

UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIE DE LILLE 1

ÉCOLE DOCTORALE SMRE
SCIENCES DE LA MATIÈRE DU RAYONNEMENT ET DE
L'ENVIRONNEMENT

THÈSE

pour obtenir le titre de

Docteur en Physique

de l'Université de Lille

Mention : Physique

Présentée et soutenue par

Tomy MAREST

Solitons sombres et ondes dispersives dans les fibres optiques

Thèse dirigée par Alexandre KUDLINSKI et Matteo CONFORTI

préparée à l'IRCICA, Laboratoire PHLAM

soutenue le 25 septembre 2018

Jury :

<i>Rapporteurs :</i>	Alain BARTHELEMY	- Université de Limoges - CNRS
	Christophe FINOT	- Université de Bourgogne - Franche-Comté
<i>Directeur :</i>	Alexandre KUDLINSKI	- Université de Lille
<i>Co-directeur :</i>	Matteo CONFORTI	- Université de Lille - CNRS
<i>Examinatrice / Examineurs :</i>	Claire MICHEL	- Université de Nice - Sophia Antipolis
	Jean François HENNINOT	- UCCS Artois
	Carles MILIÁN	- ICFO Barcelone
	Arnaud MUSSOT	- Université de Lille

Remerciements

Je voudrais en premier lieu remercier mes directeurs de thèse, Alexandre Kudlinsky, Matteo Conforti et Arnaud Mussot pour m'avoir accompagnés tout au long de la thèse et pour m'avoir accordés leur confiance. Sans leur aide, leur motivation et leur implication à chaque étape du processus, ce travail n'aurait jamais été réalisé. J'ai beaucoup appris grâce à vous, merci.

Je remercie Marc Douay, directeur du laboratoire PhLAM de l'Université de Lille 1, ainsi que l'ancien et le nouveau directeur des études doctorales, Majid Taki et Cristian Focsa, pour m'avoir permis d'effectuer cette thèse. Je tiens à remercier également les membres du jury qui ont accepté d'évaluer mon travail ainsi que pour leurs encouragements : Alain Barthelemy, Christophe Finot, Claire Michel, Jean-François Henninot et Carles Milián.

À Carlos Mas Arabí et Carina Castineiras, je leur adresse mon plus grand merci. Sans vous, je n'aurais pas été aussi loin. Merci à vous qui avez toujours répondu présent pour répondre à mes questions et pour nos nombreuses discussions tout au long de ces années. Je n'oublie pas non plus les membres de l'équipe non-linéaire. Merci à Gang Xu, pour sa motivation et aussi son humour. Merci à Florent Bessin et Corentin Naveau pour votre bonne humeur et pour les moments que nous avons passé ensemble. Merci aux « anciens » de l'équipe, fondateur du groupe Zobicon, Karim Bendahmane, Flavie Braud et François Copie. Je vous remercie d'avoir partagé avec moi vos connaissances et expériences, qui n'étaient d'ailleurs pas toujours scientifiques. Je tiens à remercier également Carles Milián et Dmitry Skryabin avec qui j'ai pu collaborer et sans qui certains travaux, n'auraient peut être pas vu le jour. Je remercie les nombreux membres du groupe Photonique de l'IRCICA avec qui j'ai pu interagir lors de mon passage dans le laboratoire, ce fut un plaisir de faire partie de ce groupe.

Enfin, je voudrais remercier ma famille pour leur soutien dans mes projets, mes parents, ma grand-mère, Mami et mes sœur. Un énorme merci en particulier à mes parents qui m'ont poussé à continuer qui m'ont insufflé cette envie d'apprendre.

