.1.

Le résultat de cette simulation est représenté sur la figure 6.6(b) où nous constatons un excellent accord quantitatif avec l’expérience. Nous pouvons donc nous servir de cette simulation pour accéder aux caractéristiques temporelles du soliton qui sont toujours délicates à observer expérimentalement. L’évolution de la durée du soliton ainsi que les paramètres de fibre perçus sont représentés sur la figure 6.7. Comme nous l’avions supposé au regard de l’évolution spectrale du soliton en fonc-

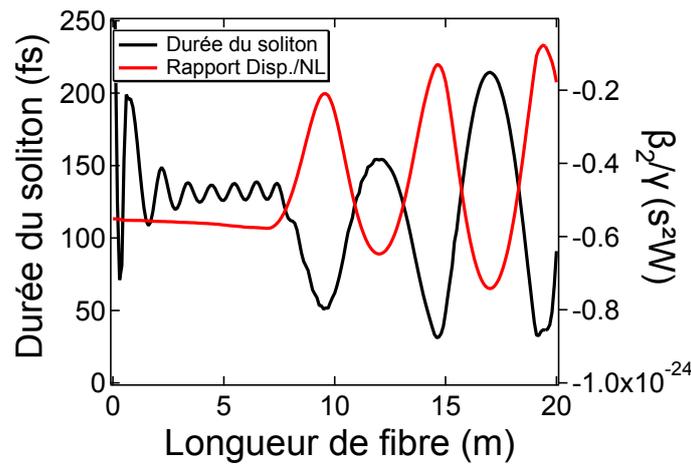


FIGURE 6.7 – Évolution longitudinale de la durée du soliton (courbe noire, axe de gauche) et du rapport  $|\beta_2|/\gamma$  perçu par le soliton (Courbe rouge, axe de droite).

tion de la longueur (Figs. 6.6(a,b)), la durée du soliton oscille dans la partie effilée de la fibre de manière synchronisée avec le rapport  $|\beta_2|/\gamma$  perçu par le soliton. Nous pouvons alors interpréter le décalage séquentiel du soliton de la manière suivante : la diminution du diamètre de la fibre induit une augmentation du coefficient non-linéaire  $\gamma$  et une diminution de la dispersion  $|\beta_2|$ , ceci conduit à une compression temporelle du soliton qui cherche à conserver un ordre  $N^2 = \gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2|$  proche de 1. En se comprimant, l'auto-décalage Raman du soliton devient, comme prédit par le modèle de Gordon (Eq. 2.5), plus important (accélération spectrale du soliton). Le retour aux valeurs initiales quand le diamètre de la fibre croît produit un étalement de l'impulsion, ce qui réduit l'auto-décalage Raman (décélération spectrale du soliton).

Le décalage séquentiel observé dans cette expérience est analogue à celui reporté dans la partie 2 (Fig. 4.11). Nous pouvons donc conclure au vu de ces résultats que cet effet est présent d'une manière naturelle au sein des fibres comportant une variation importante et rapide de ses paramètres.

### 6.5.2 Génération d'une cascade d'ondes dispersives

Afin d'observer la génération de plusieurs ODs de façon plus claire que dans la figure 6.6, nous avons étudié, dans une deuxième série de mesures, la dynamique de propagation du soliton lorsqu'il rencontre le ZDW à son premier minimum. Ceci nécessite une puissance de pompe plus forte que précédemment (75 W au lieu de 55 W). Le résultat des découpes successives est affiché sur la figure 6.8(c). Cette figure montre une évolution plus complexe que la précédente faisant intervenir cette fois-ci beaucoup plus de composantes spectrales.

Par souci de simplicité, nous allons dans cette section nous focaliser sur les 12 premiers mètres de propagation dans la FOM (indiqués par une ligne blanche horizontale dans la figure 6.8(c)). L'évolution dans le reste de la fibre sera étudiée ultérieurement dans la section 6.5.3. Ce segment est constitué d'une section uniforme de 7 m suivit par une section de 5 m dans laquelle le diamètre décroît puis retourne à sa valeur initiale.

#### A - Analyse dans le domaine spectral

La dynamique spectrale du processus observé est la suivante. Un soliton est éjecté de l'impulsion pompe et subit un ADRS. À partir de 7 m, l'auto-décalage de ce soliton augmente en raison de la diminution de la dispersion, et le soliton croise le deuxième ZDW autour de sa valeur minimale (1140 nm). Une onde dispersive (notée OD1, Fig. 6.8(c)) est émise autour de 1230 nm. Lorsque cette OD, initialement située en zone de dispersion normale, traverse le second ZDW (à environ 10,4 m), nous remarquons l'apparition d'une nouvelle composante spectrale (notée COD1) autour de 1340 nm. Le soliton est la composante spectrale sont visibles sur le spectre enregistré à 12 m et représenté dans la figure 6.8(b). La génération de cette composante pourrait être liée à un effet de mélange à quatre ondes entre le

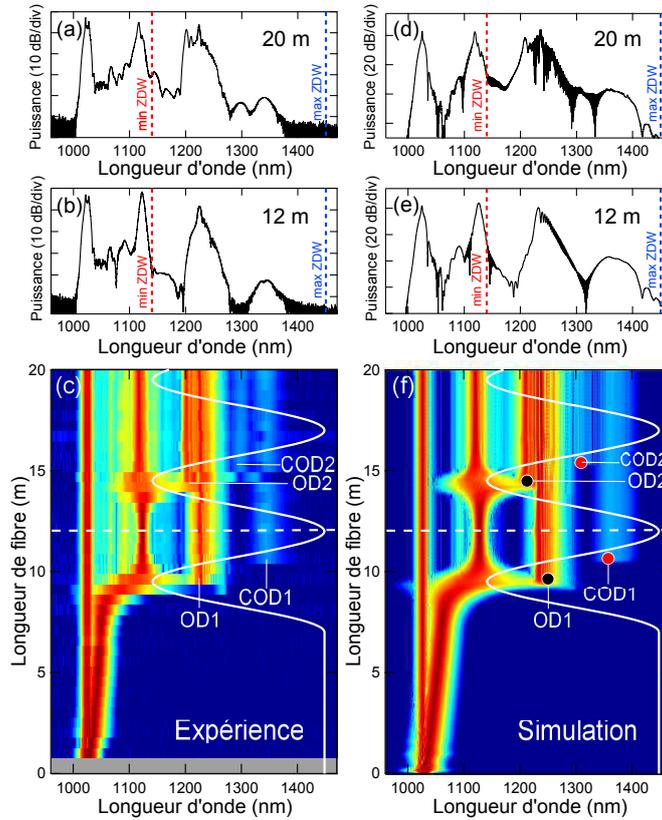


FIGURE 6.8 – Spectres expérimentaux enregistrés (a) à la sortie des 20 m de fibre et (b) à 12 m pour une puissance de pompe de 75 W. Les lignes verticales rouge et bleues indiquent respectivement la position minimal et maximal du second ZDW. (c) Dynamique spectrale mesurée en fonction de la longueur de fibre. La courbe blanche représente le second ZDW. (d),(e),(f) résultats de simulations correspondantes.

soliton et l'OD1 comme cela fut rapporté dans la littérature [117, 120]. Cependant, dans le présent cas, COD1 apparaît 1 m après OD1, ce qui laisse penser qu'un autre effet pourrait entrer en jeu. Au même moment, la durée du soliton croît à cause de l'augmentation de la dispersion et c'est pourquoi le soliton est spectralement comprimé. Il ne subit donc plus, à ce stade, d'ADRS important.

Afin de mieux comprendre l'origine de la formation de la radiation localisée à 1340 nm, nous avons réalisé une simulation numérique correspondant à cette puissance de pompe. Le résultat de cette simulation est représenté sur la figure 6.8(f) et montre, comme pour la figure 6.6, un excellent accord avec les expériences. Le cercle noir situé à 9 m dans la figure 6.8(f) correspond à la position spectrale de l'onde dispersive, prédite par la relation (Eq. 2.4), associée au soliton situé à 1120 nm. Cette position est en bon accord avec la longueur d'onde expérimentale et numérique de OD1. Aussi, l'apparition de la composante spectrale à 1340 nm est bien reproduite numériquement (Fig. 6.8(e)). Ceci va nous permettre d'étudier

plus en détail son origine physique en utilisant les données des simulations dans le domaine temporel puis spectro-temporel (paragraphes suivants).

## B - Analyse dans le domaine temporel

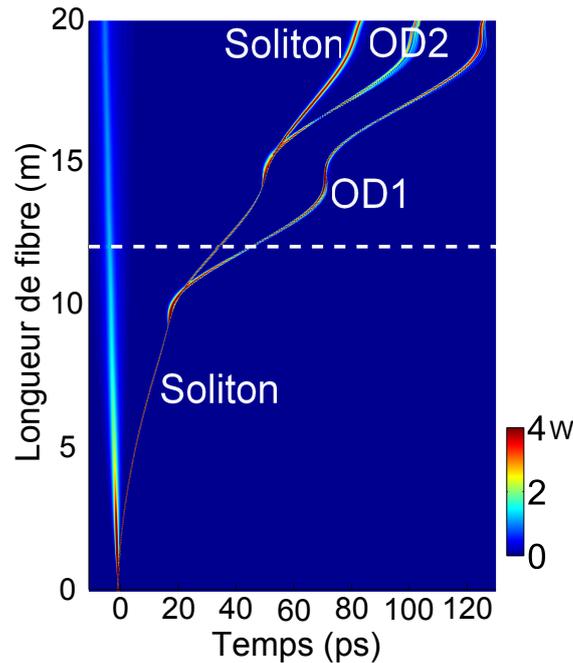


FIGURE 6.9 – Évolution temporelle simulée correspondant à la dynamique spectrale montrée dans la figure 6.8(f).

Afin d'avoir une meilleure compréhension des phénomènes observés, nous étudions à présent le comportement de OD1 dans le domaine temporel. Nous avons représenté sur la figure 6.9 l'évolution temporelle correspondant aux résultats numériques. Dans un premier temps, nous limitons notre étude aux 12 premiers mètres de la propagation et décrirons le reste plus tard. Nous observons, au tout début de la propagation, une brisure de l'impulsion pompe puis le détachement et le ralentissement du soliton éjecté. La propagation de ce soliton est ponctuée par l'émission d'une onde dispersive à 9,5 m (OD1). Cette dernière, émise à l'avant de l'impulsion, traverse rapidement le soliton (à cause de la variation du signe de la dispersion) et se retrouve à la queue du soliton. Enfin, on constate que son profil ne s'est pas étalé temporellement comme nous pourrions nous y attendre dans le cas d'une onde dispersive générée dans une fibre uniforme (voir Fig. 6.3(d)). Nous reviendrons sur cet aspect lorsque nous étudierons les phénomènes se produisant dans la seconde section de la fibre (après 12 m, section 6.5.3).

C - Analyse spectro-temporelle

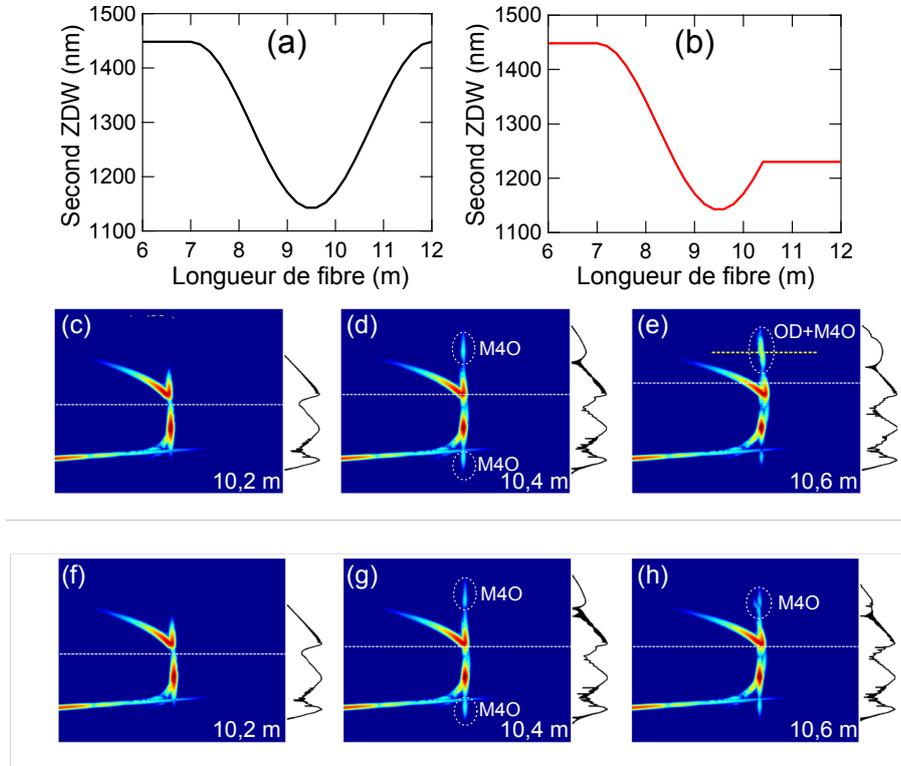


FIGURE 6.10 – (c)-(h) Spectrogrammes (en échelle logarithmique) calculés aux longueurs 10,2 m, 10,4 m, 10,6 m pour les profils représentés dans (a) (ligne du haut) et (b) (ligne du bas). Les traits blancs indiquent le second ZDW.

Afin de compléter notre étude, nous allons à présent étudier les connexions entre les dynamiques spectrale et temporelle en réalisant des spectrogrammes. Les figures 6.10(c-e) montrent les spectrogrammes correspondant à la simulation de la figure 6.8(c), pour les longueurs de fibres 10,2 m, 10,4 m et 10,6 m respectivement. À 10,2 m (Fig. 6.10(c)), l'OD, qui a déjà été générée, est située dans la région de dispersion normale. À 10,4 m (Fig. 6.10(d)), de nouvelles composantes spectrales apparaissent sur les deux côtés de la paire soliton/onde dispersive. Ces composantes sont issues du mélange à quatre ondes (M4O) entre le soliton et l'onde dispersive. En effet, nous avons pu établir que ce processus était effectivement régi par les relations (Eq. 1.17). À 10,6 m (Fig. 6.10(e)), l'onde dispersive traverse ensuite le ZDW croissant (représenté par la ligne horizontale blanche). Cela s'accompagne par la génération d'une radiation supplémentaire à environ 1340 nm. Cette onde peut être considérée, comme la génération par OD1 (située à 1230 nm) de sa propre onde dispersive notée COD1. En effet, si l'on s'intéresse à la relation d'accord de phase 2.4 associée à OD1, nous retrouvons qu'une solution centrée à 1365 nm existe (indiquée par un cercle rouge à 10,4 m dans Fig. 6.8(f) et une ligne jaune sur la figure 6.10(e)), ceci est en accord avec les résultats de simulations. Par conséquent, la composante

spectrale localisée à 1340 nm est issue à la fois du mélange à quatre ondes entre le soliton et l'OD et de la cascade d'ondes dispersives en raison d'un ZDW variable. Ce processus, que nous nommons *cascade d'ondes dispersives* (COD), est uniquement possible grâce à la variation longitudinale de la dispersion de la fibre.

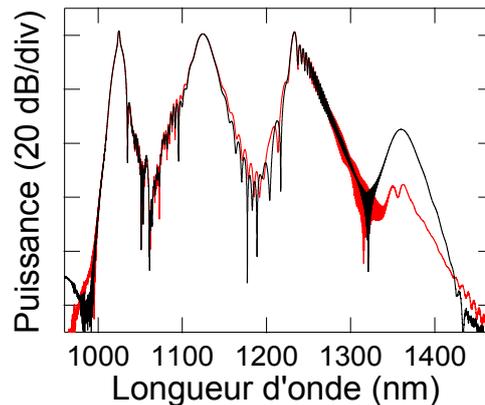


FIGURE 6.11 – Comparaison entre les spectres obtenus à 10,6 m pour le profil représenté dans Fig. 6.10(a) (courbe noire) et celui représenté dans Fig. 6.10(b) (courbe rouge).

Afin d'établir la contribution relative des deux phénomènes, nous avons réalisé une simulation numérique dans une fibre où la première onde dispersive générée ne se retrouve pas en zone anormale de dispersion. Pour cela, nous avons figé l'évolution du profil de la fibre à 10,4 m (Fig. 6.10(b)), c'est-à-dire, juste après la génération du mélange à quatre ondes. Les spectrogrammes correspondants sont affichés sur les figures 6.10(f-h) pour les longueurs de fibres 10,2 m, 10,4 m et 10,6 m respectivement. L'évolution constatée est identique à la rangée du haut pour une longueur de fibre inférieure à 10,4 m, soit l'apparition d'un processus de mélange à quatre ondes entre le soliton et l'OD. Pour la position 10,6 m (Fig. 6.10(h)), l'OD1 ne traverse pas la ZDW et la composante à 1340 nm n'est pas observée cette fois. La figure 6.11 montre, en noir et en rouge, les spectres de sortie correspondant, respectivement, au cas de la fibre réelle (Fig. 6.10(a)) et celle dont le ZDW est uniforme après 10,4 m (Fig. 6.10(b)). Les deux spectres sont très similaires excepté autour de la radiation à 1340 nm qui est beaucoup plus puissante (environ 20 dB de plus sur la densité spectrale de puissance) dans la fibre réelle. Ceci démontre que le processus de cascade d'ODs est largement dominant devant celui du mélange à quatre ondes.

**Remarque :** Dans la figure 6.6(a), nous n'observons pas de cascade d'ondes dispersives alors que l'onde dispersive générée repasse en zone anormale de dispersion à 16 m. Ce qui est certainement lié à une puissance trop faible ne permettant pas de la distinguer du bruit de l'OSA.

### 6.5.3 Génération d'ondes dispersives multiples

Dans cette section, nous étudions la dynamique de propagation du soliton lorsqu'il atteint le ZDW une seconde fois. Par conséquent, nous considérons et analysons ici les résultats des figures 6.8(c,f) sur la partie restante de la longueur de la fibre, c'est-à-dire de 12 m jusqu'à 20 m.

#### A - Analyse dans le domaine spectral

Suite à la génération de la cascade d'OD (notée COD1, Figs. 6.8(c,f)) autour de 1340 nm, la durée du soliton augmente fortement en raison de l'augmentation de la dispersion et la diminution du coefficient non-linéaire, c'est pourquoi il devient spectralement comprimé. Il ne subit alors plus d'ADRS significatif. Lorsque la dispersion diminue à nouveau vers 12 m, le soliton se comprime temporellement de sorte que son spectre, devenu large, croise à nouveau la deuxième ZDW autour de sa valeur minimale à 14,5 m. Cela conduit à l'émission par le soliton d'une nouvelle onde dispersive (notée OD2, Figs. 6.8(c,f)) située à une longueur d'onde légèrement plus faible que OD1, car les propriétés du soliton ont évolué. Le cercle noir situé à 14,5 m représente sa position spectrale donnée par l'accord de phase (Eq. 2.4) pour la longueur d'onde du soliton correspondant. Cette position est en très bon accord avec les résultats expérimentaux et de simulations confirmant que c'est bien une onde dispersive. Nous observons, ensuite, lorsque l'OD2 traverse le ZDW vers 15 m, l'apparition d'une nouvelle composante spectrale (notée COD2, Figs. 6.8(c,f)). Le cercle rouge situé à environ 15 m sur la figure 6.8(f) montre que là aussi la longueur d'onde correspondant à la position de l'accord de phase (Eq. 2.4) associé à OD2 est en bon accord avec les résultats de simulations. Ceci nous permet d'affirmer que la génération de COD2 suit le même mécanisme que COD1.

Au final, au bout de 20 m de propagation, le soliton fondamental unique a généré directement deux ODs (OD1 et OD2), qui ont toutes deux engendré deux autres ondes dispersives (COD1, COD2) lors de leur passage en zone anormale (Figs. 6.8(a,d)).

#### B - Analyse dans le domaine temporel

L'évolution temporelle correspondante (Fig. 6.9) montre que la propagation du soliton est ponctuée par l'émission d'une première puis d'une deuxième onde dispersive, respectivement, à 9,5 m et 14,5 m. Étonnamment, cette figure montre un faible étalement des profils temporels des ondes dispersives émises. Celles-ci restent localisées temporellement contrairement au cas de la fibre uniforme où nous constatons un étalement rapide et important de l'OD émise en zone normale (Fig. 6.3).

Nous nous intéressons à présent au faible étalement temporel des ODs remarqué sur la figure 6.9.

C - Analyse spectro-temporelle

Afin de comprendre ce phénomène, nous avons représenté sur la figure 6.12 des spectrogrammes centrés autour de la première onde dispersive (noté OD1) et calculés avant chacun de ses passages d'un régime de dispersion à un autre. Dès son émission (en zone normale) l'onde dispersive acquiert un chirp positif (Fig. 6.12(a)). Après s'être propagée en zone de dispersion normale, l'OD se retrouve, à cause de la variation de la fibre, en zone anormale (à partir de 10,5 m) ce chirp est alors compensé et le soliton se chirp négativement cette fois <sup>1</sup> (figure 6.12(b)). Puis, l'onde dispersive se retrouvant à nouveau en zone de dispersion normale (après 13,7 m), le chirp négatif est compensé et l'OD acquiert un chirp positif (figure 6.12(c)). En repassant à nouveau en zone de dispersion anormale, après 18,7 m, l'OD se chirp négativement (figure 6.12(d)). De ce fait, grâce aux compensations successives entre l'effet de la dispersion normale et de la dispersion anormale, l'onde dispersive respire temporellement et ne subit que faiblement l'influence de la dispersion chromatique contrairement à une OD dans une fibre uniforme. Cependant, étant en moyenne plus en zone anormale que normale, elle finit tout de même par s'étaler complètement

1. Ce comportement est analogue à celui d'une impulsion chirpé se propageant dans un régime de dispersion induisant un chirp de signe contraire. On assiste à une compression suivie d'un étalement [31].

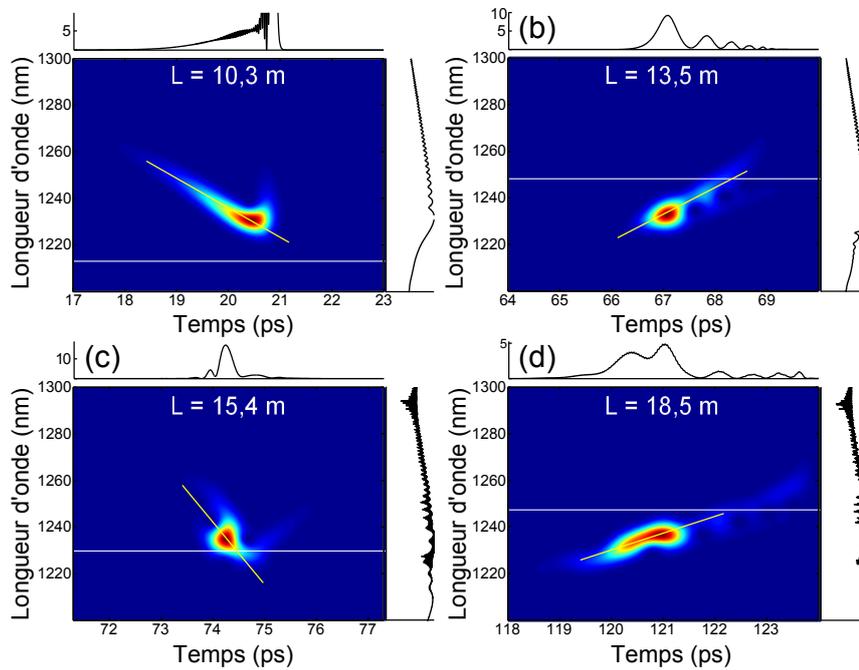


FIGURE 6.12 – Spectrogrammes (en échelle linéaire), centrés autour de la première onde dispersive émise par le soliton. La ligne horizontale blanche indique le second ZDW. Le trait jaune suit la ligne de crête de l'impulsion pour mieux mettre en avant le signe du chirp.

dans le temps, mais de façon plus lente que dans une fibre uniforme. Nous pouvons d'ailleurs remarquer, en comparant les Figs. 6.12(b) et (d), que le chirp linéaire acquit juste avant de repasser en zone anormale devient de plus en plus important au cours de la propagation .

Les résultats numériques de cette section, validés par les mesures expérimentales montrent qu'en ajustant l'évolution longitudinale des propriétés de guidage d'une fibre optique, il est possible d'observer l'émission, par un seul soliton, de plusieurs ODs. Ces ODs qui restent temporellement localisés, grâce à la modification du signe de la dispersion induite par la géométrie variable de la fibre, possèdent une puissance crête et un spectre assez large pour générer leurs propres ODs lorsqu'elles traversent le ZDW. Nous avons appelé ce processus *cascade d'ondes dispersives*.

#### 6.5.4 Génération d'une onde dispersive polychromatique

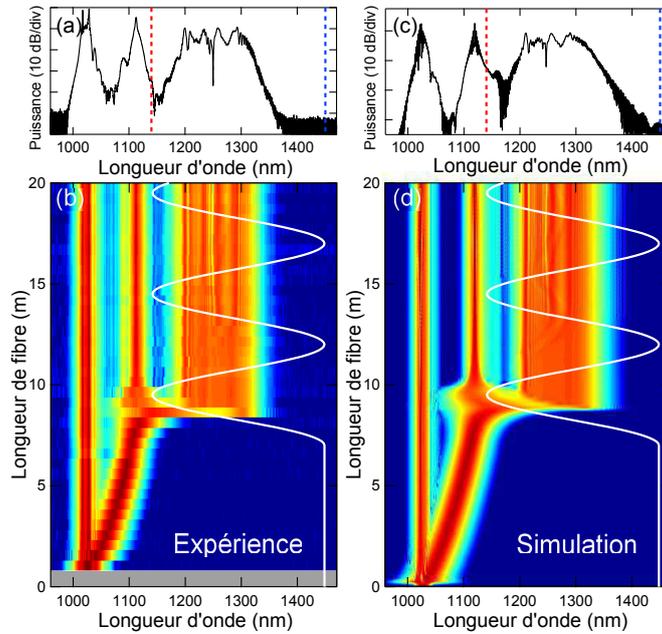


FIGURE 6.13 – (a) Spectre expérimental de sortie pour une puissance de pompe de 110 W. Les lignes verticales rouge et bleues indiquent respectivement le ZDW minimum et maximum. (b) Dynamique spectrale mesurée en fonction de la longueur d'onde. (c) Spectre de sortie simulé. (d) Dynamique spectrale simulée. La courbe blanche représente le second ZDW.