Table des matières

Remerciements	iii
Liste des acronymes	ix
Introduction	xi
I Généralités sur les solitons sombres dans les fibres optiques	1
1 Guidage de la lumière dans les fibres optiques	3
1.1 Les différents types de fibres optiques	3
1.1.1 Les fibres optiques conventionnelles	3
1.1.2 Les fibres optiques microstructurées	4
1.2 Effets linéaires	5
1.2.1 Pertes	5
1.2.2 Dispersion chromatique	6
1.3 Effets non-linéaires	9
1.3.1 Effet Kerr	10
1.3.2 Effet Raman	13
1.4 Modélisation	14
1.4.1 Équation de Schrödinger non-linéaire généralisée	14
1.4.2 Méthode de la transformée de Fourier à pas divisés	15
1.5 Conclusion	16
2 Propagation de solitons dans les fibres optiques	17
2.1 Introduction	17
2.2 Les solitons brillants	18
2.2.1 Soliton brillant fondamental ou d'ordre supérieur	18
2.2.2 Auto-décalage en fréquence par effet Raman	19
2.2.3 Fission de soliton	20
2.2.4 Génération d'ondes dispersives	21
2.3 Les solitons sombres	23
2.3.1 Soliton noir ou soliton gris	23
2.3.2 Soliton sombre d'ordre supérieur	24
2.3.3 Génération expérimentale de solitons sombres	25
2.3.4 Influence de l'effet Raman	27
2.3.5 Génération d'ondes dispersives	28
2.4 Conclusion	29

II	Émission d'ondes dispersives par des solitons sombres	31
3	Génération d'ondes dispersives par un train de solitons sombres	33
3.1	Introduction	33
3.2	Analyse théorique du processus	34
3.3	Génération expérimentale d'un train de solitons sombres	35
3.3.1	Présentation de la technique utilisée	35
3.3.2	Présentation du montage	36
3.4	Résultats	38
3.4.1	Observation de la génération d'une onde dispersive	38
3.4.2	Dynamique de la génération d'une onde dispersive	38
3.4.3	Influence du nombre de solitons	40
3.4.4	Continuum	42
3.5	Interaction soliton brillant - train de solitons sombres	43
3.5.1	Génération de solitons brillants	43
3.5.2	Observation expérimentale	45
3.5.3	Analyse de l'interaction	46
3.6	Conclusion	48
4	Impact de la profondeur d'un soliton sombre sur l'émission d'ondes dispersives	49
4.1	Introduction	49
4.2	Technique de génération expérimentale d'un soliton sombre	50
4.2.1	Principe	50
4.2.2	Mise en œuvre	51
4.3	Caractérisation des impulsions sombres	52
4.3.1	Corrélation croisée par absorption à 2 photons	52
4.3.2	Caractérisation temporelle et spectrale des impulsions sombres	53
4.4	Génération d'une onde dispersive par un soliton sombre	57
4.4.1	Observation expérimentale	57
4.4.2	Analyse numérique et théorique	58
4.4.3	Énergie	59
4.5	Conclusion	60
5	Collision entre un soliton sombre et une onde dispersive	63
5.1	État de l'art	63
5.2	Exemple de collision	64
5.3	Analyse théorique	65
5.3.1	Condition d'accord de phase	65
5.3.2	Énergie de l'onde émise	67
5.4	Montage expérimental	68
5.5	Résultats expérimentaux	70
5.5.1	Observation expérimentale	70
5.5.2	Variation de la profondeur du soliton	71

5.5.3	Variation de la longueur d'onde de l'onde dispersive	74
5.6	Conclusion	78
Conclusion et perspectives		79
A Effet tunnel longitudinal d'un soliton brillant		83
A.1	Contexte de l'étude	83
A.2	État de l'art	84
A.2.1	Un soliton comme particule	84
A.2.2	Effet tunnel spectral	84
A.2.3	Effet tunnel longitudinal	86
A.3	Analyse numérique de l'effet tunnel longitudinal	87
A.3.1	Conception de la barrière de dispersion normale	87
A.3.2	Dynamique du soliton	87
A.3.3	Impact de la longueur de la barrière de potentiel	89
A.4	Résultats expérimentaux	91
A.4.1	Mesures spectrales	91
A.4.2	Mesures temporelles	92
A.5	Conclusion	94
B Amplitude d'une onde dispersive émise par un soliton sombre		95
C Énergie de l'onde générée par la collision entre une onde dispersive et un soliton sombre		97
Bibliographie		99
Bibliographie de l'auteur		111