Afin d'observer une dynamique de propagation différente, nous avons, à nouveau, augmenté la puissance de la pompe. Dans un premier temps, cela se traduit par une diminution de la durée du premier soliton éjectée, et donc en un ADRS plus efficace. Ainsi, le soliton croise le ZDW avant que ce dernier n'ait atteint sa valeur minimale. Ce cas est illustré sur les figures 6.13 où la puissance crête de pompe

vaut 110 W. Les figures 6.13(a-b) correspondent aux résultats expérimentaux alors que les Figs 6.13(c-d) correspondent aux simulations numériques. Les évolutions observées dans les deux figures sont très similaires. Le spectre du soliton commence à recouvrir la zone de dispersion normale à environ 8,7 m et émet alors une onde dispersive. Ceci est suivi par le recul spectral du soliton. Mais le ZDW, dont la valeur décroît encore, accompagne le retour vers le bleu du soliton de telle sorte que le soliton recouvre continument la zone de dispersion normale. De ce fait, il est forcé à émettre en continu des ondes dispersives entre 1195 nm et 1325 nm. Nous avons vérifié numériquement que ceci est en excellent accord avec les solutions de l'accord de phase (Eq. 1.17) (non représenté ici).

Au final, lorsque la valeur du ZDW commence à augmenter (après 10 m), le soliton a subi un retour vers le bleu de 1145 nm à 1115 nm. Durant ce retour, il a perdu une grande partie de son énergie au profit d'une large onde dispersive polychromatique. Il n'a alors plus assez de puissance crête pour subir un ADRS et croiser à nouveau le ZDW. Ces résultats fournissent la première observation expérimentale de la génération d'une onde dispersive polychromatique [123].

### 6.5.5 Génération d'un continuum d'ondes dispersives

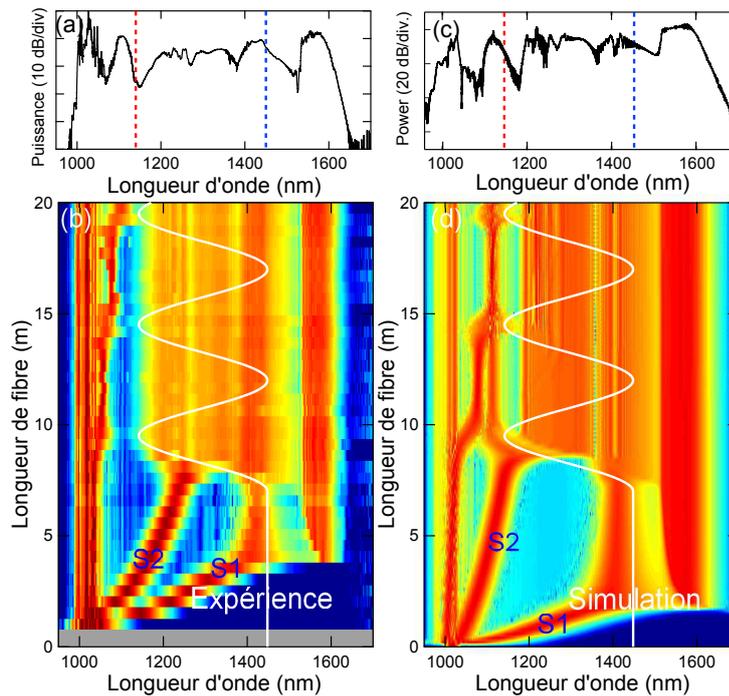


FIGURE 6.14 – (a) Spectre expérimental de sortie pour une puissance de pompe de 380 W. Les lignes verticales rouge et bleues indiquent respectivement le ZDW minimum et maximum. (b) Dynamique spectrale mesurée en fonction de la longueur d'onde. (c) Spectre de sortie simulé. (d) Dynamique spectrale simulée. La courbe blanche représente le second ZDW.

Dans une dernière série de mesure, nous avons étudié la dynamique de génération des ODs dans le cas où deux solitons atteignent le ZDW à différents points. Ceci est obtenu en augmentant la puissance crête de la pompe à 400 W. La figure 6.14(b) montre l'évolution du spectre enregistré le long de la fibre tandis que la figure 6.14(d) correspond aux simulations numériques.

Expérimentalement, deux solitons sont éjectés de la fission de l'impulsion de pompe. Le premier, marqué S1, a la puissance crête la plus élevée et la durée la plus faible, il subit donc l'ADRS le plus important. Il atteint le ZDW dans la section uniforme de la fibre (à 4 m), de sorte qu'il émet une OD (centrée autour de 1550 nm). En conséquence de quoi, l'ADRS est stoppé par le recul spectral et le soliton S1 continue à perdre de l'énergie jusqu'à ce que le ZDW commence à diminuer (vers 7 m). Le soliton cède alors entièrement son énergie restante au profit d'ODs centrée au tour de 1440 nm puis disparaît. Le second soliton, marqué S2, a un taux d'ADRS moins important que S1 due à sa puissance crête plus faible et sa durée plus longue. Il atteint le deuxième ZDW à 8 m, point où la ZDW diminue. Le soliton cède alors toute son énergie à une onde dispersive polychromatique puis disparaît complètement. Le spectre de sortie (Fig. 6.14(a)) est principalement composé de diverses ODs générées le long de la fibre formant un continuum entre 1150 nm et 1650 nm.

Les résultats de simulation représentés sur la Fig. 6.14(d) sont en bon accord avec l'expérience, excepté le fait que le soliton S2 frappe le second ZDW plus proche de sa valeur minimale, certainement dû à la présence d'un chirp non-linéaire sur l'impulsion pompe induit par le coupleur d'entrée à cette puissance particulière de pompe. Par conséquent, l'OD émise par S2 est moins large qu'expérimentalement, ce qui résulte en un continuum OD plus structurée (Fig. 6.14(d)).

## Conclusion

Nous avons étudié expérimentalement et numériquement l'émission par un soliton d'ODs au voisinage d'un second zéro de dispersion d'une fibre optique à dispersion variable. Plusieurs phénomènes originaux ont été identifiés et expliqués. Premièrement, nous avons démontré pour la première fois l'existence d'un processus dans lequel une OD émise à partir d'un soliton émet elle-même une nouvelle OD en traversant le ZDW de la fibre. Ensuite, nous avons obtenu, les premiers résultats expérimentaux montrant l'émission de multiples ODs à partir d'un soliton unique dans une fibre optique à dispersion variable. Enfin, nous avons observé expérimentalement la génération d'une OD polychromatique d'une largeur de 150 nm, comme précédemment étudié numériquement dans [123], et d'un continuum d'ODs s'étendant sur 500 nm de large.

Nos résultats montrent comment le nouveau degré de liberté apporté par l'effilage d'une fibre optique ajoute une dynamique riche et complexe d'effets non-linéaires.

Les résultats présentés dans cette partie ont fait l'objet d'une communication dans une conférence internationale à comité de lecture. Également, un manuscrit est soumis en vue de sa publication dans une revue internationale à comité de lecture (voir bibliographie de l'auteur en annexe).

## Quatrième partie

# Stabilisation de breathers d'Akhmediev dans une fibre optique à dispersion variable



## Introduction

Nous nous sommes principalement intéressés, dans les deux précédentes parties, à la dynamique de propagation d'une des solutions de l'ESNL qui est le soliton. Dans cette partie, nous nous consacrons à l'étude d'une famille de solutions exactes de cette équation qui présente la particularité d'être périodique temporellement et localisée spatialement. Cette famille de solutions, désignée par le terme *breathers d'Akhmediev* (ABs), a été décrite mathématiquement pour la première fois en 1986. Depuis quelques années, cette thématique connaît un regain d'intérêt et fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales dans les domaines de l'optique et de l'hydrodynamique. Cet intérêt provient de la relation fondamentale qui relie cette solution au phénomène d'instabilité de modulation (IM) permettant la transformation d'une onde continue en un train d'impulsions courtes. De plus, ces solutions constituent un cadre théorique de choix afin de potentiellement décrire la formation d'ondes scélérates intenses à la surface des océans.

Récemment, plusieurs auteurs ont suggéré différentes méthodes afin de réaliser un contrôle sur la dynamique d'un AB [128, 129, 130, 131]. Cependant, à ce jour, aucune démonstration expérimentale n'a été rapportée. Nous essayerons, dans ce travail, d'aller au-delà des études qui se concentrent sur la génération et l'observation d'ABs dans des fibres uniformes en nous intéressant à la stabilisation de la dynamique du train d'impulsions créé. Cette stabilisation est réalisée expérimentalement grâce à des fibres optiques effilées.

Nous commencerons par introduire, dans le chapitre 7, l'instabilité de modulation ainsi que les différentes solutions périodiques du premier ordre de l'ESNL. Nous présenterons ensuite les caractéristiques de propagation des ABs sous des conditions d'excitations réalistes. Nous décrirons enfin dans le chapitre 8, la solution que nous proposons afin de stabiliser le train d'impulsion créé. Cette solution basée sur l'adaptation longitudinale de la valeur de la dispersion est démontrée numériquement puis mise en œuvre expérimentalement.

Les travaux présentés dans cette partie sont le fruit d'une collaboration avec G. Genty (Université de Tampere) et J. M. Dudley (Université de Franche-Comté)



# Introduction aux solutions périodiques de l'ESNL

## 7.1 Instabilité de modulation

Lorsqu'une onde continue ou quasi-continue se propage dans une fibre optique, il est possible d'observer le phénomène d'*instabilité de modulation* (IM). En effet, en zone anormale de dispersion, la compensation entre le déphasage linéaire et non-linéaire rend la propagation d'une onde continue instable et toute perturbation appliquée à cette onde sera amplifiée exponentiellement au cours de la propagation [31]. En l'absence de perturbations extérieures, le processus d'IM est initié à partir du bruit de photons [20, 31, 75]. Ce processus est alors nommé IM spontanée par opposition à l'IM stimulée où un signal additionnel d'une fréquence légèrement différente de la pompe est injecté dans la fibre. Lors de la propagation, l'IM se traduit par la génération de deux bandes spectrales symétriques autour de la fréquence

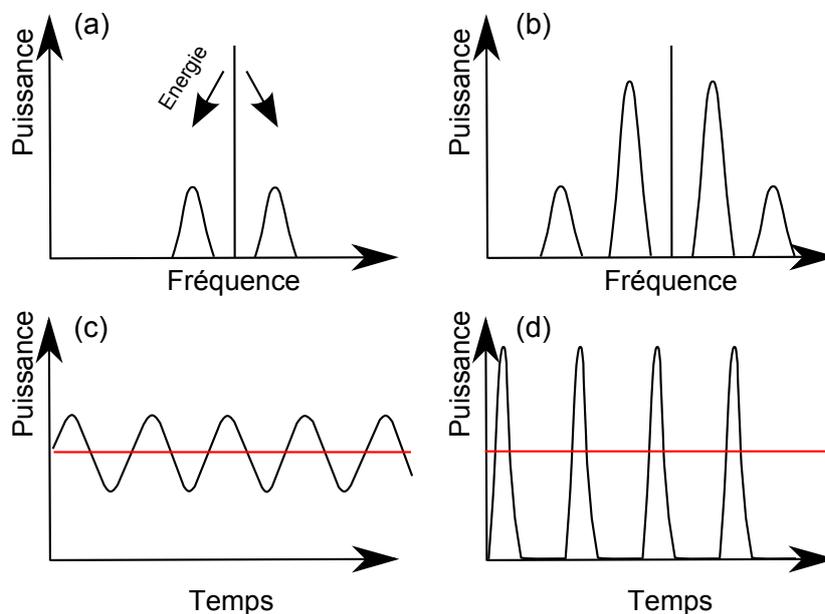


FIGURE 7.1 – Schéma illustrant le processus d'instabilité de modulation dans (a,b) le domaine spectral et (c,d) temporel en entrée de fibre (a,c) et à une distance plus importante (b,d).

de pompe (Fig. 7.1(a)). Temporellement, une modulation de l'amplitude de l'onde apparait suivie de la formation d'un train d'impulsions dont le profil est proche de celui d'un soliton [132] (Fig. 7.1(c,d)).

Le processus d'IM peut être vu comme un mélange à quatre ondes dégénéré (entre une pompe et deux bandes spectrales latérales) régit par la condition d'accord de phase 2.4 [20, 31]. Il est généralement observé en régime de dispersion anormale, mais peut également être observé en régime normal à condition que la contribution des ordres supérieurs à la dispersion d'ordre deux ou des effets vectoriels ou modaux permettent de satisfaire à la condition d'accord de phase 2.4 [31, 133]. Lors de la propagation, le battement de la pompe et des bandes latérales conduit, par mélange à quatre ondes, à la génération d'harmoniques de la perturbation initiale (courbe rouge, Fig. 7.1(b)). Le nombre de ces harmoniques croît avec la longueur de la fibre et la puissance incidente.

La première observation expérimentale de ce processus dans une fibre optique fut réalisée en 1986 par Tai *et al.* [134] alors que l'extension au régime de dispersion normal fut démontrée dans le cas scalaire et mono-mode par Pitois *et al.* en 2003 [133]. Aujourd'hui, l'IM constitue une façon simple de générer des trains d'impulsions courtes et de concevoir des amplificateurs paramétriques [135]. L'IM peut également apparaître dans divers systèmes non-linéaires tels que les plasmas ou les condensats de Bose-Einstein par exemple. En hydrodynamique, on la désigne communément par *instabilité de Benjamin-Feir* [136].

Au niveau théorique, l'IM est étudiée via l'analyse de stabilité linéaire des solutions de l'ESNL soumises à une perturbation externe [31]. Cette méthode permet de calculer le gain paramétrique associé au phénomène d'IM. Ce gain n'existe que dans une bande de fréquences finie, symétrique par rapport à la pompe et satisfaisant à la relation [31] :

$$\Omega < |\Omega_c| = \sqrt{\frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|}} \quad (7.1)$$

où  $\Omega = \omega - \omega_p$ , avec  $\omega_p$  la pulsation de la pompe. Le gain en puissance s'exprime [31] sous la forme :

$$g(\Omega) = \pm |\beta_2 \Omega| \sqrt{\Omega_c^2 - \Omega^2} \quad (7.2)$$

La figure 7.2(a) montre l'exemple d'une courbe de gain de l'IM calculée pour une valeur de pompe de  $P_0 = 1$  W (les autres paramètres sont indiqués dans la légende de la figure). Ce gain est maximum ( $g_{max} = 2\gamma P_0$ ) pour deux fréquences particulières symétriques par rapport à la pompe :

$$\Omega_{max} = \pm \sqrt{\frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|}} \quad (7.3)$$

Par ailleurs, il est souvent utile d'introduire la fréquence de modulation normalisée  $a$ , ainsi que le gain normalisé  $b$  [137, 138] :

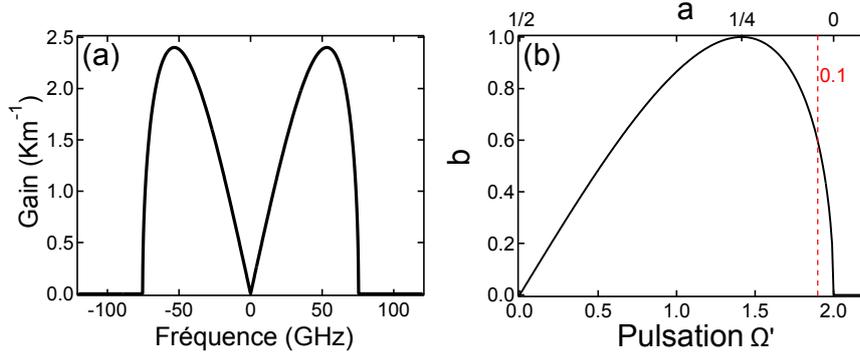


FIGURE 7.2 – (a) Courbe de gain théorique de l'IM calculée grâce à la formule 7.2 pour les paramètres suivant :  $P_0 = 1 \text{ W}$ ,  $\gamma = 1,2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ,  $\beta_2 = -21,4 \text{ ps}^2/\text{m}$ . (b) Courbe de gain paramétrique normalisé en fonction des fréquences normalisées  $\Omega'$  et  $a$ .

$$\begin{aligned}
 a &= \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\Omega'^2}{4} \right) \\
 b &= \Omega' \sqrt{1 - \frac{\Omega'^2}{4}} = \sqrt{8a(1 - 2a)}
 \end{aligned}
 \tag{7.4}$$

Où  $\Omega'$  est une pulsation normalisée reliée à la pulsation de modulation propre ( $\omega_{mod}$ ) par  $\Omega' = 2\omega_{mod}/\Omega_c$ . Selon la relation 7.4, l'intervalle de pulsations propres  $\omega_p < \omega_{mod} < \omega_p + \Omega_c$  pour lequel le gain de l'IM est non nul correspond à une fréquence de modulation normalisée  $1/2 > a > 0$ . La courbe de gain de l'IM, dorénavant normalisée, est tracée sur la figure 7.2 en fonction de la fréquence normalisée  $a$  et de la pulsation normalisée  $\Omega'$ .

L'analyse perturbative évoquée dans cette section suppose que l'onde pompe conserve sa puissance initiale au cours de la propagation (approximation de la pompe non déplétée [31]). Ceci n'est vrai que lorsque la puissance des bandes latérales générées reste faible devant celle de la pompe. Dans le cas contraire, il est nécessaire de considérer une approche théorique plus complexe [139, 140]. Dans ce qui suit, nous nous intéressons à certaines solutions analytiques exactes de l'ENSL et montrons en quoi ces solutions permettent d'obtenir une description plus complète de l'instabilité de modulation.

## 7.2 Solutions analytiques de l'ESNL

Le soliton fondamental constitue très certainement, l'une des solutions localisées les plus connues de l'ESNL. Plusieurs travaux se sont intéressés à d'autres types de solutions analytiques décrivant plus particulièrement des solitons sur fond continu possédant des propriétés de localisation spatiale ou temporelle [141]. Ces solutions attirent actuellement l'attention de nombreuses recherches expérimentales

et théoriques, car elles permettent potentiellement de décrire la formation de vagues scélérates (vagues océaniques géantes) [142]. La figure 7.3 donne une représentation schématique des différentes solutions du premier ordre de l'ESNL.

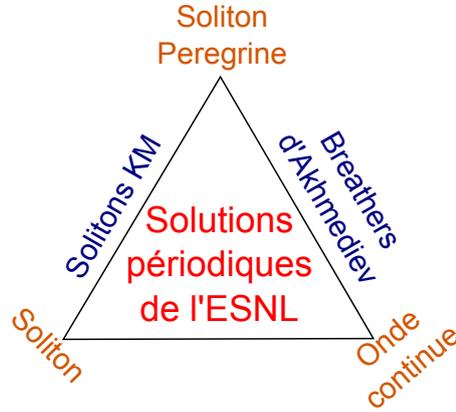


FIGURE 7.3 – Diagramme schématique des solutions périodiques du premier ordre de l'ESNL.

En utilisant les normalisations des équations 7.4, ces solutions peuvent s'écrire sous la forme

$$\Psi(\xi, \tau) = \left[ 1 + \frac{2(1 - 2a) \cosh(b\xi) + ib \sinh(b\xi)}{\sqrt{2a} \cos(\Omega'\tau) - \cosh(b\xi)} \right] e^{i\xi} \quad (7.5)$$

où  $\xi = z/L_{NL}$  et  $\tau = \sqrt{|\beta_2|L_{NL}} \cdot t$  sont, respectivement, une distance de propagation normalisée et une durée normalisée (rappel :  $L_{NL} = 1/\gamma P_0$ ). Selon la valeur du paramètre  $a$ , qui varie entre 0 et  $\infty$ , la solution 7.5 permet de décrire des structures de localisation distinctes. Les valeurs particulières  $a = 0$  et  $a = \infty$  correspondent, respectivement, aux solutions bien connues que sont l'onde plane et le soliton. Nous allons, à présent, détailler les autres types de solutions de l'ESNL en commençant par le troisième sommet du triangle (correspondant au soliton de Peregrine).

### 7.2.1 Soliton de Peregrine

Lorsque la valeur du paramètre de modulation normalisé  $a$  vaut 0,5, la solution 7.5 décrit le soliton de Peregrine [143] qui est une double localisation spatiale et temporelle. Le soliton de Peregrine appartient à une famille plus grande de solutions dénommée « solitons rationnels<sup>1</sup> » dont il constitue la solution du premier ordre [144].

La Figure 7.4 représente l'évolution d'un soliton de Peregrine. Au point de compression maximale, l'intensité crête est neuf fois supérieure au niveau du fond continu. Dû à cette forte compression, il fut proposé comme prototype pour les

1. Leurs expressions mathématiques sont données sous la forme d'un rapport de deux polynômes.

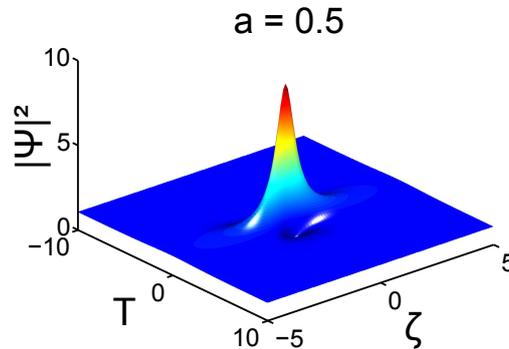


FIGURE 7.4 – Évolution d'un soliton de Peregrine.

vagues scélérates océaniques [145]. La première expérience prouvant l'existence du soliton de Peregrine fut réalisée, en 2010, par une équipe de recherche de l'Université de Bourgogne [138] et fut suivie par des observations dans le domaine de l'hydrodynamique [145].

### 7.2.2 Breathers d'Akhmediev

Lorsque la valeur du paramètre de modulation  $a$  est inférieure à  $1/2$ , la solution 7.5 décrit l'évolution en  $z$  d'une onde plane possédant une amplitude constante sur laquelle est superposée une perturbation périodique. Au cours de la propagation [141], l'amplitude de la perturbation augmente pour atteindre son maximum à la position  $\xi = 0$ , où un train d'impulsions courtes séparées d'une période  $\Delta\tau = \pi/\sqrt{1-2a}$  se forme (Fig. 7.5). La perturbation décroît ensuite progressivement et le champ d'entrée revient à son état initial lorsque la distance tend vers l'infini. Les ABs présentent une périodicité temporelle et une localisation spatiale. Les paramètres  $\Omega'$  et  $b$  sont réels et correspondent, respectivement, à la fréquence de modulation et au taux de croissance-décroissance exponentielle de la perturbation appliquée. La figure 7.5 montre l'évolution d'un AB, tracé d'après l'équation 7.5, pour différentes valeurs du paramètre de modulation  $a$ . Nous constatons que lorsque  $a$  augmente, la période de modulation  $\Delta\tau$  ainsi que l'intensité maximale augmentent également. Au contraire quand  $a$  diminue, cette période tend vers zéro et nous nous rapprochons du cas d'une onde plane.

Dans le domaine spectral, l'énergie initialement contenue dans la pompe se répartit progressivement sur un ensemble de bandes spectrales latérales qui sont les harmoniques de la perturbation initialement appliquée. Ensuite, cette énergie retourne à la pompe qui retrouve ainsi sa puissance initiale. Un exemple d'évolution spectrale d'un AB pour  $a = 0,25$  est représenté sur la figure 7.6 (son évolution temporelle est représentée sur Fig. 7.5(b)). Cette dynamique d'amplification-déplétion des ABs est analogue au phénomène plus connu de récurrence de Fermi-Pasta-Ulam (FPU) [146]. En effet, lors de l'étude d'un système composé de 64 masses couplées

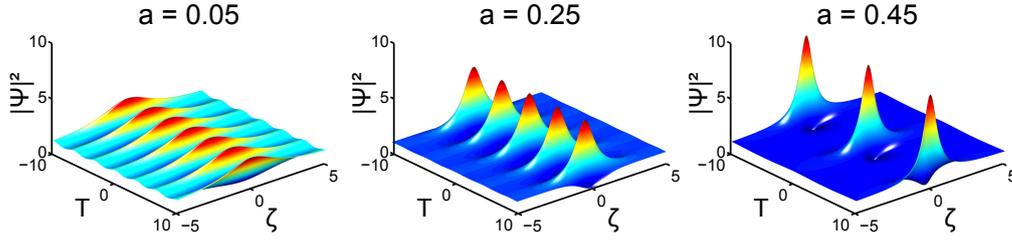


FIGURE 7.5 – Évolutions longitudinales de trois breathers d'Akhmediev (ABs) tracées d'après la formule analytique 7.5 pour :  $a = 0,05$ ,  $a = 0,25$  et  $a = 0,45$ .

entre elles par des ressorts faiblement non-linéaires, Fermi *et al.* montrèrent que l'énergie initialement contenue dans un mode de vibration fondamental se répartissait sur plusieurs modes de vibrations du système avant que le phénomène ne s'inverse et que le système ne retrouve son état initial. Le phénomène de récurrence FPU a été démontré, en optique non-linéaire, en 2001 par une équipe de recherche de l'Université Libre de Bruxelles (ULB) [147, 140].

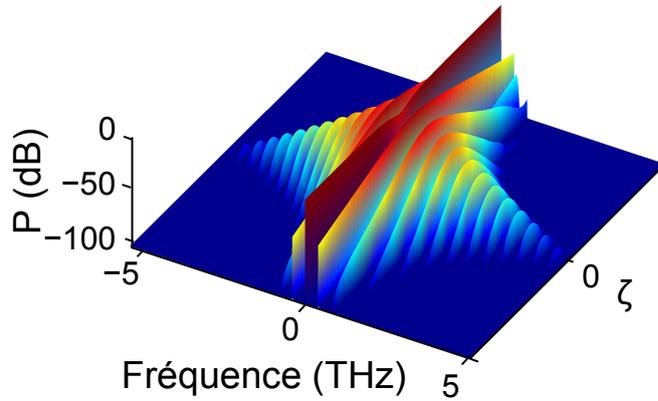


FIGURE 7.6 – Évolution spectrale, en fonction de la distance de propagation, d'un breather d'Akhmediev pour  $a = 0,25$ .