Liste des acronymes

	FRANÇAIS	ANGLAIS
AC	Autocorrélateur	Autocorrelator
DSF	Fibre à dispersion décalée	Dispersion shifted fiber
FOM	Fibre optique microstructurée	Microstructured fiber
FWHM	Durée à mi-hauteur	Full width at half maximum
GNLSE	Équation de Schrödinger non-linéaire généralisée	Generalized non-linear Schrödinger equation
GVD	Dispersion de la vitesse de groupe	Group velocity dispersion
ON	Ouverture numérique	Numerical aperture
OPO	Oscillateur paramétrique optique	Optical parametric oscillator
OSA	Analyseur de spectre optique	Optical spectrum analyser
SSFS	Auto-décalage Raman	Soliton self frequency shift
SMF	Fibre monomode	Single mode fiber
SPM	Auto-modulation phase	Self phase modulation
WS	Façonneur d'ondes optiques	Waveshaper
ZS	Zakharov-Shabat	—

Introduction

L'histoire des solitons débute en 1845, lorsque le physicien écossais J. S. Russell rapporte qu'une vague produite par un mouvement brusque d'une barque est capable de se propager sur de grandes distances tout en conservant sa forme [1]. Une vingtaine d'années plus tard, M. H. Bazin et M. H. Darcy font des observations similaires, sans être capable d'expliquer de telles caractéristiques. Ils publient alors un rapport sur l'observation d'une onde hydrodynamique "solitaire" qui se propage sans s'étaler [2]. Ce n'est qu'en 1965 que ces propriétés sont expliquées, grâce à la description mathématique de N. J. Zabusky et M. D. Kruskal [3], qui nomment pour la première fois ce nouveau type d'onde *soliton*.

Les solitons sont des ondes localisées qui se propagent sans déformation dans un milieu non-linéaire et dispersif (ou diffractant). Outre l'hydrodynamique, ce type d'onde peut être observé dans de nombreux domaines comme les plasmas [3], la biologie [4], ou encore l'optique [5]. C'est dans ce dernier domaine que les solitons furent les plus étudiés, notamment grâce à l'apparition du laser [6–8], qui permet de générer des ondes cohérentes de forte intensité. Les solitons optiques sont dits temporels ou spatiaux selon que le confinement de la lumière se produit dans le temps ou dans l'espace. Dans les deux cas, ils sont le résultat d'un équilibre entre les effets linéaires de dispersion du matériau (dans le cas temporel) ou de la diffraction des faisceaux (dans le cas spatial) et les effets non-linéaires résultant de la modification de l'indice de réfraction induite par une forte intensité lumineuse.

Grâce à l'émergence des fibres de silice "à faibles pertes" dans les années 1970 [9], les solitons optiques temporels furent l'objet de nombreuses recherches jusqu'à aujourd'hui. Ils ont été modélisés pour la première fois en 1973 par A. Hasegawa et F. Tappert [10, 11]. Dans ces travaux, ils démontrent l'existence de plusieurs types de solitons suivant le signe de la dispersion chromatique d'une fibre optique. Lorsque la dispersion chromatique est anormale, l'onde lumineuse prend la forme d'une impulsion brillante localisée temporellement, nommée *soliton brillant*. La propagation de solitons brillants dans les fibres optiques a été vérifiée expérimentalement pour la première fois par L. F. Mollenauer *et al.* en 1980 [12], et dans de nombreuses autres études postérieures [13–16]. Par la suite, les études sur les solitons brillants temporels se diversifièrent, motivées par leurs possibles applications dans les télécommunications [13, 17], les sources optiques accordables [18] ou la génération de supercontinuum [19]. Lorsque la dispersion chromatique est normale, les solitons brillants n'existent pas. Dans ce cas, les impulsions localisées subissent une dispersion linéaire et des effets non-linéaires qui résultent en un élargissement temporel et spectral au cours de la propagation. Ainsi, dans ce régime, seule une onde continue est stable. Les impulsions localisées ne peuvent donc apparaître que comme des "trous" sur un fond d'amplitude constante : on parle de *solitons sombres* [20]. De la même façon que pour les solitons brillants, les solitons sombres peuvent être