Les ABs peuvent être exprimées sous la forme mathématique dénormalisée suivante :

$$A(z, T) = \sqrt{P_0} \left[ \frac{(1 - 4a) \cosh(bz/L_{NL}) + ib \sinh(bz/L_{NL}) + \sqrt{2a} \cos(\omega_{mod}t)}{\sqrt{2a} \cos(\omega_{mod}t) - \cosh(bz/L_{NL})} \right] e^{iz/L_{NL}} \quad (7.6)$$

Nous venons d'introduire les breathers d'Akhmediev qui font l'objet de notre étude tout le long de cette partie du manuscrit. Nous allons à présent nous intéresser à la dernière famille de solutions à respiration décrites par la relation 7.5.

### 7.2.3 Solitons de Kuznetsov-Ma (Solitons KM)

Pour une fréquence de modulation normalisée  $a$  comprise entre 0,5 et  $\infty$ , les paramètres  $b$  (gain normalisé) et  $\Omega'$  (pulsation de modulation propre normalisée) deviennent imaginaires purs. La solution 7.5 peut alors se ré-écrire [148] :

$$\Psi(\xi, \tau) = \left[ 1 + \frac{2(1 - 2a) \cos(B\xi) + iB \sin(B\xi)}{\sqrt{2a} \cosh(\Omega''\tau) - \cos(B\xi)} \right] e^{i\xi} \quad (7.7)$$

Avec :

$$\begin{aligned} b &= i\sqrt{8a(2a - 1)} = iB \\ \Omega' &= 2i\sqrt{2a - 1} = i\Omega''_{mod} \end{aligned} \quad (7.8)$$

Cette solution décrit une famille d'ondes solitaires sur un fond continu exhibant une propriété de localisation temporelle et de périodicité spatiale. Ces solutions sont désignées sous le terme de *solitons de Kuznetsov-Ma* (ou solitons KM). Au cours de la propagation, les solitons KM subissent une succession de cycles de compression-décompression [148]. Ils ont été observés, pour la première fois, en optique non-linéaire en 2012 [149].

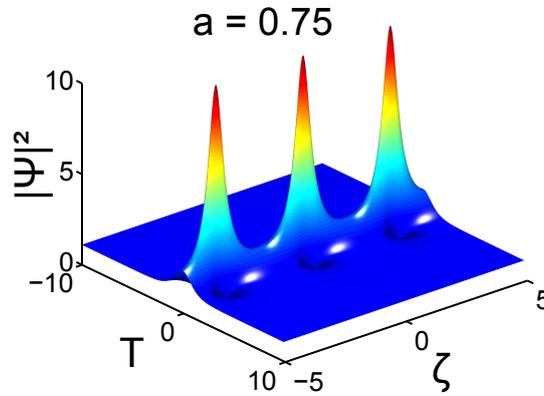


FIGURE 7.7 – Évolution d'un soliton KM tracé depuis la relation 7.7 pour  $a = 0,75$ .

La Figure 7.7(b) représente l'exemple d'un soliton KM dont  $a = 0,75$ . La période spatiale associée aux solitons KM est donnée par [148] :

$$\Delta\xi = \frac{2\pi}{B} = \frac{\pi}{\sqrt{2a(2a - 1)}} \quad (7.9)$$

Quand  $a$  tend vers l'infini, la période spatiale devient très faible et le niveau du fond continu négligeable. La solution tend alors asymptotiquement vers un soliton fondamental.

### 7.3 Excitation d'un breather d'Akhmediev sous des conditions réalistes

L'excitation d'un breather d'Akhmediev requiert de pouvoir synthétiser un champ du type 7.5, ce qui n'ai pas chose aisée, car cela nécessite de pouvoir manipuler la phase et l'intensité de nombreuses composantes spectrales. Nous allons voir dans cette section qu'il est tout de même possible de générer des ABs à partir de conditions initiales faciles à mettre en œuvre.

#### Approximation de l'expression d'un AB

Si l'on considère un AB loin de son point de compression maximale, il est possible de montrer que la solution 7.5 peut être approximée par la forme [150] :

$$A(\xi \rightarrow \pm\infty, 0) \simeq 1 + a_{mod} e^{-i\Psi_{\pm}} \cos(\Omega'\tau) \quad (7.10)$$

où :

$$a_{mod} = 2be^{-b|\xi|} \quad (7.11)$$

$$\Psi_{\pm} = \pm \tan^{-1} \sqrt{2a/(1-2a)} \quad (7.12)$$

L'expression 7.10 est obtenue par un développement de Taylor la formule 7.5 durant lequel les ordres supérieurs à 1 ainsi que les termes de phase constants furent négligés. Cette expression montre clairement qu'un AB se forme à partir d'une onde plane faiblement modulée. Nous pouvons donc générer un AB en injectant, à l'entrée de la fibre, un champ optique de la forme :

$$A(z = 0, t) = \sqrt{P_0} \cdot [1 + a_{mod} e^{-i\Psi_-} \cos(\omega_{mod}t)] \quad (7.13)$$

ce qui mènera à l'excitation d'un AB dont la distance de compression maximale,  $z_0$  est donnée par [150] :

$$z_0 = -\frac{L_{NL}}{b} \ln\left(\frac{a_{mod}}{2b}\right) \quad (7.14)$$

Au cours de la propagation, la phase relative entre la pompe et les bandes latérales  $\Psi_{\pm}$  reste constante. Cependant, l'amplitude de modulation  $a_{mod}$ , qui évolue selon la relation 7.11, subit une phase d'amplification suivie d'une décroissance à un taux donné par le gain paramétrique  $b$  [150].

La synthèse d'un champ décrit par 7.13 nécessite un dispositif expérimental complexe, car il faut injecter dans la fibre optique une pompe continue ainsi que deux signaux pour former les bandes latérales. Il faut également réussir à maîtriser la phase relative des différentes ondes injectées. L'alternative possible à cette approche est de considérer l'excitation d'un AB à partir d'une modulation purement réelle réalisable facilement en utilisant un modulateur d'intensité [151] :

$$A(z = 0, t) = \sqrt{P_0}[1 + a_{mod} \cos(\omega_{mod}t)] \quad (7.15)$$

Notons que la forme exacte d'un AB (Eq. 7.5) n'est qu'approximativement approchée par les champs 7.13 et 7.15. L'utilisation de telles formes résulte donc en une évolution similaire à celle d'un breather d'Akhmediev idéal, c'est-à-dire, un cycle de croissance-décroissance [150]. Cependant, lors de la phase de décroissance, l'AB ne tend pas à se stabiliser vers une onde plane, mais subit au contraire de multiples autres cycles croissance-décroissance [137, 140, 150] comme cela est représenté sur la figure 7.8. Spectralement, cela se manifeste par des cycles périodiques, analogue à la récurrence FPU (Fig. 7.6), d'échange d'énergie entre la pompe et les bandes latérales de modulation. Également, dans le cas où le champ d'entrée est de la forme 7.15, il apparaît une déviation par rapport à la position de compression maximum  $z_0$  donnée par la relation 7.14 [148, 150]. Cette déviation provient physiquement de la différence du taux de croissance de la modulation qui est en réalité sensible au déphasage relatif entre la pompe et les raies de modulation [150].

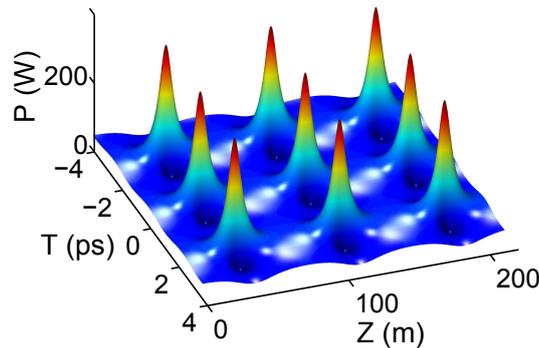


FIGURE 7.8 – Simulation numérique de l'évolution longitudinale d'un breather d'Akhmediev excité par un champ du type 7.15. Paramètres utilisés :  $\gamma = 2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ,  $\omega_{mod} = 800\pi \cdot 10^9 \text{ rad.s}^{-1}$ ,  $a = 0,1$ ,  $a_{mod} = 0,05$ .

### Excitation à partir d'une seule bande latérale de modulation

La synthèse d'un champ temporel modulé sinusoidalement du type de l'Eq. 7.15 peut être accomplie uniquement à l'aide d'une pompe et d'un signal continu, ce qui peut être réalisé expérimentalement à l'aide de deux diodes lasers [138, 152]. À l'exception d'une déviation temporelle du centre des impulsions formant le breather, l'évolution qui résulte de telles conditions d'entrées est similaire à celle de l'AB réaliste (Fig. 7.8). Ceci s'explique par la génération, dès le début de la propagation, d'une bande de modulation complémentaire (idler) grâce au mélange à quatre ondes entre la pompe et le signal. La différence de phase pompe-bande latérale est alors

automatiquement fixée à la valeur de  $-\pi/2$ , ce qui correspond au décalage de phase d'un AB dont le paramètre de modulation  $a = 0,25$  [148, 150]. De ce fait la position de compression maximale du breather ne diffère pas, quelle que soit la valeur du paramètre  $a$ , d'une valeur supérieure à 15 % par rapport à  $z_0$  [148, 150].

# Dynamique de stabilisation de breathers d'Akhmediev dans une fibre à dispersion variable

---

## 8.1 Contexte

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la propagation d'une onde continue faiblement modulée pouvait conduire à l'excitation d'un AB. Ces structures de localisation ont été observées à la fois dans le domaine de la photonique [153] et de l'hydrodynamique [145]. Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étendre les travaux déjà effectués dans ce domaine par l'ajout d'un contrôle sur la dynamique de leur propagation. Pour cela, il est nécessaire d'introduire un nouveau degré de liberté au système et de considérer des situations allant au-delà de l'ESNL pure (dispersion d'ordre deux et auto-modulation de phase).

Différentes études se sont déjà intéressées au sujet de la propagation d'ABs dans des conditions hors ESNL. Par exemple, en 2012, Tian *et al.* montrèrent qu'une variation de dispersion et de non-linéarité le long de la fibre permettait de maîtriser la propagation d'un soliton de Peregrine ( $a = 0, 5$ ) de façon à annihiler son excitation, à la retarder ou bien le stabiliser à son point de compression maximale [128, 129]. D'autres études proposèrent également différentes méthodes pour influencer la propagation d'ondes scélérates. Les plus notables de ces travaux font référence à des potentiels externes perturbant la dynamique de propagation de breathers [131, 154]. Dans le domaine de l'hydrodynamique, Onorato *et al.* ont proposé d'utiliser un courant d'eau venant de la direction opposée à la propagation et qui joue le rôle d'une non-linéarité dépendante de  $z$  [130]. Néanmoins, le dénominateur commun à ces études est leur limitation à un cadre théorique. Aucune démonstration expérimentale n'est encore venue appuyer ces travaux.

## 8.2 Solution proposée

Nous avons vu, dans le chapitre 2, que le soliton est une localisation temporelle stable qui se propage sans déformation de ses profils. Au contraire, un AB évolue longitudinalement et passe par un point de compression maximale avant de retourner à l'état d'onde plane. A ce point de compression maximale, l'AB est formé par un train d'impulsions dont l'allure est proche de celle d'un soliton [137, 155]. Cependant, comme l'ordre du soliton associé à ces impulsions est généralement inférieur

à 1, l'AB continue à évoluer. Un exemple illustrant les similarités entre les profils spectral et temporel d'un AB à son point de compression maximale  $z_0$  et celui d'une impulsion de forme sécante hyperbolique est représenté sur les figures 8.1(b,c). Afin de figer l'évolution longitudinale de l'AB à cet état de compression maximale ( $z_0$ ), nous proposons, dans ce travail, d'adapter la dispersion de la fibre à partir du point  $z_0$  (Fig. 8.1(a)) de façon à satisfaire à la relation :

$$N_{AB} = \sqrt{\gamma P_{AB} T_{AB}^2 / |\beta_2|} = 1 \quad (8.1)$$

où  $P_{AB}$  est la puissance crête des impulsions formant le breather et  $T_{AB}$  sa demi-largeur à  $1/e^2$ . En effet, nous nous attendons alors à convertir le train d'impulsions créé en un train de solitons évoluant indépendamment et se propageant sans déformation, ce qui revient à annihiler la récurrence FPU.

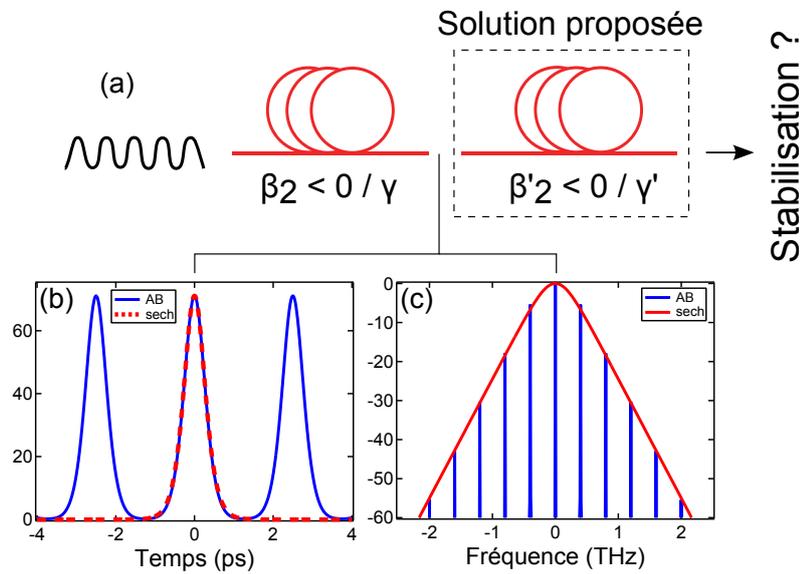


FIGURE 8.1 – (a) Schéma représentant la solution proposée pour stabilisée la dynamique d'un AB. Profil (b) temporel et (c) spectral au point de compression maximale d'un AB (courbes bleues) et correspondance avec le profil d'une sécante hyperbolique (courbes rouges). Ici  $a = 0, 1$ .

Cette solution peut être mise en œuvre expérimentalement de deux façons différentes. La première consiste à couper la fibre au point  $z_0$  et de la souder à une autre fibre dont les caractéristiques satisfont à la relation 8.1 (Fig. 8.1(a)). Cependant, ceci nécessite de trouver deux fibres optiques avec exactement les bons paramètres de dispersion et de non-linéarité. De plus, une atténuation du signal à l'interface des deux fibres liée à une soudure pourrait faire chuter  $P_{AB}$  faussant ainsi les calculs. Une bonne alternative consiste alors à utiliser une fibre effilée à partir du point  $z_0$  afin d'adapter les caractéristiques de la fibre sans induire de pertes. C'est cette dernière solution que nous avons retenue.

## 8.3 Résultats numériques de stabilisation

### 8.3.1 Association de deux fibres de dispersions différentes

Nous avons représenté sur les figures 8.2(b-c) l'évolution d'un AB dans une fibre dont la dispersion est uniforme (courbe noire, Fig. 8.2(a)). Nous avons utilisé comme conditions initiales un champ du type 7.13 et les paramètres listés dans la légende de la figure. La position relative de la fréquence de modulation utilisée ( $a = 0,1$ ) par rapport à la courbe de gain de l'IM est indiquée par un trait rouge sur la figure 7.2(b). Nous observons, au cours de la propagation, la dynamique typique associée à un AB. Une phase de compression est suivie par une décroissance et un retour de l'AB à son état initial.

Dans le domaine spectral (Fig. 8.2(c)), les bandes latérales qui correspondent au signal de modulation et ses harmoniques subissent, jusqu'à la distance  $z_0$ , une

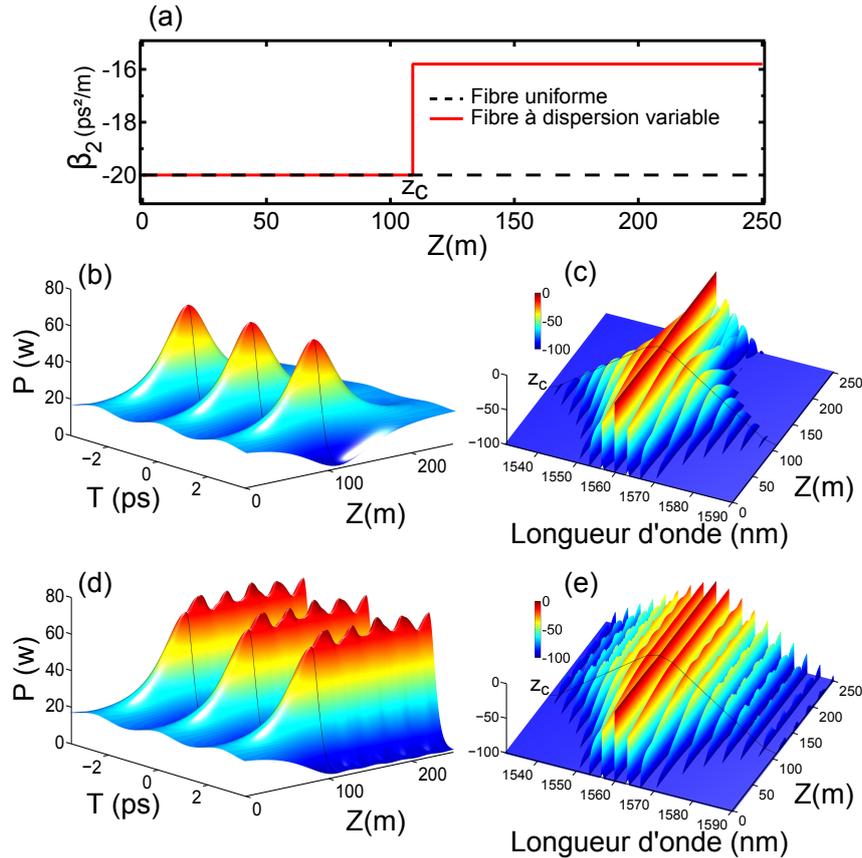


FIGURE 8.2 – (a) Profils longitudinaux de dispersion chromatique utilisés dans les simulations. (b),(d) Simulation de l'évolution temporelle d'un AB, respectivement, dans la fibre uniforme et dans la fibre à dispersion variable. (d),(e) Évolutions spectrales correspondantes. Paramètres utilisés :  $\gamma = 2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ,  $\omega_{mod} = 800\pi \cdot 10^9 \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $a = 0,1$ ,  $a_{mod} = 0,05$ .

amplification exponentielle au détriment de la pompe. Après quoi, le phénomène s'inverse et l'énergie retourne vers la pompe. Si l'on considère une distance de propagation plus importante, le phénomène entier se reproduira à nouveau, car les conditions de pompages ne correspondent pas à un AB idéal.

Pour figer l'évolution longitudinale de l'AB, nous avons réalisé une deuxième simulation numérique pour les mêmes conditions d'injection. La valeur de la dispersion de la fibre a été augmentée après  $z_0$  de manière à satisfaire à la condition 8.1 (tandis que les autres paramètres sont gardés constants). Les résultats numériques effectués en considérant un profil comportant un saut de dispersion (courbe rouge, Fig. 8.2(a)) sont représentés sur les figures 8.2(d,e). Nous pouvons remarquer que l'évolution est, jusqu'au point  $z_0$ , identique à celle d'un AB dans une fibre à dispersion uniforme. Après ce point, le profil temporel demeure quasi-stationnaire avec, seulement, une légère modulation résiduelle régulière de l'amplitude de l'ordre de 8 %. Le changement de dynamique se manifeste aussi dans l'évolution spectrale, où, contrairement au cas d'une fibre uniforme, le flux d'énergie des harmoniques de modulation vers la composante continue n'est pas observé (Fig. 8.2(e)). Ces résultats démontrent donc sans équivoque la possibilité d'annihiler la récurrence FPU et de figer l'évolution d'un AB grâce à l'adaptation des paramètres de la fibre.

### 8.3.2 Influence de l'ordre $N_{AB}$ et du paramètre de modulation $a$

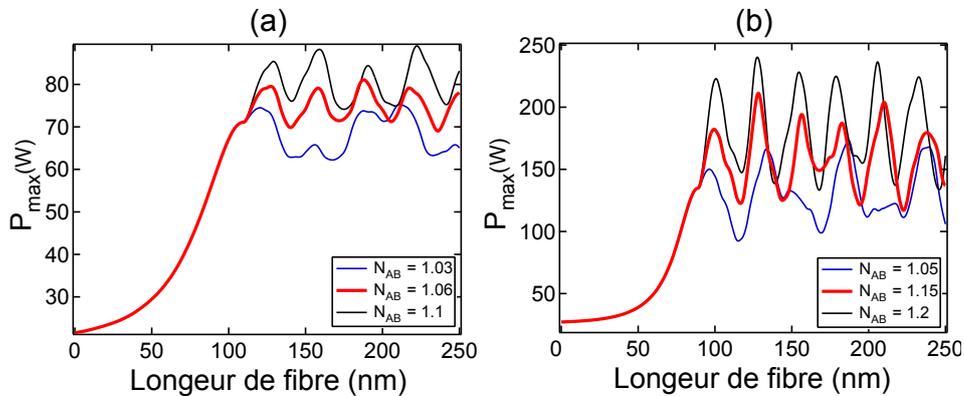


FIGURE 8.3 – Évolution longitudinale de la puissance crête maximale d'un breather d'Akhmediev se propageant dans une fibre optique comportant un saut de dispersion. Les différentes courbes correspondent à différentes valeurs de  $N_{AB}$  (ordre auquel correspond l'AB dans la seconde section de la fibre). La fréquence de modulation vaut (a) :  $a = 0,1$ , (b) :  $a = 0,2$ . Les autres paramètres sont les mêmes que ceux de la figure 8.2.

En réalisant plusieurs simulations numériques du type de la figure 8.2, nous avons constaté que la condition  $N_{AB} = 1$  n'est pas la mieux adaptée pour réaliser une stabilisation de la dynamique des ABs. Pour illustrer cela, nous avons représenté sur la figure 8.3 l'évolution de la puissance crête maximale du breather ( $P_{max}$ ) pour

différentes valeurs de  $N_{AB}$  en entrée de la seconde fibre. Les simulations de la figure 8.3(a) ont été effectuées pour une fréquence de modulation  $a = 0,10$ . Cette figure démontre que pour obtenir la plus faible oscillation de la puissance crête de l'AB après  $z_0$ , il est nécessaire de considérer un ordre  $N_{AB}$  non pas parfaitement égal à 1 mais légèrement supérieur (ici 1,06). La figure 8.3(b) correspond à d'autres simulations effectuées pour un cas où la fréquence de modulation dans la seconde fibre vaut  $a = 0,20$ . Il a été nécessaire dans ce cas d'augmenter l'ordre  $N_{AB}$  à 1,15 afin de trouver la meilleure stabilisation possible.

Nous avons également constaté à l'aide de nombreuses simulations que plus le paramètre  $a$  augmente moins la stabilisation est efficace (oscillations plus importantes de la puissance crête après  $z_0$ ). Pour en comprendre la raison, il est nécessaire de s'intéresser à la forme du breather à son point de compression maximale  $z_0$ . Nous avons représenté sur la figure 8.4 la forme temporelle d'un AB à ce point particulier. Les différentes figures 8.4(a,b) correspondent à deux cas bien distincts du paramètre  $a$ , respectivement,  $a = 0,1$  et  $a = 0,3$ . Quand  $a$  est faible (Fig 8.4(a)), nous remarquons qu'une grande partie de l'énergie est contenue dans les impulsions formant l'AB et dont la forme est proche d'une impulsion sécante hyperbolique. Cependant, comme cette ressemblance n'est pas parfaite, une légère modulation de la puissance crête persistera lorsque cet état est injecté dans une fibre dont les paramètres satisfont à la relation 8.1. Quand  $a$  augmente, le niveau du fond continu entre les sous-impulsions devient plus important également. Le train d'impulsions s'éloigne alors de celui d'un train de sécante hyperbolique et la stabilisation perd en efficacité. De façon générale, nous avons constaté numériquement que la quasi-stabilisation du profil d'AB temporel est bonne pour des valeurs du paramètre  $a$  appartenant à la plage  $[0 - 0,2]$ , ce qui correspond à une composante continue de faible puissance.

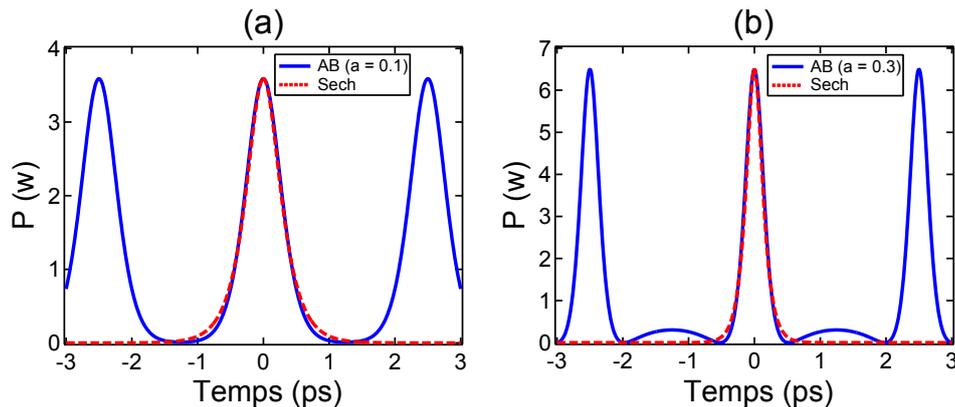


FIGURE 8.4 – Courbe bleue : Profil temporel d'un breather d'Akhmediev à son point de compression maximale pour une fréquence de modulation (a)  $a = 0,1$  et (b)  $a = 0,3$ . Courbe rouge : profil d'une sécante hyperbolique de même durée.

### 8.3.3 Effet de l'atténuation de la fibre

De même que pour la propagation de solitons fondamentaux, l'atténuation d'une fibre optique occasionne l'étalement temporel des impulsions formant l'AB et cause la diminution de leur puissance crête. La figure 8.5 représente l'évolution de la puissance crête maximale  $P_{max}$  issue de simulations effectuées dans les mêmes conditions que la figure 8.2(c) mais en incluant une atténuation de 3 dB/km (valeur légèrement exagérée pour montrer son effet). Nous observons qu'effectivement la puissance crête maximale diminue au cours de la propagation.

En s'inspirant de la référence [104], on vérifie qu'en utilisant une fibre dont la dispersion est décroissante sur sa longueur (courbe rouge, Fig. 8.5) nous pouvons compenser la diminution de la puissance  $P_{max}$ .