observés dans plusieurs domaines de la physique. On peut citer par exemple les plasmas [21], les condensats de Bose-Einstein [22] ou les milieux photo-réfractifs [23,24]. À cause de leur profil particulier (creux d'intensité localisé temporellement sur une onde continue), les premières observations expérimentales dans le domaine de l'optique fibrée datent de la fin des années 1980 [25–27], soit plusieurs années après leur homologue brillant. Suite à ces observations, les recherches sur la génération de solitons sombres se multiplient dans les années 1990, motivées par des applications potentielles en télécommunications. En effet, leur interaction et l'influence du bruit sur leur propagation étant plus faibles [28–31], les solitons sombres semblaient être de bons candidats pour les communications optiques. De plus, leur utilisation peut également permettre l'apparition de nouveaux formats de modulation [32,33].

Cependant, hormis l'effet de la diffusion Raman sur les solitons sombres qui fut observé dès 1989 [34] et compris seulement plusieurs années plus tard [35], la propagation de solitons sombres dans une fibre optique ou leur interaction avec d'autres ondes ont été essentiellement étudiées théoriquement et numériquement [31,36,37]. Les travaux présentés dans ce manuscrit se focalisent donc sur la dynamique expérimentale de solitons sombres dans les fibres optiques.

Ce manuscrit est organisé en deux parties. La première partie, consacrée aux généralités sur les fibres et les solitons optiques, est divisée en deux chapitres. Dans le **premier chapitre** sont introduites les généralités sur les fibres optiques ainsi que les principaux effets linéaires et non-linéaires rencontrés lors de la propagation de la lumière dans une fibre optique. Le modèle numérique utilisé pour décrire la propagation d'impulsions dans les fibres y est également détaillé. Dans le **second chapitre**, les généralités sur les solitons brillants et les différents phénomènes fondamentaux qui régissent leur propagation dans une fibre optique seront présentés. Ensuite, les solitons sombres ainsi que les notions de solitons noirs et de solitons gris seront introduits. Nous présenterons l'impact des principaux effets non-linéaires sur leur propagation dans une fibre optique. Enfin, les différentes techniques expérimentales employées pour générer des solitons sombres dans les fibres optiques seront exposées.

La deuxième partie de ce manuscrit est consacrée à l'étude de la dynamique de solitons sombres dans les fibres optiques et est divisée en trois chapitres. Le **chapitre 3** se focalise sur l'étude de la dynamique d'un train de solitons sombres se propageant aux alentours de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique. L'étude se concentrera sur la génération d'ondes dispersives et en particulier sur l'impact du nombre de solitons sur le processus d'émission. La partie finale de ce chapitre est dédiée à la génération de supercontinuum impliquant des solitons sombres ainsi qu'à l'interaction entre solitons brillants et solitons sombres.

Le **chapitre 4** se focalise sur la mise en place d'une technique de génération expérimentale d'un soliton sombre dont les propriétés (longueur d'onde, phase et amplitude) peuvent être contrôlées. Son fonctionnement et sa mise en place seront

détaillés. L'impulsion mise en forme par cette technique, destinée à l'excitation d'un soliton sombre, sera ensuite caractérisée grâce à des mesures spectrales et de corrélation croisée. Enfin, cette technique sera employée afin d'étudier la propagation de solitons noirs et gris aux abords d'une longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique. Nous présenterons la première observation expérimentale de la génération d'une onde dispersive par un soliton noir. L'impact des propriétés des solitons sombres sur le processus de génération d'onde dispersive sera également étudié.

Le **chapitre 5** traite de la collision optique entre une onde dispersive et un soliton sombre. En utilisant la technique de génération expérimentale mise en place dans le chapitre précédent, l'onde dispersive et le soliton sombre sont envoyés de manière synchrone dans une fibre optique. Nous montrerons que les résultats peuvent être interprétés en terme de condition d'accord de phase. L'effet des propriétés du soliton, notamment de sa profondeur, ainsi que de la longueur d'onde de l'onde dispersive sur la collision seront ensuite étudiés.

En marge de ces travaux basés sur les solitons sombres, une étude sur l'effet tunnel longitudinal d'un soliton brillant a été menée. Celle-ci est présentée dans **l'annexe A** par soucis de cohérence. Dans cette étude, nous décrirons, en analogie avec l'effet tunnel quantique, les conditions dans lesquelles un soliton brillant peut se reconstruire après la traversée d'une barrière de dispersion normale.

Première partie

**Généralités sur les solitons
sombres dans les fibres optiques**

Guidage de la lumière dans les fibres optiques

Sommaire

1.1 Les différents types de fibres optiques	3
1.1.1 Les fibres optiques conventionnelles	3
1.1.2 Les fibres optiques microstructurées	4
1.2 Effets linéaires	5
1.2.1 Pertes	5
1.2.2 Dispersion chromatique	6
1.3 Effets non-linéaires	9
1.3.1 Effet Kerr	10
1.3.2 Effet Raman	13
1.4 Modélisation	14
1.4.1 Équation de Schrödinger non-linéaire généralisée	14
1.4.2 Méthode de la transformée de Fourier à pas divisés	15
1.5 Conclusion	16

Dans ce premier chapitre, nous présenterons brièvement les concepts physiques associés à la propagation de la lumière dans une fibre optique. Ainsi, nous commencerons par la présentation des fibres dites « conventionnelles » puis « microstructurées ». Ensuite, nous passerons en revue les différents effets linéaires et non-linéaires subis par une onde lors de sa propagation dans une fibre optique. Enfin, dans la dernière section, nous introduirons le modèle mathématique et la méthode d'intégration numérique utilisés pour ces travaux.

1.1 Les différents types de fibres optiques

1.1.1 Les fibres optiques conventionnelles

Une fibre optique dite conventionnelle est composée de deux parties nommées le cœur et la gaine, toutes deux constituées de verre à base de silice (SiO_2). La gaine est recouverte d'un revêtement en polymère permettant de protéger la fibre et de lui donner une souplesse mécanique. Il est généralement d'indice plus élevé que la gaine afin d'évacuer les modes de gaine vers l'extérieur de la fibre. De plus, l'indice de réfraction de la gaine, n_G , est légèrement inférieur à celui du cœur, n_C .

Ainsi, la lumière est guidée dans le cœur de la fibre optique par un mécanisme de réflexion totale interne. En général, la différence d'indice entre le cœur et la gaine est inférieure à 1 %.

Lors de la conception des fibres, ces indices sont contrôlés grâce à des dopants. Les plus communément utilisés afin d'augmenter l'indice de réfraction du cœur sont le germanium ou le phosphore. Le fluor ou le bore peuvent également être utilisés pour réduire l'indice de réfraction de la gaine [38]. Le contrôle du taux de dopage donne alors la possibilité de concevoir différents types de profil d'indice de réfraction, les plus répandus étant à gradient d'indice ou à saut d'indice. La figure 1.1 présente le schéma de la section transverse d'une fibre optique à saut d'indice où le profil d'indice de réfraction est discontinu au niveau de l'interface cœur-gaine.

Par ailleurs, on peut définir l'*ouverture numérique* (ON) d'une fibre optique, caractérisant le cône d'entrée dans lequel les rayons lumineux sont effectivement guidés, à partir des indices de réfraction du cœur et de la gaine :

$$ON = \sqrt{n_C^2 - n_G^2} \quad (1.1)$$

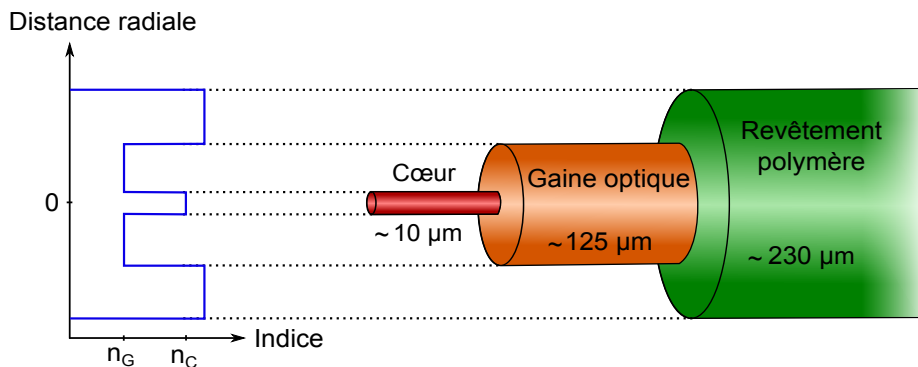


FIGURE 1.1 – Profil d'indice de réfraction (à gauche) et section (à droite) d'une fibre optique conventionnelle à saut d'indice.