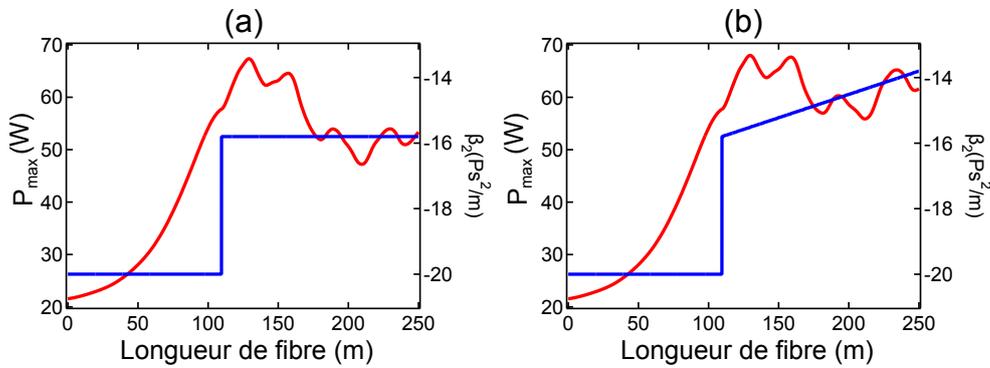


FIGURE 8.5 – (Rouge, axe de gauche) : Évolution longitudinale de la puissance crête maximale d'un AB en présence d'une atténuation de 3 dB/km. (bleu, axe de droite) : profil de dispersion chromatique utilisée dans les simulations.

## 8.4 Résultats expérimentaux

### 8.4.1 Propriétés des fibres fabriquées

Afin de procéder à la démonstration expérimentale du phénomène de stabilisation présenté dans la section 9.3, deux fibres optiques ont été conçues puis fabriquées (Figure 8.6). Nous avons opté pour des fibres sont à saut d'indice avec un dopage de cœur en  $\text{GeO}_2$  ( $\Delta n = 23 \times 10^{-3}$ ). Le diamètre de cœur à l'extrémité d'entrée des deux fibres vaut environ  $4,7 \mu\text{m}$ . Cette valeur a été choisie de façon à obtenir la dispersion souhaitée.

La première fibre, qui nous servira de référence, est une fibre uniforme de 150 m de long (courbe rouge, Fig. 8.6(a)). La mesure expérimentale de sa dispersion chromatique de vitesse de groupe<sup>1</sup> est représentée en rouge sur la figure 8.6(b). A 1560 nm, sa dispersion vaut  $\beta_2 = -11,2 \text{ ps}^2/\text{m}$ , son coefficient non-linéaire<sup>2</sup>

1. Mesure effectuée par une méthode d'interférométrie à faible cohérence dans un échantillon de un mètre.

2. Déterminée grâce à l'auto-modulation de phase [156].

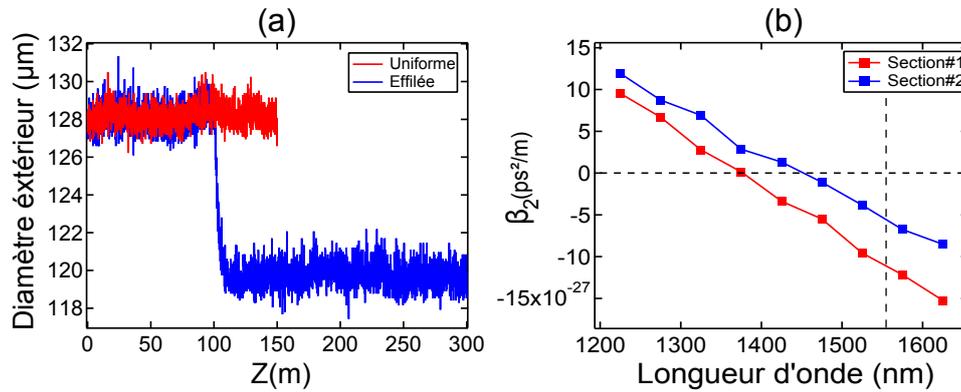


FIGURE 8.6 – (a) Évolution du diamètre extérieur des deux fibres optiques réalisées. (b) Dispersion chromatique de vitesse de groupe mesurée à l'entrée (courbe rouge) et à la sortie (courbe bleue) de la fibre.

$\gamma = 8,8 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  et son atténuation linéique est de  $2,1 \text{ dB/km}$ . La seconde fibre est composée de deux sections de dispersion différentes obtenues par une diminution quasi-instantanée du diamètre de la fibre pendant le processus d'étirage. La variation de diamètre extérieur de la fibre enregistrée durant sa fabrication est représentée en bleu sur la figure 8.6(b). La première section de cette fibre mesure  $102 \text{ m}$  de long et possède des propriétés similaires à celle de la fibre de référence. La deuxième section fait  $198 \text{ m}$  de longueur, sa dispersion (courbe bleue, Fig. 8.6(b)) vaut  $\beta_2 = -5,7 \text{ ps}^2/\text{m}$  à  $1560 \text{ nm}$  pour une non-linéarité supérieure de près de  $10 \%$  par rapport à la fibre référence et des pertes équivalentes. Les valeurs de  $\beta_3$  dans la première et la deuxième section de la fibre sont très proches et valent respectivement  $0,065 \text{ ps}^3/\text{m}$  et  $0,062 \text{ ps}^3/\text{m}$ , ce qui correspond à des valeurs de ZDWs de  $1375 \text{ nm}$  et  $1452 \text{ nm}$ . Il est important de noter que la valeur de la dispersion a généralement tendance à légèrement évoluer et fluctuer le long d'une fibre optique. Les mesures de dispersion reportées ont été effectuées sur un échantillon de  $1 \text{ m}$  pris au deux extrémités de la fibre.

#### 8.4.2 Montage expérimental

La figure 8.7(a) présente le dispositif expérimental que nous avons mis en place. Dans notre approche qui s'inspire des travaux des références [138, 152] une pompe et un signal sont utilisés afin de générer le signal temporel légèrement modulé nécessaire à l'excitation d'un AB. Ainsi, deux diodes lasers accordables, quasi monochromatiques et polarisées linéairement sont combinées par un coupleur 50/50 à maintien de polarisation puis amplifiées à l'aide d'un EDFA (amplificateur fibré dopé à l'Erbium). Elles passent ensuite à travers un modulateur d'intensité, contrôlé par un générateur de fonction, afin de produire des impulsions carrées de  $4 \text{ ns}$  à une fréquence de répétition de  $2 \text{ MHz}$ . Les impulsions sont ensuite à nouveau amplifiées par un second EDFA pour obtenir une puissance crête suffisante dans nos expériences. La figure 8.7(b) montre la forme du spectre enregistré en sortie du second

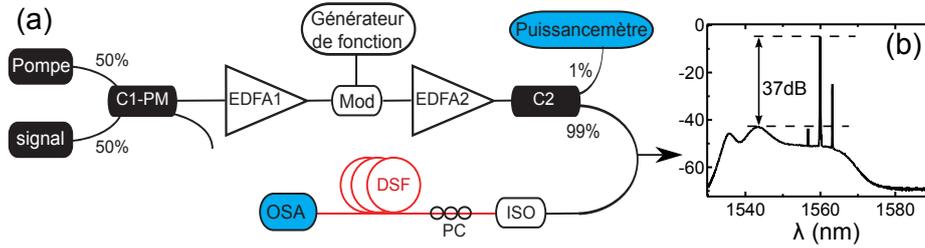


FIGURE 8.7 – (a) Dispositif expérimental utilisé. C1-PM : coupleur à maintien de polarisation, EDFA : amplificateur fibré dopé à l'Erbium, C2 : coupleur, ISO : isolateur, PC : contrôleur de polarisation, OSA : analyseur de spectre optique. (b) Spectre mesuré en entrée de la fibre (sortie du second amplificateur).

EDFA et injecté dans la fibre. Le niveau du bruit de l'amplificateur est inférieur de 40 dB par rapport à la pompe. Nous constatons aussi que durant la phase d'amplification un signal anti-Stokes faible est généré dans la fibre du second amplificateur (Fig. 8.7(b)).

Un pour cent de la lumière en sortie du second amplificateur est prélevée via un coupleur 99/1 et sert de référence afin de garder la puissance de pompage constante durant les expériences. La lumière du second bras du coupleur (bras 99 %) est injectée dans la fibre. Un isolateur optique est placé sur ce bras afin d'éviter un retour accidentel de la lumière vers l'amplificateur causant la dégradation des composantes optiques. Un contrôleur de polarisation est également utilisé afin d'injecter la lumière selon un des axes neutres de la fibre. Ces spectres de sorties sont enregistrés à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA).

### 8.4.3 Résultats de découpes successives dans la fibre uniforme

Nous nous sommes tout d'abord intéressés à la fibre à dispersion constante (courbe rouge, Fig. 8.6(a)). La pompe et la sonde ont été fixées à 1560 nm et 1563,3 nm, respectivement, correspondant à une fréquence de modulation  $\omega_{mod}/2\pi = 406$  GHz (le paramètre de modulation<sup>3</sup>  $a$  vaut 0,13). En effet, nous avons numériquement établi que cette valeur particulière est la mieux adaptée pour réaliser une stabilisation de la dynamique des ABs dans cette fibre. La puissance totale des signaux injectés dans la fibre est de 17,5 dBm. La différence relative entre la pompe et la sonde a été ajustée à 19 dB afin d'observer un cycle FPU complet dans la longueur de fibre disponible (150 m). Notez qu'en principe rien n'empêche d'observer plusieurs cycles d'amplification-décroissance à plus forte puissance et/ou à plus grande longueur de fibre comme décrit dans le chapitre précédent et rapporté dans l'annexe C.

Nous avons ensuite caractérisé la dynamique d'évolution spectrale des ABs dans cette fibre par une expérience de découpes successives en enregistrant le spectre de

3. Valeur déduite en mesurant un spectre d'instabilité de modulation spontanée et en la comparant avec la forme théorique du gain d'IM Fig. 7.2.

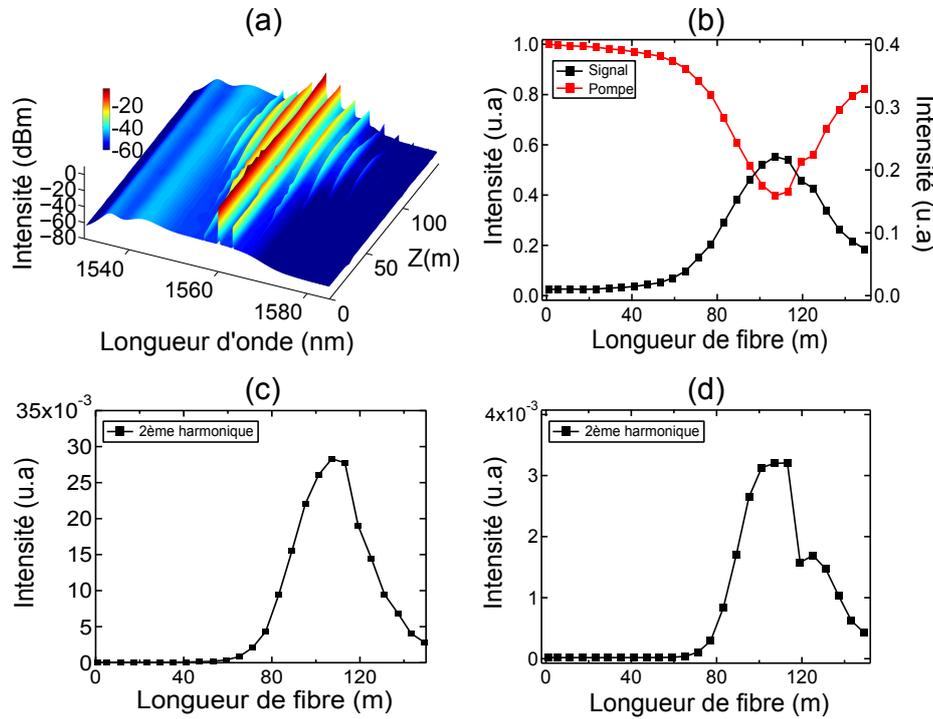


FIGURE 8.8 – (a) Dynamique spectrale mesurée par découpes successives de la fibre uniforme. (b) Évolution longitudinale de la puissance de pompe (courbe rouge) et du signal (courbe noire) injectés dans la fibre. Évolution longitudinale de la puissance de (c) la deuxième et (d) la troisième harmonique générée du côté Stokes de la pompe.

sortie tous les 6 m. L'évolution longitudinale du spectre mesurée est affichée sous la forme d'une cartographie tridimensionnelle dans la figure 8.8(a). Nous pouvons voir comment plusieurs harmoniques (jusqu'à six paires dans notre expérience) issues du battement entre la pompe et le signal injecté sont générées au cours de la propagation jusqu'à  $z = 107$  m. Cette distance particulière correspond physiquement à la distance de compression maximale, après quoi le sens du transfert d'énergie s'inverse comme prévu par la théorie des ABs (figure 7.6). Une analyse quantitative est représentée sur les figures 8.8(b-d) où nous avons tracé la variation de la puissance spectrale de la pompe et des trois premières bandes latérales se trouvant sur son côté Stokes. Nous constatons que la pompe est progressivement déplétée jusqu'à 39 % de sa valeur initiale au moment de la compression maximale (courbe rouge, Fig. 8.8(b)), tandis que la puissance des bandes latérales est amplifiée quasi-exponentiellement en accord avec les résultats de la référence [147], avant de décroître après une propagation supplémentaire.

Ces résultats démontrent la possibilité d'observer la signature spectrale d'ABs grâce à notre dispositif expérimental. Ils mettent clairement en évidence la récurrence FPU se produisant dans notre fibre optique, ce qui nous permet de définir

une référence pour comparer avec la fibre à dispersion variable.

### 8.4.3.1 Résultats de découpes successives dans la fibre effilée

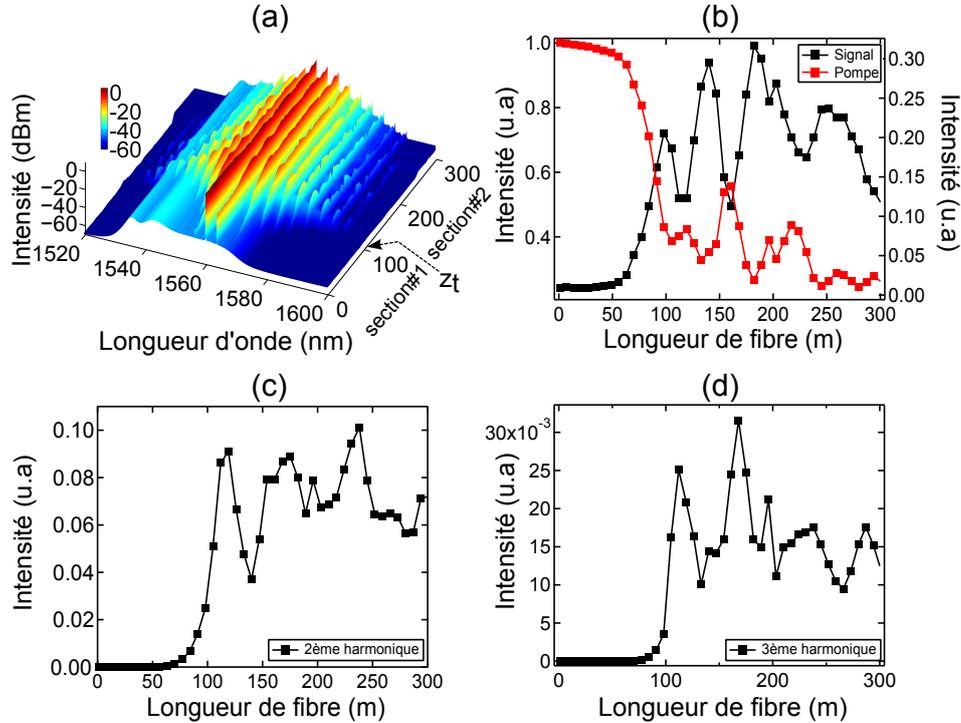


FIGURE 8.9 – (a) Dynamique spectrale mesurée par découpes successives de la fibre à dispersion variable. (b) Évolution longitudinale de la puissance de pompe (courbe rouge) et du signal (courbe noire) injectés dans la fibre. Évolution longitudinale de la puissance de (c) la deuxième et (d) la troisième harmonique générée du côté Stokes de la pompe.

Nous avons répété cette expérience avec la fibre à dispersion variable (courbe bleue, Fig. 8.6(a)). Afin de maintenir la fréquence de modulation normalisée  $a$  identique à l'expérience précédente, la longueur d'onde de la sonde a été augmentée de 0,4 nm. Ceci peut être lié à une légère déviation des paramètres  $(\beta_2, \gamma)$  le long de la fibre combinée à un changement de la puissance de pompage par rapport à la fibre uniforme. La figure 8.9(a) montre l'évolution du spectre en sortie de fibre. Dans la première section ( $z < 102$  m), nous observons une dynamique identique à celle observée dans la fibre de référence (Fig. 8.8). La pompe (courbe rouge, Fig. 8.9(b)) est progressivement déplétée au profit des bandes latérales qui l'entourent (Fig. 8.9(b-d)). Ces composantes cessent d'être amplifiées lors du passage dans le deuxième tronçon de fibre.

Dans la deuxième section de la fibre, où la valeur absolue de la dispersion a été réduite afin de satisfaire à la condition de propagation d'un soliton fondamental, les harmoniques (Fig. 8.9(b-d)) ne sont plus déplétées en faveur de la pompe, mais à la

place, nous constatons que les puissances des composantes spectrales se stabilisent autour de valeurs quasiment fixes. Nous notons, cependant, des échanges énergétiques périodiques faibles entre la pompe et les harmoniques de la sonde, mais leurs puissances respectives varient considérablement moins le long de la section de 200 m contrairement à la fibre de référence (uniforme). Ces variations résiduelles sont tout de même plus importantes que celles des simulations (section 8.3, Fig. 8.2(d-e)). Ceci est très certainement dû aux imprécisions avec les conditions expérimentales souhaitées.

## 8.5 Comparaison avec les simulations numériques

Afin d'avoir une meilleure compréhension de nos résultats expérimentaux et en particulier l'échange d'énergie résiduel entre la pompe et les bandes latérales, nous avons effectué des simulations numériques supplémentaires de l'évolution des ABs le long des deux fibres optiques utilisées. Ces simulations ont été réalisées en intégrant l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée (GNLSE) :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}A - i\frac{\beta_2(z)}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + i\gamma\left(A(z,t)\int_0^\infty R(T)|A(z,t-T)|^2dT\right) \quad (8.2)$$

Cette équation prend en compte l'effet du second et troisième ordre de la dispersion chromatique mesurée expérimentalement, les pertes linéiques  $\alpha$  de la fibre. La

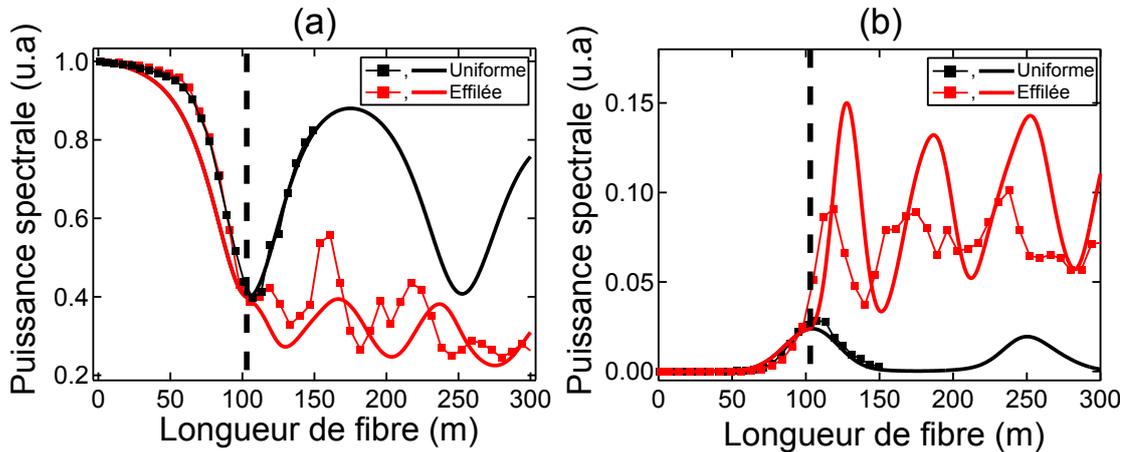


FIGURE 8.10 – Évolutions longitudinales de la puissance de la pompe (a) et du signal (b) le long de la fibre uniforme (traits et marqueurs noirs) et la fibre à dispersion variable (traits et marqueurs rouges). Les marqueurs reliés par des traits correspondent aux résultats expérimentaux, les traits pleins correspondent aux résultats numériques.

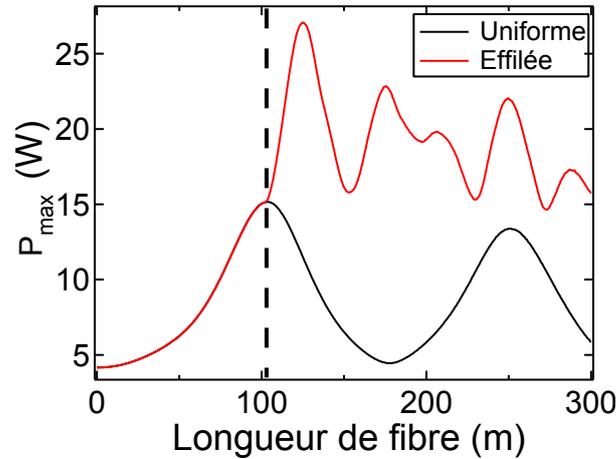


FIGURE 8.11 – Évolution numérique de la puissance crête maximale de l'AB dans la fibre uniforme (courbe noire) et la fibre à dispersion variable (courbe rouge).

fonction de réponse non-linéaire du milieu  $R(T)$  comprend à la fois la réponse instantanée (effet Kerr) et la réponse retardée (effet Raman). Notons tout de même que l'effet Raman et la dispersion d'ordre trois ont un impact mineur sur la dynamique de propagation et de stabilisation.

La puissance de la pompe a été réglée de façon à reproduire l'évolution de l'AB dans la fibre à dispersion constante. L'évolution simulée de la puissance spectrale de la pompe et du signal (indiqués par des traits) sont superposées, dans la figure 8.10, aux résultats expérimentaux précédents (indiqués par des marqueurs). Dans le cas de la fibre uniforme (traits et marqueurs noirs, Fig. 8.10(a,b)), les résultats numériques sont en excellent accord avec les expériences. Nous constatons d'ailleurs que le cycle FPU est très bien reproduit. Notons par ailleurs que les simulations réalisées confirment également le fait qu'en raison de l'excitation non idéale de l'AB, plusieurs cycles de croissance-décroissance le long de la direction  $z$  auraient été observés dans une fibre uniforme plus longue que celle dont nous disposons (traits noirs, Fig. 8.10(a)). Pour la fibre à dispersion variable (traits et marqueurs noirs, Fig. 8.10(a,b)), l'évolution de la puissance de la pompe et du signal, après la transition de la dispersion (indiquée par des lignes verticales noires), se stabilisent autour de valeurs fixes. Néanmoins, de faibles variations de puissance, similaires à celles observées expérimentalement, persistent.

Dans les expériences, faute d'instruments de caractérisation, nous nous sommes focalisés uniquement sur l'évolution spectrale des ABs générés. Cependant, étant donné que les simulations effectuées (Fig. 8.10) reproduisent plutôt bien les résultats expérimentaux, nous pouvons supposer que les évolutions temporelles numériques donnent également une bonne idée de ce à quoi on peut s'attendre comme dans les références [147, 152]. Nous avons représenté dans la Figure 8.11 l'évolution simulée de la puissance crête des impulsions constituant le train d'impulsion le long des deux fibres. Dans la fibre avec une dispersion constante (courbe noire), deux cycles

de croissance-décroissance sont observés avec un contraste maximal de puissance de 78 %, alors que dans la fibre à dispersion variable la modulation de la puissance crête de l'AB descend à 22 % après le point de compression maximale (position du saut de dispersion), illustrant clairement une quasi-stabilisation des impulsions formant le breather.

## Conclusion

Les breathers d'Akhmediev représentent un cas particulier de solutions de types solitons sur fond continu. Ces solutions sont d'un intérêt fondamental, car elles sont liées au processus d'instabilité de modulation ainsi qu'à celui de génération de solitons et d'ondes scélérates en optique et en hydrodynamique.

Dans ce chapitre, nous avons étudié numériquement la dynamique de propagation des ABs dans des fibres optiques en présence de dispersion variable et avons montré que, grâce à l'utilisation d'une fibre optique effilée dont les propriétés sont judicieusement choisies, leur évolution peut être quasiment stabilisée spatialement. Malgré les imprécisions expérimentales et le fait que nous n'avons pas eu l'opportunité de caractériser temporellement les impulsions générées, nous avons réussi à démontrer expérimentalement, et pour la première fois, cet effet grâce à une fibre à saut de dispersion spécialement conçue et fabriquée à cet effet.

En raison de la similarité avec la propagation des ondes océaniques, nos travaux pourraient s'appliquer aux vagues scélérates océaniques se propageant sur un fond marin variable ou en présence d'un courant d'eau opposé à la direction de propagation [130].

Les résultats de cette section ont fait l'objet d'une publication scientifique dans une revue internationale à comité de lecture, ainsi que deux communications dans des conférences internationales à comité de lecture (voir bibliographie de l'auteur en annexe).

# Conclusion et perspectives

Ce manuscrit rapporte mon travail de thèse, réalisé entre 2011 et 2014 au sein du laboratoire de physique des lasers, atomes et molécules (PhLAM), sous la direction d'Alexandre Kudlinski et Arnaud Mussot. Les recherches effectuées s'inscrivent dans le cadre du projet ANR (agence nationale de la recherche) TOPWAVE initié au sein de l'équipe "photonique non-linéaire". Ce projet vise à étudier l'impact de la variation longitudinale des propriétés de guidages d'une fibre optique (fibre topographique) sur les phénomènes non-linéaires. Pour cela, il s'appuie sur la maîtrise acquise au sein du laboratoire dans les domaines de la théorie, la modélisation, la fabrication de fibres optiques et la réalisation d'expériences.