Une fibre optique supporte généralement un ou plusieurs modes de propagation de la lumière dans le cœur. Dans ce travail, nous ne nous intéressons qu'au cas des fibres monomodes où le profil d'intensité est Gaussien.

1.1.2 Les fibres optiques microstructurées

Les fibres optiques microstructurées (FOMs), ou fibres à cristal photonique, sont constituées de silice contenant des inclusions microscopiques d'indice de réfraction différent. La structure géométrique de ces inclusions dans la fibre donne accès à des mécanismes et des propriétés de guidages différents de ceux d'une fibre conventionnelle. C'est pourquoi, les FOMs furent l'objet de nombreuses recherches. Nous nous

intéressons ici aux fibres de silice possédant un cœur solide entouré d'une matrice de trous d'air de forme circulaire disposés en structure hexagonale. La géométrie de ce type de FOM, présentée sur la figure 1.2, est caractérisée par le diamètre des trous d'air d et la distance entre deux trous d'air, nommée *pitch* (pas) et notée Λ .

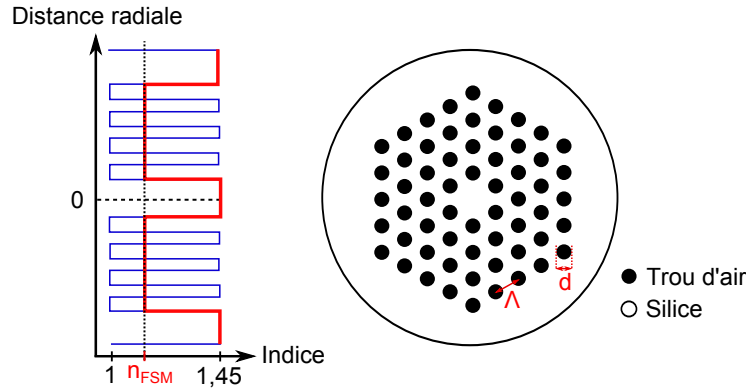


FIGURE 1.2 – Profil d'indice de réfraction (à gauche) et section (à droite) d'une fibre optique microstructurée à cœur de haut indice.

Le mécanisme de guidage dans ce type de fibre, nommé "réflexion totale interne modifiée", est similaire à celui des fibres conventionnelles [39, 40], *i.e.* l'indice de réfraction est plus élevé au centre de la structure. L'indice de réfraction de la gaine microstructurée peut être décrit à l'aide de l'indice n_{FSM} (pour "*Fundamental Space-filling Mode*"), représenté schématiquement sur la figure 1.2 de gauche. Il correspond à l'indice de réfraction du mode fondamental de la gaine infinie en l'absence de cœur. Ainsi, si l'indice du cœur est supérieur à n_{FSM} , la lumière est effectivement guidée dans le cœur de la fibre. On verra dans la suite de ce chapitre que bien que ce mécanisme soit similaire à celui des fibres conventionnelles, la modification du pitch ou du diamètre des trous d'air offre une liberté additionnelle dans la conception du profil de dispersion de la fibre [41].

Par ailleurs, le caractère monomode des FOMs peut être déterminé grâce au diamètre normalisé d/Λ . Lorsque le rapport d/Λ est inférieur à 0.43, les FOMs sont infiniment monomodes, *i.e.* elles ne permettent la propagation que d'un seul mode de répartition d'intensité Gaussienne sur tout le domaine de transparence de la fibre (300 nm - 2000 nm).