Les travaux décrits dans ce mémoire se sont focalisés sur la propagation d'impulsions courtes dans des fibres optiques à dispersion variable. Le but de cette étude était de réaliser un contrôle sur des phénomènes non-linéaires liés à la propagation de solitons par simple changement des propriétés longitudinales de la fibre. Ce travail a abouti à l'observation de plusieurs effets inédits existants uniquement grâce à la variation des profils de fibres. De même, nous avons rapporté l'observation de quelques effets prédits numériquement, mais n'ayant encore jamais fait l'objet de démonstrations expérimentales très certainement à cause de la difficulté à fabriquer les fibres optiques en question.

Le premier sujet que nous avons traité (partie II du manuscrit) est relié au contrôle des propriétés spectro-temporelles de solitons de manière passive grâce à l'utilisation de FOMs topographique. Dans un premier temps, nous avons cherché à contrôler la trajectoire spectrale de décalage du soliton. Cependant, étant donné que l'ADRS dépend d'une manière non triviale des paramètres linéaires et non-linéaires perçus par le soliton, il nous a fallu faire appel à un algorithme de résolution inverse pour résoudre ce problème. Cet algorithme nous a permis de déterminer des profils longitudinaux correspondant à des trajectoires de décalages linéaires avec une longueur d'onde de sortie comprise entre 1250 nm et 1450 nm. Après réalisation des profils trouvés, les résultats expérimentaux obtenus furent en très bon accord avec les décalages visés. La présence de la bande d'absorption des ions hydroxydes a toutefois limité la longueur d'onde maximum observée à 1380 nm. Dans un second temps, nous nous sommes intéressés au contrôle simultané de la durée et de la longueur d'onde des solitons délivrés par une fibre optique. Nous avons déterminé que la durée des solitons dépend, dans le cas où on néglige la dépendance spectrale de l'atténuation de la fibre, uniquement de la structure de la fibre à son extrémité de sortie. Le profil longitudinal ne servant qu'à amener le soliton à la longueur d'onde désirée. L'exemple numériquement présenté démontre la possibilité de contrôler, un même soliton, sur une plage spectrale de 230 nm et une plage temporelle de 200 fs et ceci simplement en utilisant une fibre de 20 m de long dont la forme longitudinale est triangulaire.

Dans la troisième partie du manuscrit, nous avons étudié expérimentalement et numériquement l'émission par un soliton d'ondes dispersives au voisinage d'un second zéro de dispersion d'une fibre optique à dispersion oscillante. Plusieurs phénomènes n'ayant encore jamais été observés furent identifiés. Nous avons démontré, par exemple, pour la première fois l'existence d'un processus dans lequel une onde dispersive rayonnée d'un soliton émet une nouvelle onde dispersive en traversant le ZDW de la fibre. Dans un second temps, nous avons obtenu, suivant le travail numérique de la référence [124], les premiers résultats expérimentaux montrant l'émission de deux ODs à partir d'un soliton unique (une à chaque fois que le soliton croise le ZDW). Nous avons également observé expérimentalement la génération d'une OD polychromatique d'une largeur de 150 nm, comme cela avait été prédit numériquement dans la référence [123], et d'un continuum d'ODs de 500 nm de large.

Enfin, dans la quatrième partie, nous avons rapporté la première étude expérimentale s'intéressant à la dynamique de propagation d'ABs dans une fibre optique à dispersion variable. Nous avons montré qu'il était possible de quasiment stabiliser spatialement le train d'impulsions créé, au point de compression maximale du breather, simplement en adaptant le profil de dispersion de façon à ce que ces impulsions correspondent à des solitons. Bien que nous n'ayons pas eu l'opportunité de caractériser temporellement les impulsions générées, l'évolution spectrale mesurée démontre sans équivoque cet effet. Les simulations numériques effectuées laissent penser que nos expériences correspondent à une modulation résiduelle de la puissance crête du breather de l'ordre de 22 %.

Plusieurs perspectives à ce travail sont envisageables :

Il s'agit tout d'abord de continuer le travail entamé sur le contrôle spectro-temporel de solitons. Les résultats des simulations numériques réalistes ainsi que les bons résultats obtenus dans le cas du contrôle spectral nous rendent confiants quant au bon déroulement de ce travail. Afin d'éviter les problèmes rencontrés avec le pic d'atténuation des ions  $\text{OH}^-$  à 1380 nm, nous envisageons d'utiliser des fibres possédant un ZDW dans le visible. Ce qui permet de pomper la fibre en zone anormale de dispersion à 800 nm à l'aide d'un laser Ti:Sa. Ce projet sera mené par Flavie Braud (thèse commencée en octobre 2013). La démonstration d'un tel contrôle ouvrira la voie vers la mise au point de sources de solitons dont les caractéristiques peuvent être ajustées selon l'application désirée. Pour la microscopie CARS par exemple, cela consistera à délivrer un soliton d'une même durée que l'impulsion pompe, mais à une longueur d'onde plus élevée. L'effilage de la fibre pourra être combiné à l'accroissement de l'énergie obtenu grâce aux fibres à bandes interdites photoniques (voir l'annexe B). La conception de fibres à bandes interdites photoniques topographiques mènera ainsi à la réalisation de sources performantes pour l'imagerie d'échantillons biologiques.

Une autre voie de recherche à explorer est l'étude plus approfondie du comportement temporel des ondes dispersives multiples et polychromatiques. Pour l'instant, nous nous sommes intéressés principalement à leur contrôle spectral. Cependant,

les résultats obtenus montrent une dynamique temporelle atypique des ondes dispersives générées. La possibilité d'agir sur cet aspect et de générer un continuum spectral dont le profil temporel est contrôlé pourrait s'avérer d'une grande utilité pour des applications telles que la microscopie CARS-Multiplex [157, 158]. Une des clés de cette réussite dépendra de la capacité à y arriver d'une manière complètement passive uniquement par l'adaptation du profil d'effilage de la fibre. La faible énergie des ondes dispersives constitue également un frein non négligeable vers ce but.

D'autre part, nous avons montré que la stabilisation des ABs était efficace pour des fréquences de modulation  $a$  inférieures à 0,2. Nous pourrions imaginer que cette stabilisation puisse être étendue à une plage plus large grâce à l'utilisation de profils de dispersion plus complexes qu'un simple saut. En raison de la similarité avec la propagation des ondes océaniques, nous pensons que la stabilisation d'ABs peut trouver un équivalent dans le domaine de l'hydrodynamique. Nos travaux pourraient ainsi servir à annihiler la disparition de vagues scélérates océaniques se propageant sur un fond marin variable ou en présence d'un courant d'eau opposé qui joue le rôle d'une non-linéarité variant longitudinalement [130]. Nous planifions également de réaliser des études dans des conditions initiales non plus déterministes, mais aléatoires cette fois. Ce qui permettrait potentiellement de contrôler les ondes scélérates générées dans un supercontinuum.



## Cinquième partie

### Annexes



# Méthode empirique de Saitoh-Koshiha

---

En 2005, K. Saitoh et M. Koshiha montrèrent que la dispersion du guide d'une grande partie des FOMs air/silice peut être déterminée grâce à des formules empiriques assez simples [71], ce qui évite d'avoir recours à un calcul d'éléments finis.

## A.1 Calcul de la dispersion

Saitoh et Koshiha commencèrent par supposer que la dispersion du guide est indépendante de la dispersion du matériau :

$$D_{Tot} = D_{mat} + D_{guide} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{silice}}{d\lambda^2} - \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{guide}}{d\lambda^2} \quad (\text{A.1})$$

L'indice de la silice  $n_{silice}$ , est donné par la formule de Sellmeier [159] :

$$n_{silice}^2(\lambda) = 1 + \frac{0,6961\lambda^2}{\lambda^2 - (0,0684)^2} + \frac{0,4079\lambda^2}{\lambda^2 - (0,1162)^2} + \frac{0,8974\lambda^2}{\lambda^2 - (9,8961)^2} \quad (\text{A.2})$$

où  $\lambda$  est exprimée en micromètres.

Dans l'eq. A.1,  $n_{guide}$  représente l'indice du guide, et est donné par [71] :

$$n_{guide}(\lambda) = \sqrt{n_{co}^2 - \frac{\lambda^2 \cdot (W^2 - V^2)}{(2\pi a_{eff})^2}} \quad (\text{A.3})$$

avec :  $n_{co} = 1,45$  ,  $a_{eff} = \Lambda/3$  pour les FOMs air/silice [160].

Dans l'équation A.3, les paramètres  $V$  et  $W$  sont appelés, respectivement, les constantes de propagation normalisées du cœur et de la gaine. Dans les travaux de Saitoh-Koshiha  $V$  et  $W$  sont approximés par les relations :

$$V = A_1 \frac{A_2}{1 + A_3 \cdot \exp(A_4 \lambda / \Lambda)} \quad (\text{A.4})$$

$$W = B_1 \frac{B_2}{1 + B_3 \cdot \exp(B_4 \lambda / \Lambda)} \quad (\text{A.5})$$

où :

$$A_i = a_{i0} + a_{i1} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{b_{i1}} + a_{i2} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{b_{i2}} + a_{i3} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{b_{i3}} \quad (\text{A.6})$$

$$B_i = c_{i0} + c_{i1} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{d_{i1}} + c_{i2} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{d_{i2}} + c_{i3} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{d_{i3}} \quad (\text{A.7})$$

Les paramètres  $x_{ij}$  ( $x = a$  à  $d$ ,  $i = 1$  à  $4$ ,  $j = 1$  à  $3$ ) sont des paramètres d'ajustement déterminés à partir de l'interpolation de courbes de  $V$  et  $W$  calculés par une méthode d'éléments finis [71]. Ces paramètres sont donnés dans le tableau ci-dessous.

	$i = 1$	$i = 2$	$i = 3$	$i = 4$
$a_{i0}$	0,54808	0,71041	0,16904	-1,52736
$a_{i1}$	5,00401	9,73491	1,85765	1,06745
$a_{i2}$	-10,43248	-47,41496	18,96849	1,93229
$a_{i3}$	8,22992	-437,50962	-42,4318	3,89
$b_{i1}$	5	1,8	1,7	-0,84
$b_{i2}$	7	7,32	10	1,02
$b_{i3}$	9	22,8	14	13,4
$c_{i0}$	-0,0973	0,83193	0,24876	5,29801
$c_{i1}$	-16,70566	6,70858	2,72423	0,05142
$c_{i2}$	67,13845	52,04855	13,28649	-5,18302
$c_{i3}$	-50,25518	-540,66947	-36,80372	2,7641
$d_{i1}$	7	1,49	3,85	-2
$d_{i2}$	9	6,58	10	0,41
$d_{i3}$	10	24,8	15	6

TABLE A.1 – Coefficients d'interpolation de  $A_i$  et  $B_i$  (Eqs. A.6 et A.7).

## A.2 Calcul du coefficient non-linéaire

D'autre part, le coefficient non-linéaire d'une FOM peut également être déterminé analytiquement grâce à l'équation 1.13 où l'aire effective  $A_{eff}$  s'écrit en fonction du rayon du mode effectif  $w$  :

$$A_{eff} = \pi w^2 \quad (\text{A.8})$$

D'après la théorie des fibres optiques conventionnelles,  $w$  est donnée par la formule de Marcuse [160] :

$$w = a_{eff} \left( 0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \right) \quad (\text{A.9})$$

---

**Conclusion :** Les formules analytiques (A.1 à A.9) permettent de déterminer de façon simple et rapide les caractéristiques linéaires et non-linéaires d'une FOM air/silice uniquement à partir de la connaissance de  $d$  et  $\Lambda$ .



# Source de solitons énergétiques adaptée à l'imagerie bio-photonique

---

Les sources de solitons basées sur l'ADRS permettent de générer des impulsions courtes, en limite de Fourier, facilement accordables en longueurs d'onde. Ceci les rend idéales pour des applications de microscopie bio-photonique *CARS* ou *SHG*. Cependant, ces techniques souffrent de la faible énergie délivrée par ces sources dans la gamme spectrale 800-1100 nm (domaine le plus adapté pour les applications biomédicales). Cette limitation est liée à la nature même des FOMs air/silice dont les propriétés de dispersion et de non-linéarité ne peuvent fournir des solitons dont l'énergie dépasse 100 pJ.

Dans le cadre d'une collaboration avec le groupe Mosaïc (Institut Fresnel, Université de Aix-Marseille) spécialisé dans le domaine de la bio-photonique, nous nous sommes intéressés à l'augmentation de l'énergie délivrée en sortie d'une fibre optique. Pour cela, nous nous sommes orientés vers l'utilisation de fibres optiques à bandes interdite photoniques (BIP) qui présentent une non-linéarité plus faible que les FOMs air/silice permettant donc de transmettre, pour une durée similaire, un soliton plus puissant. Le travail a été divisé de la manière suivante : notre équipe se chargea de la conception, fabrication et test de fibres BIP, tandis que, le groupe Mosaïc se chargea de l'intégration de ces fibres dans des dispositifs d'imagerie servant à étudier des échantillons biologiques. Dans ce contexte, j'ai été amené à me déplacer à Marseille afin d'initier les membres de l'équipe à l'utilisation de fibres BIP qui nécessitent quelques précautions d'emploi comparées aux fibres microstructurées standards.

Nous présentons dans cette annexe deux communications qui résument le travail effectué dans ce sujet :

- Section B.1 : démonstration du concept d'augmentation de l'énergie grâce à une fibre optique BIP (communication dans la conférence *WSOF2013*).
- Section B.2 : dispositif d'imagerie non-linéaire basé sur l'utilisation d'une fibre BIP (article soumis dans le but d'une publication dans la revue *Journal of Biomedical Optics*).

## **B.1 Fibre BIP pour la génération de solitons énergétiques**

**Titre : Fibre à bandes interdites photoniques à cœur solide pour la  
génération de solitons énergétiques accordables**

**Auteurs : A. Bendahmane, A. Mussot, O. Vanvincq, G. Bouwmans, A.  
Kudlinski, S.Saint-Jalm, E. R. Andresen, et H. Rigneault.**

# Solid-Core Photonic Bandgap Fiber for the Generation of Tunable High-Energy Solitons

A. Bendahmane<sup>1</sup>, A. Mussot<sup>1</sup>, O. Vanvincq<sup>1</sup>, G. Bouwmans<sup>1</sup>, A. Kudlinski<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Université Lille1, IRCICA, Laboratoire PhLAM, 59655 Villeneuve d'Ascq, France

S. Saint-Jalm<sup>2</sup>, E. R. Andresen<sup>2</sup>, H. Rigneault<sup>2</sup>

<sup>2</sup>Institut Fresnel, CNRS, Aix-Marseille Université, Ecole Centrale Marseille, Campus de Saint-Jérôme, 13013 Marseille, France  
[abdelkrim.bendahmane@phlam.univ-lille1.fr](mailto:abdelkrim.bendahmane@phlam.univ-lille1.fr)

**Abstract:** We demonstrate the design and use of specialty solid-core photonic bandgap fibers for the generation and delivery of short solitons tunable over 2500 cm<sup>-1</sup> with an energy up to 700 pJ.

**OCIS codes:** (190.4370) Nonlinear optics, fibers; (190.5530) Pulse propagation and temporal solitons

## 1. Introduction

When a sufficiently powerful short pulse is injected into the anomalous dispersion region of an optical fiber, a temporal and spectral pulse break up (fission) occurs which leads to the ejection of fundamental solitons [1]. Their duration is shorter than the pump pulse one and is generally short enough so that solitons experience a continuously self-induced frequency shift (SIFS) toward higher wavelengths due to intra-pulse Raman scattering [2]. Increasing the pump peak power results in a shortening of the ejected soliton duration [1,3], causing further soliton redshift.

Therefore, a controlled change in pump power results in an accurate tunability of soliton wavelength, which can be used as tunable probe for coherent Raman scattering (CRS) microscopy and microspectroscopy [4]. However, to be performed in acceptable conditions, CRS measurements on biological samples need pulses with about 500 pJ energy (for detection issues), preferably with a Gaussian spatial profile. This energy criterion limited previous works to only a few measurements on real biological samples, most of the demonstrations being performed on specimens with enhanced Raman response (often polystyrene beads) [4].

To understand how the energy of ejected solitons can be enhanced, we consider the following relation that gives the energy ( $E$ ) of a soliton ejected from pump fission [3]:

$$E = \frac{2|\beta_2|}{T_{sol}\gamma} \quad (1)$$

It shows that, for a fixed soliton duration  $T_{sol}$  (and therefore a fixed wavelength at the fiber output), the soliton energy is proportional to the ratio of the group-velocity dispersion  $\beta_2$  to the nonlinear coefficient  $\gamma$ . This simple approach has been used in [5] in which the authors used a higher-order mode fiber supporting a LP<sub>02</sub> mode with a high dispersion and low nonlinearity to obtain solitons with energies up to 800 pJ. However, the total soliton redshift was limited to 1000 cm<sup>-1</sup> from a 1064 nm pump. Additionally, solitons were delivered in a higher-order spatial mode, which is not ideal for CRS experiments.

Here, we show that the linear and nonlinear properties of the fundamental mode of a solid core photonic band gap (SC-PBG) fiber can be adjusted to allow the generation and delivery of tunable high-energy solitons with frequency shifts up to 2500 cm<sup>-1</sup> from a 1027 nm pump and energies higher than 500 pJ.

## 2. Linear and nonlinear properties of the SC-PBG fiber

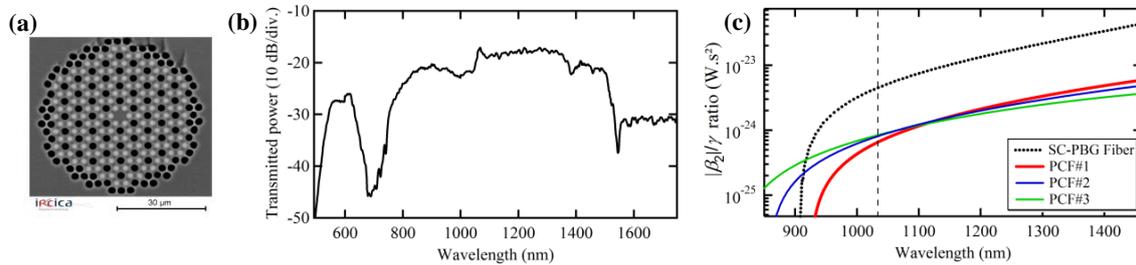


Fig.1 (a) SEM image of the SC-PBG fiber. (b) Measured transmission spectrum. (c) Simulated  $|\beta_2|/\gamma$  ratio for the SC-PBG fiber (black dotted line) and for various standard PCFs (red, blue and green lines) used for comparison.

In order to enhance the energy of solitons obtained from a short pulse, we designed a double periodicity SC-PBG fiber based on the same design as in [6]. A scanning electronic microscope (SEM) image of the fabricated structure

is shown in Fig.1(a). High index inclusions (light gray regions) have a diameter of about  $2.19 \mu\text{m}$  and are separated by a pitch of  $3.09 \mu\text{m}$ . Their refractive index profile is parabolic with a maximum refractive index difference of  $32 \times 10^{-3}$  relative to the pure silica background (dark grey region). Air holes (black regions) of  $2.33 \mu\text{m}$  diameter were added periodically to the cladding in order to reduce confinement losses.

The fiber is also designed to provide a broad transmission window which extends from 740 to 1530 nm as shown on the measured transmission spectrum reported in Fig. 1(b). Its zero dispersion wavelength was measured at 905 nm.

Figure 1(c) shows the spectral evolution of the simulated  $|\beta_2|/\gamma$  ratio for the SC-PBG fiber (black dotted line) as well as for three standard air/silica photonic crystal fibers (PCFs) with very different parameters. We see that the  $|\beta_2|/\gamma$  ratio is very close in all three standard PCFs, which justifies the need for a new kind of fiber structure. At our pump wavelength of 1027 nm (represented as a vertical line), the  $|\beta_2|/\gamma$  ratio is about 6 times higher in the SC-PBG fiber. Consequently, we can expect an enhancement of the same order in soliton energy according to Eq. 1.

### 3. Experiments on the generation and delivery of tunable high-energy solitons

In order to demonstrate the benefit of the proposed SC-PBG fiber to increase the soliton energy, we launched 250 fs pulses at 1027.4 nm (54 MHz repetition rate and 1 W average power) into a 10 m-long sample of this fiber. A standard PCF (similar to PCF#1 in Fig. 1(c)) has also been used in the same conditions for reference.

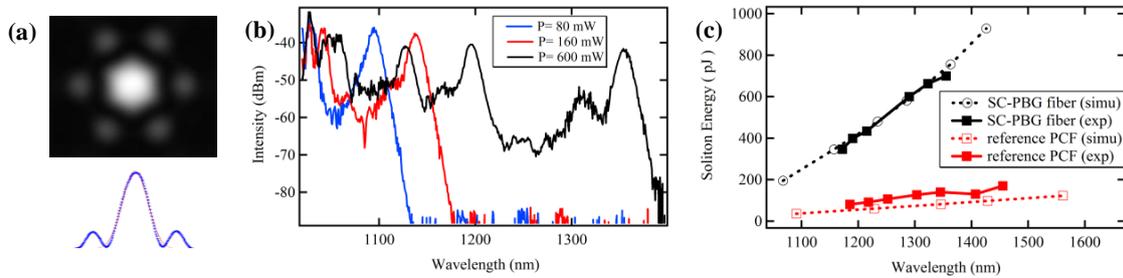


Fig.2 (a) Measured near-field mode profile at the SC-PBG fiber output. (b) Spectrum for three different pump powers. (c) Measured (full markers) and simulated (open markers) soliton energy in the SC-PBG fiber (black) and standard PCF (red) used as reference

Figure 2(a) shows that the measured near-field mode profile out of the SC-PBG fiber (blue dots) has a central Gaussian shape (red line) with surrounding resonances typical of SC-PBG guidance. Figure 2(b) shows the recorded spectrum at the output of the SC-PBG fiber for three different pump powers. Redshifting solitons resulting from pulse break up and subsequent SIFS can clearly be distinguished. For the highest pump power of 600 mW, a few solitons are generated and the first ejected one reaches a maximal shift of  $2500 \text{ cm}^{-1}$ . In each case, the first ejected soliton has been isolated using suitable long-pass filters and its average power has been directly measured.

Figure 2(c) shows the deduced energy of the first soliton ejected as a function of its central wavelength (which was tuned by controlling the pump power) in black full squares for the SC-PBG fiber and in red full squares for the standard PCF used as reference. The benefit of using a SC-PBG fiber with a higher  $|\beta_2|/\gamma$  ratio is clearly highlighted: in this fiber, solitons have an energy of about 3 to 5 times (depending on wavelength) higher than the reference standard PCF. Furthermore, a maximal energy of 700 pJ is reached for the soliton with the largest SIFS in the SC-PBG fiber, which is higher than any reported value in standard PCFs used in similar conditions [4].

Additionally, results from numerical integrations of the generalized nonlinear Schrödinger equation [3] displayed in Fig. 2(c) (open markers, dotted curves) show a good quantitative agreement with experiments, which confirms our measurements both about the energy level and its spectral dependence.

### 5. Conclusion

We have designed and fabricated a SC-PBG-fiber with an enhanced  $|\beta_2|/\gamma$  ratio with regards to standard PCFs. It has allowed the generation and delivery of tunable solitons with 3 to 5 times enhanced energy and fundamental-like mode profile, which could be beneficial for application for CRS experiments.

### 6. References

- [1] P. Beaud *et al*, IEEE JQE, vol. 23, No 11, p. 1938 – 1946 (1987)
- [2] J. P. Gordon, Opt. Lett., No. 11, p. 662-664 (1986)
- [3] G.P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, Elsevier (2007)
- [4] E. R. Andresen and H. Rigneault, Optical Fiber Technology, vol. 18, No. 5, p. 379-387(2012)
- [5] J. van Howe *et al*, Opt. Lett., vol. 32, No 4, p. 340-342 (2007)
- [6] A. Bétourné *et al*, Opt. Lett., vol. 34, No 20, p. 3083-3085 (2009)

**B.2. Dispositif d'imagerie non-linéaire basé sur une fibre optique à BIP**

**B.2 Dispositif d'imagerie non-linéaire basé sur une fibre optique à BIP**

**Titre :** Fibre à bandes interdites photoniques à cœur solide pour la génération de solitons énergétiques accordables (article soumis à la revue *Journal of biomedical optics*)

**Auteurs :** S. Saint-Jalm, E. R. Andresen, P. Ferrand, A. Bendahmane, A. Mussot, O. Vanvincq, G. Bouwmans, A. Kudlinski, et H. Rigneault

## Fiber based ultra-short pulse delivery for nonlinear imaging using high energy solitons

Sarah Saint-Jalm,<sup>1</sup> Esben R. Andresen,<sup>1</sup> Patrick Ferrand<sup>1</sup>, Abdelkrim Bendahmane,<sup>2</sup> Arnaud Mussot,<sup>2</sup> Olivier Vanvincq,<sup>2</sup> Géraud Bouwmans,<sup>2</sup> Alexandre Kudlinski,<sup>2</sup> Hervé Rigneault<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Aix Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, UMR 7249, 13013 Marseille, France

<sup>2</sup> Université Lille 1, IRCICA, Laboratoire PhLAM, 59655 Villeneuve d'Ascq, France

Compiled July 23, 2014

We present an approach for fiber delivery of femtosecond pulses relying on pulse break-up and soliton self-frequency shift in a custom-made solid-core photonic bandgap fiber. In this scheme, the fiber properties themselves ensure that a powerful Fourier-transform-limited pulse is emitted at the fiber output, hence doing away with the need for complex pre-compensation and enabling tunability of the excitation. We report high energy soliton excitation for two-photon fluorescence microspectroscopy over a 100 nm range and multimodal nonlinear imaging on biological samples. © 2014 Journal of biomedical optics

The growing interest in point-scanning microscopy techniques based on nonlinear contrasts such as multi-photon excitation fluorescence, second- and third-harmonic generation or coherent Raman scattering [1,2] has led to an increasing need for powerful and versatile light sources. Such a source must generate near-infrared (NIR) ultra-short pulses (typically  $\approx 100$  fs) with peak powers high enough to observe signals generated by nonlinear processes taking place in the focal volume. Most of the nonlinear microscopes use bulky optics to relay ultrashort pulses between the femtosecond laser and the microscope stand. Many applications would benefit from fiber delivery of high-energy femtosecond pulses. Such systems would also be very beneficial to the emerging field of local probe or endoscopic nonlinear imaging that aims at miniaturizing point-scanning techniques for sensor and biomedical applications. Although several successful experiments have been conducted over the past ten years, fiber delivery of Fourier-transform-limited femtosecond pulses remains a challenge at the present day. Various strategies have been explored to address this issue, most of them using Ti:Sapphire lasers for pulse generation in the NIR (800–1000 nm) and a variety of fibers for pulse propagation and delivery, such as single mode fibers [3], double clad fibers [4, 5], fiber bundles [6], large mode area fibers [7], double clad photonic crystal fibers [8, 9] and hollow-core photonic bandgap fibers [10–13]. Recently, Er and Yb doped fiber lasers have been put to use in a new type of all-fiber-optic endoscopes operating at  $> 1 \mu\text{m}$  wavelength [14, 15]. In most of those examples, the dispersion and nonlinearities of the delivering fibers distort and temporally broaden the pulse. Simultaneous pre-compensation for dispersion and non-linearity is complex [16, 17] and only gives a transform-limited output pulse within a narrow input parameter range. Furthermore, none of those techniques allow rapid wavelength tuning of the delivered pulse.

An alternative approach consists in taking advantage of the nonlinearities of a photonic crystal fiber (PCF) in the anomalous dispersion regime. In this case, funda-

mental solitons are ejected and red-shifted after pulse break up and subsequent soliton self-frequency shift (SSFS) [18]. This way, a femtosecond pulse is generated and delivered by the same fiber. Fundamental solitons are stable in optical fibers so the pulse is intrinsically Fourier-transform-limited at the output of the fiber due to the balance between anomalous dispersion and Kerr nonlinearity responsible for soliton dynamics and to the fact that only fundamental solitons are stable in optical fibers. Increasing the power at the input of the fiber results in further soliton redshift, which opens the door to spectroscopic applications and hyperspectral imaging. This is an elegant way of solving the pre-compensation problem while enabling tunability [19]. Solitons of  $> 1 \mu\text{m}$  wavelengths have been previously used to perform multiphoton microscopy [20–22]. In this paper, we present results obtained with a custom-made solid-core photonic bandgap (SC-PBG) fiber that has been designed for generating powerful solitons from 800 to 1000 nm, an ideal range for performing microscopy on biological samples. In contrast to previous works in which generation of high energy solitons in hollow-core photonic bandgap fibers [23] and higher-order-mode fibers [24] have been reported, we propose an approach that allows the generation of powerful solitons at input powers compatible with standard light sources available in microscopy labs. We characterize the fiber, demonstrate its use in a spectroscopic scheme and illustrate its ability to generate two-photon excitation fluorescence (TPEF) and second harmonic generation (SHG) images of biological samples.

### 1. Methods

#### A. Soliton dynamics

The propagation of light in a PCF is governed by the nonlinear Schrödinger equation (NLSE) [25]:

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial z} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} + i\gamma|E(z,t)|^2 E(z,t), \quad (1)$$

## B.2. Dispositif d'imagerie non-linéaire basé sur une fibre optique à BIP

where  $\beta_2$  is the group velocity dispersion (GVD) and  $\gamma$  is the nonlinear parameter. Those two wavelength-dependent parameters characterize the PCF and can be changed only by modifying its design.

An analytical solution to the NLSE can be found in the case of anomalous dispersion ( $\beta_2 < 0$ ). This solution describes a pulse of light that propagates without changing its shape, known as fundamental soliton. It can be expressed as follows:

$$E(z, t) = \sqrt{P_0} \cdot \operatorname{sech}\left(\frac{t}{T_0}\right) \cdot \exp\left(\frac{i|\beta_2|z}{T_0^2}\right), \quad (2)$$

where  $P_0$  is the peak power of the soliton and  $T_0$  is its duration, defined with respect to the full width at half maximum by  $T_{\text{FWHM}} = 2 \ln(1 + \sqrt{2})T_0$ . Soliton dynamics relies on the interplay between the two processes involved in Eq. (1): the anomalous GVD ( $\beta_2$ ) and the self-phase modulation (SPM) created by the nonlinear Kerr effect ( $\gamma$ ) act against each other in a balanced way, which ensures the preservation of the pulse shape. This relationship is summed up in the following equation, which also links the power and duration of the soliton to each other and to the fiber parameters:

$$N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}, \quad (3)$$

where  $N$  is the soliton order. In this paper, we are only generating fundamental solitons, for which  $N = 1$ , because higher-order solitons are not stable in optical fibers due to their intrinsic higher-order dispersion and/or Raman nonlinearity.

For short pulses ( $< 5$  ps), the simplest form of the NLSE (Eq. (1)) is not sufficient to fully describe the behavior of solitons. Higher order effects have to be taken into account, particularly intrapulse Raman scattering, which is responsible for the soliton self-frequency shift (SSFS) that we will use as a tuning mechanism. When the pulse is very short (typically  $\approx 100$  fs), its spectrum is broad enough that an effect similar to stimulated Raman scattering can occur between the blue and the red components, mediated by the vibration modes of silica. Namely, the red part of the spectrum experiences a Raman gain, while the blue part experiences a Raman loss. This results in the continuous redshift of the soliton along its propagation in the fiber. The variation of the central frequency of the soliton is related to the duration of the pulse:

$$\Delta\omega_R \propto -\frac{|\beta_2|z}{T_0^4}. \quad (4)$$

When more power is injected in the fiber, the duration of the pulse decreases (see Eq(3)), therefore the redshift is enhanced. We propose to use this effect as a wavelength tuning mechanism. Indeed, as the redshift is proportional to  $T_0^{-4}$ , a small variation in the pulse duration will cause a large redshift and we can obtain a large tuning range for a virtually constant  $T_0$ .

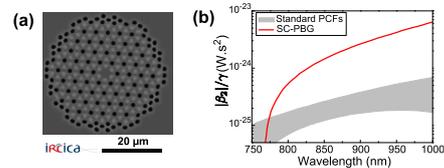


Fig. 1. (a) Scanning electron microscope image of the SC-PBG fiber. Dark grey: silica; light grey: Ge-doped silica; black: air. (b) Red line:  $|\beta_2|/\gamma$  ratios calculated for the SC-PBG fiber used in this work (finite element method simulation). Grey area: typical values of this ratio for standard PCFs.

If the third-order dispersion is small enough, the shape of the pulse remains the same during the propagation and it is Fourier-transform-limited at any  $z$  in the fiber, which means that it is the shortest pulse allowed by its bandwidth, with a constant time-bandwidth product  $\Delta t_{\text{FWHM}} \Delta \nu_{\text{FWHM}} = 4[\ln(1 + \sqrt{2})]^2/\pi^2 \approx 0.315$  characteristic for  $\operatorname{sech}^2$  pulses. This is an interesting property for nonlinear microscopy as the contrasts we wish to activate require high peak power, and therefore a short pulse duration.

### B. SC-PBG fiber

From Eq. (3), we get that the energy of the soliton depends on the dispersion to nonlinear coefficient ratio ( $|\beta_2|/\gamma$ ) which are parameters of the fiber. We can rewrite it in the following way:

$$E_{\text{sol}} = \frac{2|\beta_2|}{T_0\gamma}. \quad (5)$$

In order to get high excitation powers compatible with nonlinear microscopy, one has to fabricate a fiber whose design provides a high  $|\beta_2|/\gamma$  ratio. We designed and fabricated a SC-PBG fiber with doubly periodic cladding consisting in high index inclusions made of germanium-doped silica responsible for photonic bandgap guidance and air holes for reducing confinement losses. Figure 1(a) shows a scanning electron microscope image of the fiber. This fiber resembled the one in Ref. 26, although the transmission window was optimized for 800 nm lasers. In the present SC-PBG fiber, the generation and redshift of solitons is possible in the first PBG, from the zero dispersion wavelength at 750 nm to the long-wavelength edge at 1030 nm. Such a fiber was shown to generate 3 to 5 times higher energy solitons than standard PCFs [27]. Figure 1(b) shows the  $|\beta_2|/\gamma$  ratio for the fiber we used in comparison with standard values for other PCFs. Coupling efficiencies were about 30 to 40% and the soliton generation efficiency, defined as the ratio of the soliton power over the total input power was about 10 %.

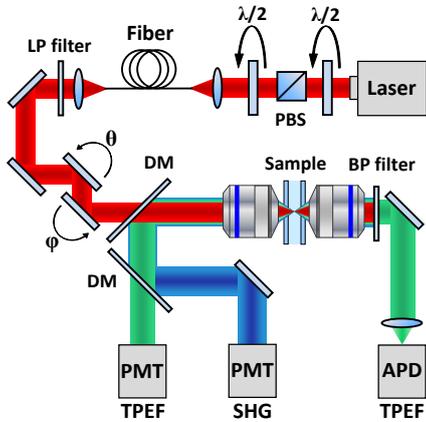


Fig. 2. Scheme of the microspectroscopy and microscopy setup. PBS: polarizing beam splitter,  $\lambda/2$ : half-wave plate, DM: dichroic mirror, LP/BP filter: long-pass/bandpass filter, PMT: photomultiplier tube, APD: avalanche photodiode.

### C. Optical setups

#### 1. Characterization of the SC-PBG fiber

We launched NIR femtosecond pulses (800 nm, 30 fs, 1 GHz) in sections of the fiber of various lengths for characterization at different input powers. The light was coupled into the fiber with an aspheric lens. To get coupling to the fundamental mode, we imaged the exit end of the fiber on a CMOS camera and maximized the intensity of this mode. The input power was controlled by a half-wave plate and a polarizing beam splitter. The resulting solitons were filtered from the residue of the laser light at 800 nm as well as blue-shifted dispersive waves by longpass filters (Semrock LP830RU or Thorlabs FEL850) and some of their properties were measured, such as average power, spectrum (USB2000, Ocean Optics), and duration through their autocorrelation trace (Mini, APE).

#### 2. Spectroscopy and microscopy

We conducted two sets of experiments based on the excitation of the sample by the optical solitons generated in the fiber. First we performed microspectroscopy on liquid samples, and then we did microscopy on several samples, including biological ones.

The solitons were generated by coupling 800 nm light from either a 80 MHz (Chameleon, Coherent Inc., 150 fs) or a 1 GHz laser (GigaJet, LaserQuantum, 30 fs) into the SC-PBG fiber. As before, the soliton wavelength was controlled by changing the input power, and it was filtered from residual and dispersive waves with a long-pass filter to ensure that the soliton was the only excitation pulse reaching the sample. For microspectroscopy, the light was focused on the sample by a long working dis-

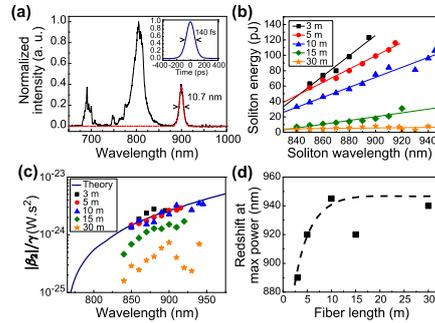


Fig. 3. (a) Black line: spectrum of the output of the fiber. Red dotted line: squared hyperbolic-secant fit of the soliton. (b) Wavelength dependence of the energy of the soliton for fiber lengths from 3 to 30 m. The full lines are linear fits of the experimental points for each fiber. Fiber input average powers were (at 1 GHz): 420 - 1400 mW (3 m); 420 - 1360 mW (5 m); 200 - 1380 mW (10 m); 250 - 1300 mW (15 m); 200 - 1400 mW (30 m). (c) Theoretical  $|\beta_2|/\gamma$  ratio (blue line) from simulation and experimental values of this ratio retrieved from measurement of the power and spectrum of the solitons, for several fiber lengths and soliton wavelength. (d) Redshift of the soliton at maximum input power for varying fiber lengths. The dashed line is a guide the eye.

tance objective (Olympus 20x, NA = 0.45) and collected by another objective (NA = 0.60) in the forward direction. We detected the TPEF on an APD after a set of longpass and bandpass filters.

For microscopy, we used a high NA objective (Nikon 40x, NA = 1.15, water immersion) and scanned the focus across the sample with galvanometric mirrors to make TPEF and SHG images in an epi-detection scheme by using two PMTs and an appropriate set of filters and dichroic mirrors.

A scheme representing the two setups combined is shown in Fig. 2.

## 2. Results and discussion

### A. Generation of solitons in the SC-PBG fiber

An example of output spectra is shown in Fig. 3(a). The red-shifted soliton is perfectly fitted by a squared hyperbolic-secant function (red dotted line). The inset of Fig. 3(a) shows the autocorrelation trace for the 900 nm soliton corresponding to the spectrum. For  $\text{sech}^2$  pulses, we divide the width FWHM of the autocorrelation trace by 1.54 in order to recover the pulse duration, which in this case was found to be 90 fs. The Fourier-transform-limited duration calculated from the Fourier transform of the spectrum ( $\Delta\lambda = 10.7$  nm) is 80 fs. The difference can be explained by the dispersion of the optics between the fiber and the autocorrelator (lens, filter, halfwave plate), estimated to be about 1200 fs<sup>2</sup>. We thereby verify that

## B.2. Dispositif d'imagerie non-linéaire basé sur une fibre optique à $\text{PBG}$

the soliton is Fourier-transform-limited at the output of the fiber.

Figure 3(b) shows the measured energy of the solitons through the whole tunability window. For each measured point in Fig. 3(b), we calculate the effective  $|\beta_2|/\gamma$  ratio with Eq. (3), using duration values calculated from the Fourier transform of the measured spectrum. Figure 3(c) shows those experimental values, along with the theoretical curve from finite element method calculations.

We find a good agreement between the simulation and the experiment for fibers up to 10 m, whereas in longer fibers, the calculated  $|\beta_2|/\gamma$  ratios are lower than the theory. In a similar fashion, the highest redshift accessible via SSFS increases with fiber length, but it reaches a maximum value at  $L = 10$  m (see Fig. 3(d)).

In fibers longer than 15 m, several mechanisms can explain the lower values of the effective  $|\beta_2|/\gamma$  and the end of the redshift. First, the third-order dispersion arising when the soliton gets closer to the PBG edge decelerates the SSFS in the fiber [28]. Second, the attenuation experienced by the pulse when it propagates increases the nonlinear length  $L_{\text{NL}} = 1/(\gamma P_0)$  which is the characteristic length needed for the soliton to adapt to any changes. At a certain point the soliton can no longer follow the changes in  $P_0$ , ceases to redshift, and temporally broadens under dispersion. In the end, the redshifted pulse loses its soliton nature during propagation, and Eq. (3) is no longer valid. Figure 3(d) can be interpreted as the redshift vs. fiber length. In view of the above explanation, we can say that soliton nature of the pulse is retained until the plateau.

Finally we achieve a 100 nm tuning range for the soliton. The length of the fiber must be less than 10 m so that Eq. (3) is still valid and the output pulse is Fourier-transform-limited. Then, the fiber length should be chosen according to the tunability and power requirements for the application. In the experiments described in the following, we used the 10 m fiber for spectroscopic application because it displays the best trade-off between tunability and soliton power, and the 3 m fiber for microscopy to get high soliton power.

### B. Microspectroscopy

We investigated the TPEF response of an aqueous solution of rhodamine 6G with the setup described above. We first compared the fluorescent levels and the signal to noise ratios in the cases of the excitation by solitons generated in the fiber at 80 MHz and at 1 GHz.

The TPEF signal at a given wavelength depends on pulse power, duration and repetition rate  $f_{\text{rep}}$  in the following way [29]:

$$\langle F \rangle \propto \frac{P_{\text{av}}^2}{f_{\text{rep}} \cdot T_0} = 4P_0^2 \cdot T_0 \cdot f_{\text{rep}}, \quad (6)$$

where  $P_{\text{av}}$  is the average power and  $P_0$  is the peak power. The energy and duration of one soliton at a given wavelength is fixed by the fiber parameters. Consequently,

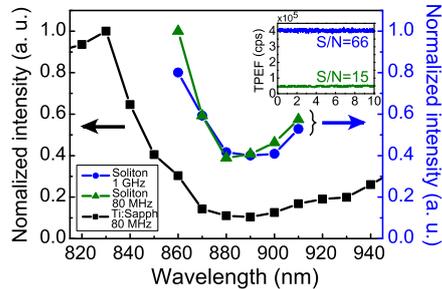


Fig. 4. TPEF spectra of a 170  $\mu\text{M}$  solution of rhodamine 6G in water. Black squares: reference spectrum, measured by exciting the sample with the tunable fs light directly coming from the 80 MHz Ti:Sapphire laser (without passing through the fiber). Blue circles: spectrum acquired under excitation with solitons generated in a 10 m SC-PBG fiber pumped with a 800 nm, 1 GHz laser. Green triangles: spectrum acquired under excitation with solitons generated in a 10 m SC-PBG fiber pumped with a 800 nm, 80 MHz laser. Inset: TPEF traces under excitation with 870 nm solitons at 1 GHz (blue line) and 80 MHz (green line), with the corresponding signal to noise ratios (in  $\text{cps}^{1/2}$ ). Powers at the focus: black curve: 15 mW; blue: 5 mW; green: 2 mW.

the only way to significantly increase the TPEF signal in this scheme is to increase the repetition rate.

More specifically, we expect the fluorescence signal to scale linearly with the repetition rate. If the TPEF photon count  $S_{\text{1sol}}$  arising from excitation with a single soliton has mean  $\langle S_{\text{1sol}} \rangle$  and standard deviation  $\sigma_{\text{1sol}}$ , then it follows from the properties of the standard deviation that the TPEF count rate arising from a train of solitons at repetition rate  $f_{\text{rep}}$  has mean  $\langle S \rangle \propto f_{\text{rep}} \langle S_{\text{1sol}} \rangle$  and standard deviation  $\sigma \propto \sqrt{f_{\text{rep}}} \sigma_{\text{1sol}}$ . We can then expect both the noise and the signal to noise ratio to scale with the square root of the repetition rate.

We measure a 10-fold increase of the fluorescence counts and a 4-fold increase of the signal to noise ratio under a 12.5-fold increase of the repetition rate (from 80 MHz to 1 GHz), as shown in the inset of Fig. 4. The experiment data seem to generally follow the trend predicted by the above calculation. This indicates that we observe only limited saturation effects in the sample when increasing the repetition rate.

The main plot in Fig. 4 shows the TPEF spectra of the same rhodamine 6G solution. The two spectra (blue circles and green triangles) obtained with excitation by solitons at 80 MHz and 1 GHz were normalized with respect to their average power and repetition rate, taking into account the small saturation effect previously measured. The agreement between the two spectra is very good, proving the reliability of the soliton as a light source with only little influence of the parameters

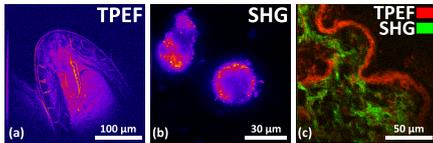


Fig. 5. 300 x 300 pixels TPEF and SHG images with 10 accumulations each. (a) TPEF image of a fixed *Drosophila* embryo obtained with a 870 nm soliton excitation and a 50  $\mu$ s dwell time. (b) SHG image of BaTiO<sub>3</sub> crystals obtained with a 850 nm soliton excitation and a 70  $\mu$ s dwell time. (c) Composite image of fixed mouse tumor skin tissue obtained with a 870 nm soliton excitation and a 70  $\mu$ s dwell time. TPEF is shown in red and SHG in green. Powers in the sample plane: (a) 40 mW; (b) 50 mW; (c) 55 mW.

of the pumping laser (spectrum, duration, chirp). An other spectrum was performed as a control, using the fs pulse directly coming from the 80 MHz Ti:Sapphire laser (black squares) for excitation. The spectra show a good qualitative agreement. Our measurements are also consistent with the two-photon absorption cross section values for rhodamine 6G found in the literature [29, 30]. However, no quantitative information can be retrieved from the comparison between this spectrum and two first spectra because many parameters vary (spectral width, pulse duration, beam shape).

### C. Microscopy

To demonstrate the imaging capabilities of our system, we performed images of several samples, including biological ones (see Fig. 5). We generated the solitons at 1 GHz repetition rate in a 3 m fiber to operate at high excitation power and low redshift (850–890 nm). We first tested the two epi-detection channels separately to obtain images of samples known for their strong TPEF and SHG signals, respectively. Figure 5(a) shows a TPEF image of a fixed *Drosophila* embryo, where the formaldehyde fixation process is responsible for inducing the fluorescence signal. Figure 5(b) shows the SHG image of BaTiO<sub>3</sub> crystals. In both cases, the 50–70  $\mu$ s dwell times that were used are comparable with the ones typically used in nonlinear microscopy. The multiphoton signal is about 10 times lower than images with standard Ti:Sapphire excitation. We have identified the reason for this discrepancy to be the spatial profile of the soliton that is singly-peaked but not Gaussian. The microscope we used was not set up to compensate for this effect, which results in a bias against the soliton in this context. We then used the two channels to perform a multimodal image of a biological sample. Figure 5(c) shows a composite TPEF/SHG image of fixed mouse tumor skin tissue showing structural features that are not distinguishable in white light microscopy. The SHG emitting structures can be identified as collagen fibers, whereas TPEF comes from the stratum corneum.

### 3. Conclusions

We demonstrate the use in microspectroscopy and microscopy of a light source relying on soliton generation and redshift in a solid-core photonic bandgap fiber. The fiber design was optimized to allow the generation of a high energy soliton, and the laws of soliton dynamics ensured Fourier-transform-limited pulse at the exit end of the fiber, with no need of pre-compensation for dispersion. For those reasons, the soliton excitation scheme is efficient for the activation of nonlinear processes (such as TPEF and SHG) in the focal volume. Furthermore, the power-dependent redshift of the soliton provides a 100 nm tunability range, opening the door to spectroscopic applications, hyperspectral imaging, as well as to vibrational spectroscopy and microscopy relying on coherent Raman processes. The speed of wavelength tuning is only limited by the capabilities of the devices used to change the power at the input of the fiber. For example, with a Pockels cell, one could get wavelength switching frequencies up to few MHz. In the current configuration, the wavelength tuning is repeatable enough to operate in an automated fashion over the course of a set of experiments (typically few hours). This work emphasizes the advantages of increasing the repetition rate in terms of signal level and signal to noise ratio. Previous studies also suggest that photodamage associated with multiphoton excitation fluorescence decreases when the repetition rate increases while keeping a constant signal rate [31], which is another point in favor of our 1 GHz system for soliton imaging applications in biological samples.

The authors acknowledge financial support from the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Aix-Marseille University A\*Midex (n° ANR-11-IDEX-0001-02), the Weizmann NaBi European Associated Laboratory, the Ministry of Higher Education and Research, Nord-Pas de Calais Regional Council, FEDER through the Contrat de Projets État Région (CPER) 2007-2013, French Agence Nationale de la Recherche (ANR JCJC TOPWAVE), and ANR grants France Bio Imaging (ANR-10-INSB-04-01) and France Life Imaging (ANR-11-INSB-0006) infrastructure networks.

### References

1. W. R. Zipfel, R. M. Williams, and W. W. Webb, "Nonlinear magic: multiphoton microscopy in the biosciences," *Nat. Biotechnol.* **21**(11), 1369–1377 (2003). [doi:10.1038/nbt899].
2. E. E. Hoover and J. A. Squier, "Advances in multiphoton microscopy technology," *Nature Photon.* **7**(2), 93–101 (2013). [doi:10.1038/nphoton.2012.361].
3. D. Bird and M. Gu, "Compact two-photon fluorescence microscope based on a single-mode fiber coupler," *Opt. Lett.* **27**(12), 1031–1033 (2002). [doi:10.1364/OL.27.001031].
4. M. T. Myaing, D. J. MacDonald, and X. Li, "Fiber-optic scanning two-photon fluorescence endoscope," *Opt. Lett.* **31**(8), 1076–1078 (2006). [doi:10.1364/OL.31.001076].