1.2 Effets linéaires

1.2.1 Pertes

Différents mécanismes sont à l'origine des pertes intervenant lors de la propagation de la lumière dans une fibre optique. Ces différentes pertes sont représentées sur la figure 1.3. On peut les classer en 3 catégories différentes :

- Pertes du matériau (courbes verte et rouge) : ce type de pertes inclut la diffusion Rayleigh, variant en $1/\lambda^4$, ainsi que l'absorption vibrationnelle par les molécules de silice, prépondérante aux hautes longueurs d'onde.
- Pertes liées aux impuretés présentes dans le matériau (courbe bleue) : principalement causées par l'absorption vibrationnelle des ions OH^- , elles se présentent sous la forme de pics situés aux alentours de 940 nm, 1245 nm et 1380 nm [42, 43].
- Pertes par confinement : ce type de pertes trouve son origine dans les imperfections géométriques de la fibre ou dans les fuites d'une partie de la lumière due aux courbures de la fibre [40].

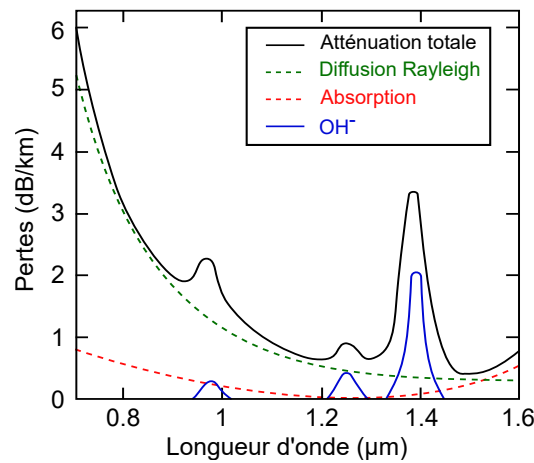


FIGURE 1.3 – Contribution à l'atténuation spectrale dans les fibres optiques.

Les pertes totales de la fibre, α , somme de ces différentes contributions, sont représentées en noir sur la figure 1.3. Elles sont exprimées en dB/km [38] :

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log \frac{P_{out}}{P_{in}} \quad (1.2)$$

où L , P_{out} et P_{in} sont respectivement la longueur de la fibre, la puissance de la lumière transmise dans la fibre et la puissance de la lumière injectée.

1.2.2 Dispersion chromatique

1.2.2.1 Origine de la dispersion chromatique

Dans une fibre optique, l'indice de réfraction est une fonction de la fréquence. Les différentes composantes d'une onde polychromatique se propagent alors à des vitesses différentes. Ainsi, une impulsion s'élargit temporellement au cours de sa propagation. Cet effet, nommé *dispersion chromatique*, est pris en compte mathématiquement grâce à un développement en série de Taylor de la constante de pro-

propagation $\beta(\omega)$ de l'impulsion autour de la pulsation centrale ω_0 [38] :

$$\beta(\omega) = n_{eff}(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2!}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\beta_3}{3!}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.3)$$

avec

$$\beta_n = \left(\frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (1.4)$$

où n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé. β_0 correspond à la constante de propagation à la pulsation centrale ω_0 . La première dérivée, β_1 , correspond à l'inverse de la vitesse de groupe v_g . β_2 correspond à la dispersion de la vitesse de groupe (GVD) et traduit l'élargissement temporel de l'onde. La GVD peut également être donnée par le paramètre de dispersion D :

$$D = \frac{\partial \beta_1}{\partial \lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.5)$$

On peut distinguer deux régimes de dispersion différents suivant le signe de la GVD. Lorsque $\beta_2 > 0$, les composantes de plus hautes longueurs d'onde se propagent à des vitesses supérieures à celles des composantes de plus faibles longueurs d'onde. On parle alors de **régime de dispersion normale**. Lorsque $\beta_2 < 0$, le rapport entre ces vitesses de propagation s'inverse, ce sont les composantes de plus faibles longueurs d'onde qui se propagent le plus rapidement. On parle dans ce cas de **régime de dispersion anormale**. La limite entre ces deux régimes ($\beta_2 = 0$) est nommée longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre (notée λ_{ZD}).