## B.2. Dispositif d'imagerie non-linéaire basé sur une fibre optique à B145

5. D. R. Rivera, C. M. Brown, D. G. Ouzounov, I. Pavlova, D. Kobat, W. W. Webb, and C. Xu, "Compact and flexible raster scanning multiphoton endoscope capable of imaging unstained tissue," *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **108**(43), 17598–17603 (2011). [doi:10.1073/pnas.1114746108].
6. W. Göbel, J. N. D. Kerr, A. Nimmerjahn, and F. Helmchen, "Miniaturized two-photon microscope based on a flexible coherent fiber bundle and a gradient-index lens objective," *Opt. Lett.* **29**(21), 2521–2523 (2004). [doi:10.1364/OL.29.002521].
7. S. Moon, G. Liu, and Z. Chen, "Multiphoton endoscopy based on a mode-filtered single-mode fiber," *Proc. SPIE* **7903**, 79032P (2011). [doi:10.1117/12.875747].
8. M. T. Myaing, J. Y. Ye, T. B. Norris, T. Thomas, J. R. Baker, Jr., W. J. Wadsworth, G. Bouwmans, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, "Enhanced two-photon biosensing with double-clad photonic crystal fibers," *Opt. Lett.* **28**(14), 1224–1226 (2003). [doi:10.1364/OL.28.001224].
9. L. Fu, X. Gan, and M. Gu, "Nonlinear optical microscopy based on double-clad photonic crystal fibers," *Opt. Express* **13**(14), 5528–5534 (2005). [doi:10.1364/OPEX.13.005528].
10. B. A. Flusberg, J. C. Jung, E. D. Cocker, E. P. Anderson, and M. J. Schnitzer, "In vivo brain imaging using a portable 3.9 gram two-photon fluorescence microendoscope," *Opt. Lett.* **30**(17), 2272–2274 (2005). [doi:10.1364/OL.30.002272].
11. C. J. Engelbrecht, R. S. Johnston, E. J. Seibel, and F. Helmchen, "Ultra-compact fiber-optic two-photon microscope for functional fluorescence imaging in vivo," *Opt. Express* **16**(8), 5556–5564 (2008). [doi:10.1364/OE.16.005556].
12. S. Brustlein, P. Berto, R. Hosten, P. Ferrand, C. Billaudeau, D. Marguet, A. Muir, J. Knight, and H. Rigneault, "Double-clad hollow core photonic crystal fiber for coherent Raman endoscope," *Opt. Express* **19**(13), 12562–12568 (2011). [doi:10.1364/OE.19.012562].
13. D. M. Huland, K. Charan, D. G. Ouzounov, J. S. Jones, N. Nishimura, and C. Xu, "Three-photon excited fluorescence imaging of unstained tissue using a GRIN lens endoscope," *Biomed. Opt. Express* **4**(5), 652–658 (2013). [doi:10.1364/BOE.4.000652].
14. K. Murari, Y. Zhang, S. Li, Y. Chen, M.-J. Li, and X. Li, "Compensation-free, all-fiber-optic, two-photon endomicroscopy at 1.55  $\mu\text{m}$ ," *Opt. Lett.* **36**(7), 1299–1301 (2011). [doi:10.1364/OL.36.001299].
15. G. Liu, K. Kieu, F. W. Wise, and Z. Chen, "Multiphoton microscopy system with a compact fiber-based femtosecond-pulse laser and hand-held probe," *J. Biophotonics* **4**(1-2), 34–39 (2011). [doi:10.1002/jbio.201000049].
16. M. Lelek, E. Suran, F. Louradour, A. Barthelemy, B. Viellerobe, and F. Lacombe, "Coherent femtosecond pulse shaping for the optimization of a non-linear microendoscope," *Opt. Express* **15**(16), 10154–10162 (2007). [doi:10.1364/OE.15.010154].
17. C. Lefort, T. Mansuryan, F. Louradour, and A. Barthelemy, "Pulse compression and fiber delivery of 45 fs Fourier transform limited pulses at 830 nm," *Opt. Lett.* **36**(2), 292–294 (2011). [doi:10.1364/OL.36.000292].
18. J. P. Gordon, "Theory of the soliton self-frequency shift," *Opt. Lett.* **11**(10), 662–664 (1986). [doi:10.1364/OL.11.000662].
19. X.-H. Fang, M.-L. Hu, B.-W. Liu, L. Chai, C.-Y. Wang, H.-F. Wei, W.-J. Tong, J. Luo, C.-K. Sun, A. A. Voronin, and A. M. Zheltikov, "An all-photonic-crystal-fiber wavelength-tunable source of high-energy sub-100 fs pulses," *Opt. Commun.* **289**, 123–126 (2013). [doi:10.1016/j.optcom.2012.07.089].
20. G. McConnell and E. Riis, "Photonic crystal fibre enables short-wavelength two-photon laser scanning fluorescence microscopy with fura-2," *Phys. Med. Biol.* **49**(20), 4757–4763 (2004). [doi:10.1088/0031-9155/49/20/007].
21. E. R. Andresen, P. Berto, and H. Rigneault, "Stimulated Raman scattering microscopy by spectral focusing and fiber-generated soliton as Stokes pulse," *Opt. Lett.* **36**(13), 2387–2389 (2011). [doi:10.1364/OL.36.002387].
22. K. Wang and C. Xu, "Tunable high-energy soliton pulse generation from a large-mode-area fiber and its application to third harmonic generation microscopy," *Appl. Phys. Lett.* **99**(7), 071112 (2011). [doi:10.1063/1.3628337].
23. D. G. Ouzounov, F. R. Ahmad, D. Müller, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, M. G. Thomas, J. Silcox, K. W. Koch, and A. L. Gaeta, "Generation of megawatt optical solitons in hollow-core photonic bandgap fibers," *Science* **301**(5640), 1702–1704 (2003). [doi:10.1126/science.1088387].
24. M. E. Pedersen, J. Cheng, K. Charan, K. Wang, C. Xu, L. Grüner-Nielsen, and D. Jakobsen, "Higher-order-mode fiber optimized for energetic soliton propagation," *Opt. Lett.* **37**(16), 3459–3461 (2012). [doi:10.1364/OL.37.003459].
25. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press (2001). [doi:].
26. A. Bétourné, A. Kudlinski, G. Bouwmans, O. Vanvincq, A. Mussot, and Y. Quiquempois, "Control of supercontinuum generation and soliton self-frequency shift in solid-core photonic bandgap fibers," *Opt. Lett.* **34**(20), 3083–3085 (2009). [doi:10.1364/OL.34.003083].
27. A. Bendahmane, A. Mussot, O. Vanvincq, G. Bouwmans, A. Kudlinski, S. Saint-Jalm, E. R. Andresen, and H. Rigneault, "Solid-core photonic bandgap fiber for the generation of tunable high-energy solitons," in *3rd Workshop on Specialty Optical Fibers and their applications*, W3.36, Optical Society of America (2013). [doi:10.1364/WSOF.2013.W3.36].
28. O. Vanvincq, A. Kudlinski, A. Bétourné, Y. Quiquempois, and G. Bouwmans, "Extreme deceleration of the soliton self-frequency shift by the third-order dispersion in solid-core photonic bandgap fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **27**(11), 2328–2335 (2010). [doi:10.1364/OL.34.003083].
29. M. A. Albota, C. Xu, and W. W. Webb, "Two-photon fluorescence excitation cross sections of biomolecular probes from 690 to 960 nm," *Appl. Opt.* **37**(31), 7352–7356 (1998). [doi:10.1364/AO.37.007352].
30. N. S. Makarov, M. Drobizhev, and A. Rebane, "Two-photon absorption standards in the 550–1600 nm excita-



# Génération d'un breather d'Akhmediev dans une fibre SMF28

Nous avons utilisé le dispositif expérimental décrits dans le chapitre 8 afin d'observer deux cycles de récurrence FPU dans une fibre SMF28 de 510 m de long. La longueur d'onde de la pompe a été fixée à 1560 nm et celle du signal à 1561 nm (123 GHz de modulation).

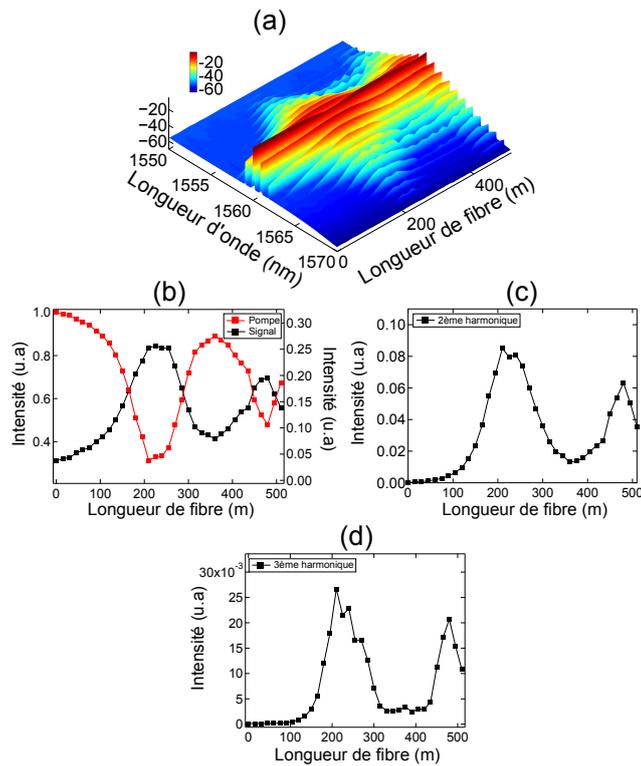


FIGURE C.1 – (a) Dynamique spectrale mesurée par découpes successives d'une fibre SMF28 d'une longueur de 510 m. (b) Évolution longitudinale de la puissance de pompe (rouge) et du signal (noir) injectés dans la fibre. Évolution longitudinale de la puissance de (c) la deuxième et (d) la troisième harmonique du côté Stokes de la pompe.



# Bibliographie de l'auteur

---

## Articles en cours de révision

1. C. Fourcade-Dutin, Q. Bassery, D. Bigourd, **A. Bendahmane**, A.Kudlinski, M. Douay, et A. Mussot, "12 THz flat gain fiber optical parametric amplifiers with dispersion varying fibers" (article soumis à la revue *Optics express*).

## Articles parus dans des revues à comité de lecture

1. **A. Bendahmane**, F. Braud, B. Barviau, A. Mussot, and A.Kudlinski, "Dynamics of cascaded resonant radiations in a dispersion-varying optical fiber", *Optica*, Vol. 1, Issue 4, pp. 243-249 (2014).
2. M. Billet, F. Braud, **A. Bendahmane**, M. Conforti, A. Mussot, and A. Kudlinski, "Emission of multiple dispersive waves from a single Raman-Shifting soliton in an axially-varying optical fiber", *Optics Express*, Vol. 22, Issue 21, pp. 25673-25678 (2014).
3. S. Saint-Jalm, E. R. Andresen, P. Ferrand, **A. Bendahmane**, A. Mussot, O. Vanvincq, G. Bouwmans, A. Kudlinski, and H. Rigneault, "Fiber based ultra-short pulse delivery for nonlinear imaging using high energy solitons", *Journal of Biomedical Optics*, Vol. 19, Issue 8, 086021 (2014).
4. **A. Bendahmane**, A. Mussot, P. Szriftgiser, O. Zerkak, G. Genty, J. M. Dudley, and A.Kudlinski, "Experimental dynamics of Akhmediev breathers in a dispersion-varying optical fiber", *Optics Letters*, Vol. 39, Issue 15, pp. 4490-4493 (2014).
5. **A. Bendahmane**, O. Vanvincq, A. Mussot, and A. Kudlinski, , "Control of the soliton self-frequency shift dynamics using topographic optical fibers", *Optics Letters*, Vol. 38, Issue 17, pp. 3390-3393 (2013).
6. A. Kudlinski, **A. Bendahmane**, D. Labat, S. Virally, R. T. Murray, E. J. R. Kelleher, and A. Mussot, "Simultaneous scalar and cross-phase modulation instabilities in highly birefringent photonic crystal fiber", *Optics Express*, Vol. 21, Issue 7, pp. 8437-8443 (2013).
7. O.Vanvincq, **A.Bendahmane**, A.Mussot et A.Kudlinski, "Partition of the instantaneous and delayed nonlinear responses for the propagation of ultra-short solitons in optical fibers", *Physical Review A* 85, 033838 (2012).

## Communications orales dans des conférences internationales

1. **A. Bendahmane**, F. Braud, M. Conforti, B. Barviau, A. Mussot, and A. Kudlinski, "Cascade d'onde dispersives dans une fibre à dispersion oscillante (**Conférence invitée**)", 34èmes Journées nationales d'optique guidée, 29-31 Octobre, Nice, France (2014).
2. **A. Bendahmane**, F. Braud, M. Conforti, B. Barviau, A. Mussot, and A. Kudlinski, "Dynamics of cascaded multiple dispersive waves generation in a dispersion oscillating photonic crystal fiber", in Nonlinear Photonics (Optical Society of America, 2014), July 27-31, Barcelona, Spain (2014).
3. O. Vanvincq, **A. Bendahmane**, A. mussot, and A. Kudlinski, "Partition of the instantaneous and delayed nonlinear responses in optical fibers", in Advanced Photonics Congress, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2012), paper NM2C.6.

## Communications par affiches dans des conférences internationales

1. **A. Bendahmane**, A. Mussot, P. Szriftgiser, A. Le Rouge, Y. Quiquempois, L. Bigot, G. Genty, J. M. Dudley, and A. Kudlinski, "Dynamics of Akhmediev breathers in a dispersion-varying optical fiber", in Nonlinear Photonics (Optical Society of America, 2014), July 27-31, Barcelona, Spain (2014).
2. **A. Bendahmane**, O. Vanvincq, A. Mussot, and A. Kudlinski, "Control of the soliton self-frequency shift using PCF tapers with tailored longitudinal profiles", in Workshop on Specialty Optical Fibers and their Applications, (Optical Society of America, 2013), paper F2.15.
3. **A. Bendahmane**, A. Mussot, O. Vanvincq, G. Bouwmans, A. Kudlinski, S. Saint-jalm, E. Andresen, and H. Rigneault, "Solid-core photonic bandgap fiber for the generation of tunable high-energy solitons", in Workshop on Specialty Optical Fibers and their Applications, (Optical Society of America, 2013), paper W3.36.
4. **A. Bendahmane**, A. Mussot, A. Kudlinski, G. Genty, and J. Dudley, "Stabilizing optical rogue waves with fiber topography", in 2013 Conference on Lasers and Electro-Optics - International Quantum Electronics Conference, (Optical Society of America, 2013), paper JSIII-P-1.

# Bibliographie

- [1] J. SCOTT-RUSSELL, « Report on waves », in *Proceedings of the Royal Society of Edinburgh*, p. 319–320, 1844. (Cité en page 3.)
- [2] N. J. ZABUSKY et M. D. KRUSKAL, « Interaction of "solitons" in a collisionless plasma and the recurrence of initial states », *Physical Review Letters*, vol. 15, no. 6, p. 240–243, 1965. (Cité en page 3.)
- [3] A. HASEGAWA et F. TAPPERT, « Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. i. anomalous dispersion », *Applied Physics Letters*, vol. 23, no. 3, p. 142–144, 1973. (Cité en page 3.)
- [4] L. F. MOLLENAUER, R. H. STOLEN et J. P. GORDON, « Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 45, no. 13, p. 1095–1098, 1980. (Cité en pages 3 et 29.)
- [5] R. H. STOLEN, L. F. MOLLENAUER et W. J. TOMLINSON, « Observation of pulse restoration at the soliton period in optical fibers », *Opt. Lett.*, vol. 8, no. 3, p. 186–188, 1983. (Cité en pages 3 et 29.)
- [6] W. HODEL et H. P. WEBER, « Decay of femtosecond higher-order solitons in an optical fiber induced by raman self-pumping », *Optics Letters*, vol. 12, no. 11, p. 924–926, 1987. (Cité en page 3.)
- [7] K. TAI, A. HASEGAWA et N. BEKKI, « Fission of optical solitons induced by stimulated raman effect », *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 5, p. 392–394, 1988. (Cité en pages 3, 33 et 77.)
- [8] 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 mono-mode optical fibers », *Opt. Lett.*, vol. 11, no. 7, p. 464–466, 1986. (Cité en pages 3 et 77.)
- [9] P. K. A. WAI, C. R. MENYUK, H. H. CHEN et Y. C. LEE, « Soliton at the zero-group-dispersion wavelength of a single-mode fiber », *Opt. Lett.*, vol. 12, no. 8, p. 628–630, 1987. (Cité en page 3.)
- [10] P. BEAUD, W. HODEL, B. ZYSSET et H. WEBER, « Ultrashort pulse propagation, pulse breakup, and fundamental soliton formation in a single-mode optical fiber », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 23, no. 11, p. 1938 – 1946, 1987. (Cité en pages 3, 33, 45 et 58.)
- [11] N. AKHMEDIEV et M. KARLSSON, « Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers », *Phys. Rev. A*, vol. 51, no. 3, p. 2602–2607, 1995. (Cité en pages 3, 30, 31 et 77.)
- [12] L. F. MOLLENAUER et K. SMITH, « Demonstration of soliton transmission over more than 4000 km in fiber with loss periodically compensated by raman gain », *Optics Letters*, vol. 13, no. 8, p. 675–677, 1988. (Cité en page 3.)

- [13] E. M. DIANOV, A. Y. . KARASIK, P. V. MAMYSHEV, A. M. PROKHOROV, V. N. SERKIN, M. F. . STELMAKH et A. A. FOMICHEV, « Stimulated-Raman conversion of multisoliton pulses in quartz optical fibers », *JETP Lett.*, vol. 41, p. 294–297, 1985. (Cité en page 3.)
- [14] F. M. MITSCHKE et L. F. MOLLENAUER, « Discovery of the soliton self-frequency shift », *Opt. Lett.*, vol. 11, no. 10, p. 659–661, 1986. (Cité en pages 3, 32 et 33.)
- [15] N. NISHIZAWA et T. GOTO, « Compact system of wavelength-tunable femto-second soliton pulse generation using optical fibers », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 3, p. 325–327, 1999. (Cité en pages 3 et 45.)
- [16] J. K. RANKA, R. S. WINDELER et A. J. STENTZ, « Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm », *Opt. Lett.*, vol. 25, p. 25–27, jan 2000. (Cité en pages 3, 12 et 20.)
- [17] I. CORMACK, D. REID, W. WADSWORTH, J. KNIGHT et P. RUSSELL, « Observation of soliton self-frequency shift in photonic crystal fibre », *Electronics Letters*, vol. 38, no. 4, p. 167–169, 2002. (Cité en pages 4 et 45.)
- [18] E. R. ANDRESEN, V. BIRKEDAL, J. THOGERSEN et S. R. KEIDING, « Tunable light source for coherent anti-stokes raman scattering microspectroscopy based on the soliton self-frequency shift », *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 9, p. 1328–1330, 2006. (Cité en page 4.)
- [19] E. R. ANDRESEN et H. RIGNEAULT, « Soliton dynamics in photonic-crystal fibers for coherent raman microspectroscopy and microscopy », *Optical Fiber Technology*, vol. 18, no. 5, p. 379–387, 2012. (Cité en pages 4 et 43.)
- [20] J. M. DUDLEY et J. R. TAYLOR, *Supercontinuum Generation in Optical Fibers*. Cambridge University Press, 1 éd., 2010. (Cité en pages 4, 16, 27, 77, 101 et 102.)
- [21] D. R. SOLLI, C. ROPERS, P. KOONATH et B. JALALI, « Optical rogue waves », *Nature*, vol. 450, no. 7172, p. 1054–1057, 2007. (Cité en pages 4 et 43.)
- [22] A. MUSSOT, A. KUDLINSKI, M. KOLOBOV, E. LOUVERGNEAUX, M. DOUAY et M. TAKI, « Observation of extreme temporal events in CW-pumped supercontinuum », *Opt. Express*, vol. 17, no. 19, p. 17010–17015, 2009. (Cité en page 4.)
- [23] X. LIU, C. XU, W. H. KNOX, J. K. CHANDALIA, B. J. EGGLETON, S. G. KOSINSKI et R. S. WINDELER, « Soliton self-frequency shift in a short tapered air-silica microstructure fiber », *Opt. Lett.*, vol. 26, no. 6, p. 358–360, 2001. (Cité en pages 4 et 45.)
- [24] A. KUDLINSKI, A. K. GEORGE, J. C. KNIGHT, J. C. TRAVERS, A. B. RULKOV, S. V. POPOV et J. R. TAYLOR, « Zero-dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers for ultraviolet-extended supercontinuum generation », *Opt. Express*, vol. 14, no. 12, p. 5715–5722, 2006. (Cité en page 4.)

- [25] A. KUDLINSKI, B. BARVIAU, A. LERAY, C. SPRIET, L. HÉLIOT et A. MUS-SOT, « Control of pulse-to-pulse fluctuations in visible supercontinuum », *Opt. Express*, vol. 18, no. 26, p. 27445–27454, 2010. (Cité en page 4.)
- [26] S. P. STARK, A. PODLIPENSKY et P. S. J. RUSSELL, « Soliton blueshift in tapered photonic crystal fibers », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, no. 8, p. 083903, 2011. (Cité en pages 4 et 79.)
- [27] J. HECHT, *City of Light : The Story of Fiber Optics*. Oxford University Press, 2004. (Cité en page 9.)
- [28] K. KAO et G. HOCKHAM, « Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies », *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 113, no. 7, p. 1151–1158, 1966. (Cité en page 9.)
- [29] C. K. KAO, « Nobel lecture : Sand from centuries past : Send future voices fast », *Rev. Mod. Phys.*, vol. 82, no. 3, p. 2299–2303, 2010. (Cité en page 9.)
- [30] CORNING, « Corning smf28 optical fiber : Product information », 2002. (Cité en pages 11, 19 et 23.)
- [31] G. P. AGRAWAL, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 5ième éd., 2013. (Cité en pages 11, 17, 19, 21, 22, 23, 24, 26, 29, 30, 32, 33, 37, 77, 84, 92, 101, 102 et 103.)
- [32] B. BARVIAU, *Nouveaux concepts théoriques et expérimentaux pour la génération de fréquences dans les fibres optiques : instabilité modulationnelle, laser Raman impulsif et approche thermodynamique du supercontinuum*. Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 2009. (Cité en page 11.)
- [33] L. COHEN, W. MAMMEL et S. JANG, « Low-loss quadruple-clad single-mode lightguides with dispersion below 2 ps/km nm over the 1.28  $\mu\text{m}$  - 1.65  $\mu\text{m}$  wavelength range », *Electronics Letters*, vol. 18, no. 24, p. 1023–1024, 1982. (Cité en pages 12 et 20.)
- [34] J. C. KNIGHT, T. A. BIRKS, P. S. J. RUSSELL et D. M. ATKIN, « All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding », *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 19, p. 1547–1549, 1996. (Cité en pages 12 et 15.)
- [35] R. F. CREGAN, B. J. MANGAN, J. C. KNIGHT, T. A. BIRKS, P. S. J. RUSSELL, P. J. ROBERTS et D. C. ALLAN, « Single-mode photonic band gap guidance of light in air », *Science*, vol. 285, no. 5433, p. 1537–1539, 1999. (Cité en pages 12 et 16.)
- [36] P. RUSSELL, « Photonic crystal fibers », *Science*, vol. 299, p. 358–362, jan 2003. (Cité en pages 12 et 14.)
- [37] NKTPHOTONICS, « [http ://www.nktpotonics.com/side5302.html](http://www.nktpotonics.com/side5302.html) », 2014. (Cité en page 13.)
- [38] T. MONRO, Y. WEST, D. HEWAK, N. BRODERICK et D. RICHARDSON, « Chalcogenide holey fibres », *Electronics Letters*, vol. 36, no. 24, p. 1998–2000, 2000. (Cité en page 13.)

- [39] V. V. R. K. KUMAR, A. GEORGE, J. KNIGHT et P. RUSSELL, « Tellurite photonic crystal fiber », *Opt. Express*, vol. 11, no. 20, p. 2641–2645, 2003. (Cité en page 13.)
- [40] P. S. RUSSELL, « Photonic-crystal fibers », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 12, p. 4729–4749, 2006. (Cité en pages 14, 18 et 20.)
- [41] A. BJARKLEV, J. BROENG et A. S. BJARKLEV, *Photonic crystal fibres*. Springer Science, 5ième éd., 2003. (Cité en page 14.)
- [42] T. BIRKS, P. ROBERTS, P. RUSSELL, D. M. ATKIN et T. SHEPHERD, « Full 2-d photonic bandgaps in silica/air structures », *Electronics Letters*, vol. 31, no. 22, p. 1941–1943, 1995. (Cité en page 15.)
- [43] C. KITTEL, *Introduction à la physique de l'état solide*. Dunod, Paris, 7ième éd., 1998. (Cité en page 16.)
- [44] J. C. KNIGHT, J. BROENG, T. A. BIRKS et P. S. J. RUSSELL, « Photonic band gap guidance in optical fibers », *Science*, vol. 282, no. 5393, p. 1476–1478, 1998. PMID : 9822375. (Cité en page 16.)
- [45] A. BAZ, L. BIGOT, G. BOUWMANS et Y. QUIQUEMPOIS, « Single-mode, large mode area, solid-core photonic BandGap fiber with hetero-structured cladding », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 31, no. 5, p. 830–835, 2013. (Cité en page 16.)
- [46] A. ORTIGOSA-BLANCH, J. C. KNIGHT, W. J. WADSWORTH, J. ARRIAGA, B. J. MANGAN, T. A. BIRKS et P. S. J. RUSSELL, « Highly birefringent photonic crystal fibers », *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 18, p. 1325–1327, 2000. (Cité en page 17.)
- [47] J. STONE et G. E. WALRAFEN, « Overtone vibrations of OH groups in fused silica optical fibers », *The Journal of Chemical Physics*, vol. 76, no. 4, p. 1712–1722, 1982. (Cité en page 18.)
- [48] O. HUMBACH, H. FABIAN, U. GRZESIK, U. HAKEN et W. HEITMANN, « Analysis of OH absorption bands in synthetic silica », *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 203, p. 19–26, 1996. (Cité en page 18.)
- [49] CORNING, « Corning SMF28 ULL optical fiber : Product information », 2014. (Cité en page 18.)
- [50] I. GRIS-SÁNCHEZ et J. C. KNIGHT, « Time-dependent degradation of photonic crystal fiber attenuation around OH absorption wavelengths », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, no. 23, p. 3597–3602, 2012. (Cité en pages 18 et 60.)
- [51] L. COHEN, C. LIN et W. FRENCH, « Tailoring zero chromatic dispersion into the 1.5  $\mu\text{m}$ –1.6  $\mu\text{m}$  low-loss spectral region of single-mode fibres », *Electronics Letters*, vol. 15, no. 12, p. 334–335, 1979. (Cité en page 19.)
- [52] R. W. BOYD, *Nonlinear optics*. Academic Press, 2ème éd., 2003. (Cité en pages 22 et 26.)

- [53] B. BARVIAU, O. VANVINCQ, A. MUSSOT, Y. QUIQUEMPOIS, G. MÉLIN et A. KUDLINSKI, « Enhanced soliton self-frequency shift and CW supercontinuum generation in GeO<sub>2</sub>-doped core photonic crystal fibers », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 28, no. 5, p. 1152–1160, 2011. (Cité en pages 23 et 27.)
- [54] T. NAKANISHI, M. HIRANO, T. OKUNO et M. ONISHI, « Silica-based highly nonlinear fiber with  $\gamma = 30/\text{w}/\text{km}$  and its FWM-based conversion efficiency », in *Optical Fiber Communication Conference, 2006 and the 2006 National Fiber Optic Engineers Conference. OFC 2006*, p. 3, 2006. (Cité en page 23.)
- [55] L. DONG, B. K. THOMAS et L. FU, « Highly nonlinear silica suspended core fibers », *Opt. Express*, vol. 16, p. 16423–16430, Oct 2008. (Cité en page 23.)
- [56] D. G. OUZOUNOV, F. R. AHMAD, D. MULLER, N. VENKATARAMAN, M. T. GALLAGHER, M. G. THOMAS, J. SILCOX, K. W. KOCH et A. L. GAETA, « Generation of megawatt optical solitons in hollow-core photonic band-gap fibers », *Science*, vol. 301, no. 5640, p. 1702–1704, 2003. (Cité en page 23.)
- [57] R. H. STOLEN, E. P. IPPEN et A. R. TYNES, « Raman oscillation in glass optical waveguide », *Applied Physics Letters*, vol. 20, no. 2, p. 62–64, 1971. (Cité en page 25.)
- [58] M. ISLAM, « Raman amplifiers for telecommunications », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, no. 3, p. 548–559, 2002. (Cité en page 26.)
- [59] R. H. STOLEN, J. P. GORDON, W. J. TOMLINSON et H. A. HAUS, « Raman response function of silica-core fibers », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, p. 1159–1166, Jun 1989. (Cité en page 27.)
- [60] K. BLOW et D. WOOD, « Theoretical description of transient stimulated raman scattering in optical fibers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, no. 12, p. 2665–2673, 1989. (Cité en page 27.)
- [61] Q. LIN et G. P. AGRAWAL, « Raman response function for silica fibers », *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 21, p. 3086–3088, 2006. (Cité en page 27.)
- [62] D. HOLLENBECK et C. D. CANTRELL, « Multiple-vibrational-mode model for fiber-optic raman gain spectrum and response function », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no. 12, p. 2886–2892, 2002. (Cité en pages 27 et 48.)
- [63] J. LAEGSGAARD, « Mode profile dispersion in the generalised nonlinear schrödinger equation », *Opt. Express*, vol. 15, no. 24, p. 16110–16123, 2007. (Cité en pages 27 et 28.)
- [64] D. V. SKRYABIN, F. LUAN, J. C. KNIGHT et P. S. J. RUSSELL, « Soliton self-frequency shift cancellation in photonic crystal fibers », *Science*, vol. 301, no. 5640, p. 1705–1708, 2003. (Cité en pages 31, 79, 80 et 81.)
- [65] J. P. GORDON, « Theory of the soliton self-frequency shift », *Opt. Lett.*, vol. 11, no. 10, p. 662–664, 1986. (Cité en page 32.)
- [66] J. SANTHANAM et G. P. AGRAWAL, « Raman-induced spectral shifts in optical fibers : general theory based on the moment method », *Optics Communications*, vol. 222, no. 1-6, p. 413–420, 2003. (Cité en page 33.)

- [67] K. E. WEBB, Y. Q. XU, M. ERKINTALO et S. G. MURDOCH, « Generalized dispersive wave emission in nonlinear fiber optics », *Opt. Lett.*, vol. 38, p. 151–153, jan 2013. (Cité en pages 33 et 77.)
- [68] M. CONFORTI et S. TRILLO, « Dispersive wave emission from wave breaking », *Optics Letters*, vol. 38, no. 19, p. 3815–3818, 2013. (Cité en pages 33 et 77.)
- [69] B. ZYSSET, P. BEAUD et W. HODEL, « Generation of optical solitons in the wavelength region 1.37 - 1.49  $\mu\text{m}$  », *Applied Physics Letters*, vol. 50, no. 16, p. 1027–1029, 1987. (Cité en page 33.)
- [70] J. HERRMANN, U. GRIEBNER, N. ZHAVORONKOV, A. HUSAKOU, D. NICKEL, J. C. KNIGHT, W. J. WADSWORTH, P. S. J. RUSSELL et G. KORN, « Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, no. 17, p. 173901, 2002. (Cité en page 34.)
- [71] K. SAITOH et M. KOSHIBA, « Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers », *Optics Express*, vol. 13, no. 1, p. 267, 2005. (Cité en pages 36, 51, 131 et 132.)
- [72] J. HULT, « A fourth-order Runge-Kutta in the interaction picture method for simulating supercontinuum generation in optical fibers », *J. Lightwave Technol.*, vol. 25, no. 12, p. 3770–3775, 2007. (Cité en page 37.)
- [73] O. SINKIN, R. HOLZLOHNER, J. ZWECK et C. MENYUK, « Optimization of the split-step fourier method in modeling optical-fiber communications systems », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, p. 61–68, jan 2003. (Cité en page 38.)
- [74] J. M. DUDLEY, G. GENTY et S. COEN, « Supercontinuum generation in photonic crystal fiber », *Rev. Mod. Phys.*, vol. 78, no. 4, p. 1135–1184, 2006. (Cité en pages 38 et 43.)
- [75] M. H. FROSZ, « Validation of input-noise model for simulations of supercontinuum generation and rogue waves », *Opt. Express*, vol. 18, no. 14, p. 14778–14787, 2010. (Cité en pages 38 et 101.)
- [76] R. TREBINO, *Frequency-Resolved Optical Gating : The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Kluwer Academic Publishers, 1 éd., 2000. (Cité en page 39.)
- [77] N. NISHIZAWA et T. GOTO, « Trapped pulse generation by femtosecond soliton pulse in birefringent optical fibers », *Opt. Express*, vol. 10, no. 5, p. 256–261, 2002. (Cité en page 39.)
- [78] K. WANG, N. HORTON, K. CHARAN et C. XU, « Advanced fiber soliton sources for nonlinear deep tissue imaging in biophotonics », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, no. 2, p. 6800311–6800311, 2014. (Cité en page 43.)
- [79] C. TEISSET, N. ISHII, T. FUJI, T. METZGER, S. KÖHLER, R. HOLZWARTH, A. BALTUŠKA, A. ZHELTIKOV et F. KRAUSZ, « Soliton-based pump-seed synchronization for few-cycle opcpa », *Opt. Express*, vol. 13, no. 17, p. 6550–6557, 2005. (Cité en page 43.)

- [80] T. NORTH et M. ROCHETTE, « Broadband self-pulsating fiber laser based on soliton self-frequency shift and regenerative self-phase modulation », *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 14, p. 2799–2801, 2012. (Cité en page 43.)
- [81] B. R. WASHBURN, J. A. BUCK et S. E. RALPH, « Transform-limited spectral compression due to self-phase modulation in fibers », *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 7, p. 445–447, 2000. (Cité en page 43.)
- [82] J. LIMPERT, T. GABLER, A. LIEM, H. ZELLMER et A. TUNNERMANN, « SPM-induced spectral compression of picosecond pulses in a single-mode yb-doped fiber amplifier », *Applied Physics B*, vol. 74, no. 2, p. 191–195, 2002. (Cité en page 43.)
- [83] S. V. CHERNIKOV, D. J. RICHARDSON, D. N. PAYNE et E. M. DIANOV, « Soliton pulse compression in dispersion-decreasing fiber », *Optics Letters*, vol. 18, no. 7, p. 476–478, 1993. (Cité en pages 45 et 64.)
- [84] P. V. MAMYSHEV et S. V. CHERNIKOV, « Ultrashort-pulse propagation in optical fibers », *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 19, p. 1076–1078, 1990. (Cité en page 45.)
- [85] A. C. JUDGE, O. BANG, B. J. EGGLETON, B. T. KUHLMEY, E. C. MAGI, R. PANT et C. M. de STERKE, « Optimization of the soliton self-frequency shift in a tapered photonic crystal fiber », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 26, no. 11, p. 2064–2071, 2009. (Cité en pages 45 et 46.)
- [86] A. AL-KADRY et M. ROCHETTE, « Maximized soliton self-frequency shift in non-uniform microwires by the control of third-order dispersion perturbation », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 31, no. 9, p. 1462–1467, 2013. (Cité en page 46.)
- [87] B. KIBLER, J. M. DUDLEY et S. COEN, « Supercontinuum generation and nonlinear pulse propagation in photonic crystal fiber : influence of the frequency-dependent effective mode area », *Applied Physics B*, vol. 81, no. 2-3, p. 337–342, 2005. (Cité en page 46.)
- [88] O. VANVINCQ, A. KUDLINSKI, A. BÉTOURNÉ, Y. QUIQUEMPOIS et G. BOUWMANS, « Extreme deceleration of the soliton self-frequency shift by the third-order dispersion in solid-core photonic bandgap fibers », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, no. 11, p. 2328–2335, 2010. (Cité en page 46.)
- [89] M. L. V. TSE, P. HORAK, J. H. V. PRICE, F. POLETTI, F. HE et D. J. RICHARDSON, « Pulse compression at 1.06  $\mu\text{m}$  in dispersion-decreasing holey fibers », *Optics Letters*, vol. 31, no. 23, p. 3504–3506, 2006. (Cité en pages 46 et 64.)
- [90] M. ERKINTALO, G. GENTY, B. WETZEL et J. M. DUDLEY, « Limitations of the linear raman gain approximation in modeling broadband nonlinear propagation in optical fibers », *Opt. Express*, vol. 18, no. 24, p. 25449–25460, 2010. (Cité en page 46.)
- [91] O. VANVINCQ, A. BENDAHDANE, A. MUSSOT et A. KUDLINSKI, « Partition of the instantaneous and delayed nonlinear responses for the propagation of

- ultrashort solitons in optical fibers », *Phys. Rev. A*, vol. 85, no. 3, p. 033838, 2012. (Cité en page 47.)
- [92] O. VANVINCQ, *Etude théorique des propriétés optiques linéaires et non-linéaires des fibres à bandes interdites photoniques à coeur solide*. Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologie de Lille, 2011. (Cité en pages 47, 60 et 71.)
- [93] A. C. JUDGE, S. A. DEKKER, R. PANT, C. M. de STERKE et B. J. EGGLETON, « Soliton self-frequency shift performance in As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> waveguides », *Opt. Express*, vol. 18, no. 14, p. 14960–14968, 2010. (Cité en page 47.)
- [94] M. MITCHELL, *An Introduction to Genetic Algorithms*. MIT, 1998. (Cité en pages 49, 50 et 51.)
- [95] E. KERRINCKX, L. BIGOT, M. DOUAY et Y. QUIQUEMPOIS, « Photonic crystal fiber design by means of a genetic algorithm », *Opt. Express*, vol. 12, no. 9, p. 1990–1995, 2004. (Cité en page 49.)
- [96] F. POLETTI, V. FINAZZI, T. M. MONRO, N. G. R. BRODERICK, V. TSE et D. J. RICHARDSON, « Inverse design and fabrication tolerances of ultra-flattened dispersion holey fibers », *Opt. Express*, vol. 13, no. 10, p. 3728–3736, 2005. (Cité en page 49.)
- [97] J. SKAAR et K. RISVIK, « A genetic algorithm for the inverse problem in synthesis of fiber gratings », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, no. 10, p. 1928–1932, 1998. (Cité en page 49.)
- [98] W. Q. ZHANG, S. AFSHAR V. et T. M. MONRO, « A genetic algorithm based approach to fiber design for high coherence and large bandwidth supercontinuum generation », *Opt. Express*, vol. 17, no. 21, p. 19311–19327, 2009. (Cité en page 49.)
- [99] N. G. R. BRODERICK, « Method for pulse transformations using dispersion varying optical fibre tapers », *Opt. Express*, vol. 18, no. 23, p. 24060–24069, 2010. (Cité en page 49.)
- [100] AMPLITUDE-SYSTÈMES, « Site internet du fabricant amplitude systèmes : Url= <http://www.amplitude-systemes.com/oscillateurs-mikan.html> », 2014. (Cité en page 57.)
- [101] N. NISHIZAWA et T. GOTO, « Pulse trapping by ultrashort soliton pulses in optical fibers across zero-dispersion wavelength », *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 3, p. 152–154, 2002. (Cité en page 58.)
- [102] S. A. DEKKER, A. C. JUDGE, R. PANT, I. GRIS-SÁNCHEZ, J. C. KNIGHT, C. M. de STERKE et B. J. EGGLETON, « Highly-efficient, octave spanning soliton self-frequency shift using a specialized photonic crystal fiber with low OH loss », *Opt. Express*, vol. 19, no. 18, p. 17766–17773, 2011. (Cité en page 58.)
- [103] I. GRIS-SÁNCHEZ, B. MANGAN et J. KNIGHT, « Reducing spectral attenuation in small-core photonic crystal fibers », *Opt. Mater. Express*, vol. 1, no. 2, p. 179–184, 2011. (Cité en page 60.)

- [104] K. TAJIMA, « Compensation of soliton broadening in nonlinear optical fibers with loss », *Optics Letters*, vol. 12, p. 54–56, jan 1987. (Cité en pages 63 et 116.)
- [105] H. H. KUEHL, « Solitons on an axially nonuniform optical fiber », *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 5, no. 3, p. 709–713, 1988. (Cité en page 63.)
- [106] S. V. CHERNIKOV et P. V. MAMYSHEV, « Femtosecond soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion », *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 8, no. 8, p. 1633–1641, 1991. (Cité en pages 63 et 64.)
- [107] S. CHERNIKOV, D. RICHARDSON, E. DIANOV et D. PAYNE, « Picosecond soliton pulse compressor based on dispersion decreasing fibre », *Electronics Letters*, vol. 28, no. 19, p. 1842–1844, 1992. (Cité en page 64.)
- [108] A. B. FEDOTOV, A. A. VORONIN, I. V. FEDOTOV, A. A. IVANOV et A. M. ZHELTIKOV, « Spectral compression of frequency-shifting solitons in a photonic-crystal fiber », *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 5, p. 662–664, 2009. (Cité en page 64.)
- [109] N. NISHIZAWA, K. TAKAHASHI, Y. OZEKI et K. ITOH, « Wideband spectral compression of wavelength-tunable ultrashort soliton pulse using comb-profile fiber », *Opt. Express*, vol. 18, no. 11, p. 11700–11706, 2010. (Cité en page 64.)
- [110] H.-P. CHUANG et C.-B. HUANG, « Wavelength-tunable spectral compression in a dispersion-increasing fiber », *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 15, p. 2848–2850, 2011. (Cité en page 64.)
- [111] F. K. FATEMI, « Analysis of nonadiabatically compressed pulses from dispersion-decreasing fiber », *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 18, p. 1637–1639, 2002. (Cité en page 64.)
- [112] M.-L. TSE, P. HORAK, F. POLETTI et D. RICHARDSON, « Designing tapered holey fibers for soliton compression », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 44, no. 2, p. 192–198, 2008. (Cité en page 64.)
- [113] W.-T. CHAO, Y.-Y. LIN, J.-L. PENG et C.-B. HUANG, « Adiabatic pulse propagation in a dispersion-increasing fiber for spectral compression exceeding the fiber dispersion ratio limitation », *Optics Letters*, vol. 39, no. 4, p. 853–856, 2014. (Cité en page 64.)
- [114] J. C. TRAVERS, J. M. STONE, A. B. RULKOV, B. A. CUMBERLAND, A. K. GEORGE, S. V. POPOV, J. C. KNIGHT et J. R. TAYLOR, « Optical pulse compression in dispersion decreasing photonic crystal fiber », *Optics Express*, vol. 15, no. 20, p. 13203–13211, 2007. (Cité en page 64.)
- [115] K. TAMURA et M. NAKAZAWA, « Femtosecond soliton generation over a 32-nm wavelength range using a dispersion-flattened dispersion-decreasing fiber », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 3, p. 319–321, 1999. (Cité en page 64.)

- [116] M. ERKINTALO, Y. Q. XU, S. G. MURDOCH, J. M. DUDLEY et G. GENTY, « Cascaded phase matching and nonlinear symmetry breaking in fiber frequency combs », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, no. 22, p. 223904, 2012. (Cité en page 77.)
- [117] D. V. SKRYABIN et A. V. YULIN, « Theory of generation of new frequencies by mixing of solitons and dispersive waves in optical fibers », *Phys. Rev. E*, vol. 72, no. 1, p. 016619, 2005. (Cité en pages 77 et 87.)
- [118] A. EFIMOV, A. TAYLOR, F. OMENETTO, A. YULIN, N. JOLY, F. BIANCALANA, D. SKRYABIN, J. KNIGHT et P. RUSSELL, « Time-spectrally-resolved ultrafast nonlinear dynamics in small-core photonic crystal fibers : Experiment and modelling », *Optics Express*, vol. 12, no. 26, p. 6498–6507, 2004. (Cité en page 77.)
- [119] A. EFIMOV, A. V. YULIN, D. V. SKRYABIN, J. C. KNIGHT, N. JOLY, F. G. OMENETTO, A. J. TAYLOR et P. RUSSELL, « Interaction of an optical soliton with a dispersive wave », *Physical Review Letters*, vol. 95, no. 21, p. 213902, 2005. (Cité en page 77.)
- [120] B. H. CHAPMAN, J. C. TRAVERS, S. V. POPOV, A. MUSSOT et A. KUDLINSKI, « Long wavelength extension of CW-pumped supercontinuum through soliton-dispersive wave interactions », *Opt. Express*, vol. 18, no. 24, p. 24729–24734, 2010. (Cité en pages 77 et 87.)
- [121] F. BIANCALANA, D. V. SKRYABIN et A. V. YULIN, « Theory of the soliton self-frequency shift compensation by the resonant radiation in photonic crystal fibers », *Phys. Rev. E*, vol. 70, no. 1, p. 016615, 2004. (Cité en pages 79 et 81.)
- [122] Z. CHEN, A. J. TAYLOR et A. EFIMOV, « Coherent mid-infrared broadband continuum generation in non-uniform ZBLAN fiber taper », *Opt. Express*, vol. 17, no. 7, p. 5852–5860, 2009. (Cité en page 79.)
- [123] C. MILIÁN, A. FERRANDO et D. V. SKRYABIN, « Polychromatic Cherenkov radiation and supercontinuum in tapered optical fibers », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 29, no. 4, p. 589–593, 2012. (Cité en pages 80, 94, 96 et 126.)
- [124] F. R. ARTEAGA-SIERRA, C. MILIÁN, I. TORRES-GÓMEZ, M. TORRES-CISNEROS, A. FERRANDO et A. DÁVILA, « Multi-peak-spectra generation with Cherenkov radiation in a non-uniform single mode fiber », *Opt. Express*, vol. 22, no. 3, p. 2451–2458, 2014. (Cité en pages 80 et 126.)
- [125] R. BAUER et L. MELNIKOV, « Multi-soliton fission and quasi-periodicity in a fiber with a periodically modulated core diameter », *Optics Communications*, vol. 115, no. 1, p. 190–198, 1995. (Cité en page 80.)
- [126] N. SMITH, F. KNOX, N. DORAN, K. BLOW et I. BENNION, « Enhanced power solitons in optical fibres with periodic dispersion management », *Electronics Letters*, vol. 32, p. 54–55, jan 1996. (Cité en page 80.)
- [127] A. A. SYSOLIATIN, A. K. SENATOROV, A. I. KONYUKHOV, L. A. MELNIKOV et V. A. STASYUK, « Soliton fission management by dispersion oscillating fiber », *Opt. Express*, vol. 15, no. 25, p. 16302–16307, 2007. (Cité en page 80.)

- [128] Q. TIAN, Q. YANG, C.-Q. DAI et J.-F. ZHANG, « Controllable optical rogue waves : Recurrence, annihilation and sustainment », *Optics Communications*, vol. 284, no. 8, p. 2222–2225, 2011. (Cité en pages 99 et 111.)
- [129] C.-Q. DAI, Y.-Y. WANG, Q. TIAN et J.-F. ZHANG, « The management and containment of self-similar rogue waves in the inhomogeneous nonlinear Schrödinger equation », *Annals of Physics*, vol. 327, no. 2, p. 512–521, 2012. (Cité en pages 99 et 111.)
- [130] M. ONORATO, D. PROMENT et A. TOFFOLI, « Triggering rogue waves in opposing currents », *Physical Review Letters*, vol. 107, no. 18, p. 184502, 2011. (Cité en pages 99, 111, 124 et 127.)
- [131] U. AL KHAWAJA et M. TAKI, « Rogue waves management by external potentials », *Physics Letters A*, vol. 377, no. 41, p. 2944–2949, 2013. (Cité en pages 99 et 111.)
- [132] A. HASEGAWA, « Generation of a train of soliton pulses by induced modulational instability in optical fibers », *Opt. Lett.*, vol. 9, no. 7, p. 288–290, 1984. (Cité en page 102.)
- [133] S. PITOIS et G. MILLOT, « Experimental observation of a new modulational instability spectral window induced by fourth-order dispersion in a normally dispersive single-mode optical fiber », *Optics Communications*, vol. 226, no. 1–6, p. 415–422, 2003. (Cité en page 102.)
- [134] K. TAI, A. HASEGAWA et A. TOMITA, « Observation of modulational instability in optical fibers », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, no. 2, p. 135–138, 1986. (Cité en page 102.)
- [135] M. E. MARHIC, *Nonlinear Fiber Optics*. Cambridge University Press, 1 éd., 2012. (Cité en page 102.)
- [136] T. B. BENJAMIN et J. E. FEIR, « The disintegration of wave trains on deep water part 1. theory », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 27, no. 03, p. 417–430, 1967. (Cité en page 102.)
- [137] J. M. DUDLEY, G. GENTY, F. DIAS, B. KIBLER et N. AKHMEDIEV, « Modulation instability, Akhmediev Breathers and continuous wave supercontinuum generation », *Opt. Express*, vol. 17, no. 24, p. 21497–21508, 2009. (Cité en pages 102, 109 et 111.)
- [138] B. KIBLER, J. FATOME, C. FINOT, G. MILLOT, F. DIAS, G. GENTY, N. AKHMEDIEV et J. M. DUDLEY, « The Peregrine soliton in nonlinear fibre optics », *Nature Physics*, vol. 6, no. 10, p. 790–795, 2010. (Cité en pages 102, 105, 109 et 117.)
- [139] S. TRILLO et S. WABNITZ, « Dynamics of the nonlinear modulational instability in optical fibers », *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 13, p. 986–988, 1991. (Cité en page 103.)
- [140] G. VAN SIMAEYS, P. EMPLIT et M. HAELTERMAN, « Experimental study of the reversible behavior of modulational instability in optical fibers », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no. 3, p. 477–486, 2002. (Cité en pages 103, 106 et 109.)

- [141] N. N. AKHMEDIEV et V. I. KORNEEV, « Modulation instability and periodic solutions of the nonlinear Schrödinger equation », *Theoretical and Mathematical Physics*, vol. 69, no. 2, p. 1089–1093, 1986. (Cité en pages 103 et 105.)
- [142] K. B. DYSTHE et K. TRULSEN, « Note on breather type solutions of the NLS as models for freak-waves », *Physica Scripta*, vol. 1999, no. T82, p. 48, 1999. (Cité en page 104.)
- [143] D. H. PEREGRINE, « Water waves, nonlinear Schrödinger equations and their solutions », *The ANZIAM Journal*, vol. 25, no. 01, p. 16–43, 1983. (Cité en page 104.)
- [144] N. AKHMEDIEV, A. ANKIEWICZ et M. TAKI, « Waves that appear from nowhere and disappear without a trace », *Physics Letters A*, vol. 373, no. 6, p. 675–678, 2009. (Cité en page 104.)
- [145] A. CHABCHOUB, N. P. HOFFMANN et N. AKHMEDIEV, « Rogue wave observation in a water wave tank », *Physical Review Letters*, vol. 106, no. 20, p. 204502, 2011. (Cité en pages 105 et 111.)
- [146] E. FERMI, J. PASTA et S. ULAM, « Collected papers of enrico fermi », *Edited by E. Segre (Literary Licensing, Italy, 1965)*, vol. 18, p. 978, 1965. (Cité en page 105.)
- [147] G. VAN SIMAEYS, P. EMPLIT et M. HAELTERMAN, « Experimental demonstration of the Fermi-Pasta-Ulam recurrence in a modulationally unstable optical wave », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 87, no. 3, p. 033902, 2001. (Cité en pages 106, 119 et 122.)
- [148] B. WETZEL, *Études expérimentales et numériques des instabilités non-linéaires et des vagues scélérates optiques*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2012. (Cité en pages 107, 109 et 110.)
- [149] B. KIBLER, J. FATOME, C. FINOT, G. MILLOT, G. GENTY, B. WETZEL, N. AKHMEDIEV, F. DIAS et J. M. DUDLEY, « Observation of Kuznetsov-Ma soliton dynamics in optical fibre », *Sci Rep*, vol. 2, p. 463, 2012. (Cité en page 107.)
- [150] M. ERKINTALO, G. GENTY, B. WETZEL et J. DUDLEY, « Akhmediev breather evolution in optical fiber for realistic initial conditions », *Physics Letters A*, vol. 375, no. 19, p. 2029–2034, 2011. (Cité en pages 108, 109 et 110.)
- [151] K. HAMMANI, B. KIBLER, C. FINOT, P. MORIN, J. FATOME, J. M. DUDLEY et G. MILLOT, « Peregrine soliton generation and breakup in standard telecommunications fiber », *Optics Letters*, vol. 36, p. 112–114, jan 2011. (Cité en page 108.)
- [152] A. MUSSOT, A. KUDLINSKI, M. DROQUES, P. SZRIFTGISER et N. AKHMEDIEV, « Fermi-Pasta-Ulam recurrence in nonlinear fiber optics : The role of reversible and irreversible losses », *Physical Review X*, vol. 4, no. 1, p. 011054, 2014. (Cité en pages 109, 117 et 122.)

- [153] B. KIBLER, K. HAMMANI, J. FATOME, C. FINOT, G. MILLOT, F. DIAS, G. GENTY, N. AKHMEDIEV et J. M. DUDLEY, « Peregrine soliton in optical fiber-based systems », in *Quantum Electronics and Laser Science Conference*, OSA Technical Digest (CD), p. QFF1, Optical Society of America, 2011. (Cité en page 111.)
- [154] C. Q. DAI, C. L. ZHENG et H. P. ZHU, « Controllable rogue waves in the nonautonomous nonlinear system with a linear potential », *Eur. Phys. J. D*, vol. 66, no. 4, p. 1–8, 2012. (Cité en page 111.)
- [155] C. MAHNKE et F. MITSCHKE, « Possibility of an Akhmediev breather decaying into solitons », *Phys. Rev. A*, vol. 85, no. 3, p. 033808, 2012. (Cité en page 111.)
- [156] R. H. STOLEN et C. LIN, « Self-phase-modulation in silica optical fibers », *Phys. Rev. A*, vol. 17, no. 4, p. 1448–1453, 1978. (Cité en page 116.)
- [157] K. KNUTSEN, J. JOHNSON, A. MILLER, P. PETERSEN et R. SAYKALLY, « High spectral resolution multiplex CARS spectroscopy using chirped pulses », *Chemical Physics Letters*, vol. 387, no. 4-6, p. 436–441, 2004. (Cité en page 127.)
- [158] V. YAKOVLEV et G. I. PETROV, « Enhancing red-shifted white-light continuum generation in optical fibers for applications in nonlinear raman microscopy », *Opt. Express*, vol. 13, no. 4, p. 1299–1306, 2005. (Cité en page 127.)
- [159] I. H. MALITSON, « Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica », *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 55, no. 10, p. 1205–1208, 1965. (Cité en page 131.)
- [160] M. KOSHIBA et K. SAITOH, « Applicability of classical optical fiber theories to holey fibers », *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 15, p. 1739–1741, 2004. (Cité en pages 131 et 132.)