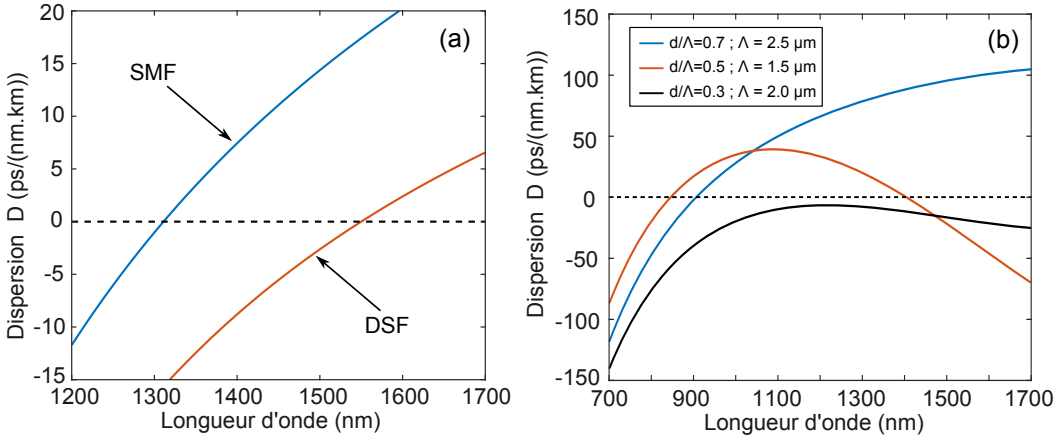


FIGURE 1.4 – Profil de dispersion de différentes fibres. a) SMF et DSF. b) FOM.

Deux facteurs interviennent dans la forme de la courbe de dispersion chromatique : la dispersion intrinsèque du matériau composant la fibre et sa géométrie, c'est-à-dire son profil d'indice. Sur la figure 1.4(a), on représente en bleu la dispersion d'une fibre à saut d'indice conventionnelle monomode, de type SMF-28. On voit alors qu'une SMF possède une longueur d'onde de dispersion nulle située aux

environs de 1310 nm. En modifiant les paramètres opto-géométriques du cœur de la fibre, il est alors possible de décaler le zéro de dispersion vers les hautes longueurs d'onde, jusqu'aux environs de 1550 nm (ou au-delà). On parle alors de fibre à dispersion décalée (DSF, pour *Dispersion Shifted Fiber* en anglais) [44]. La dispersion chromatique d'une DSF est représentée en rouge sur la figure 1.4(a).

Dans le cas des FOMs, la modification de la dispersion du guide, *i.e.* du diamètre normalisé d/Λ et du pitch Λ , permet d'obtenir différents profils de dispersion chromatique. On pourra ainsi concevoir des PCFs de propriétés différentes. La figure 1.4(b) présente trois différents types de profils possibles : en bleu, une fibre dont la longueur d'onde de dispersion nulle se situe aux alentours de 1 μm ; en rouge, une fibre ayant plusieurs longueurs d'onde de dispersion nulle et en noir, une fibre n'en comportant aucun.

1.2.2.2 Impact de la dispersion sur la propagation d'impulsions courtes

Comme nous l'avons vu précédemment, la vitesse de groupe d'une impulsion dans une fibre optique dépend de la fréquence. Ainsi les différentes composantes d'une impulsion courte lumineuse se propagent à des vitesses différentes, conduisant à un élargissement temporel et également à une redistribution de la fréquence instantanée de l'impulsion en fonction du temps. Cette distribution est nommée *dérive de fréquence*, et est désignée plus communément par le terme anglais *chirp*, noté $\delta\omega(t)$ [38].

Prenons l'exemple d'une impulsion Gaussienne se propageant dans une fibre optique purement dispersive de la forme suivante :

$$E(z = 0, t) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{t^2}{2T_0^2}\right) \quad (1.6)$$

où P_0 et T_0 sont respectivement la puissance crête et la demi-durée à $1/e$ de la Gaussienne. T_0 est relié à la durée à mi-hauteur de l'impulsion, T_{FWHM} , par la relation $T_{FWHM} = 1.665 \times T_0$.

Afin de rendre compte des effets de la dispersion, on définit une longueur de dispersion $L_D = T_0^2/|\beta_2|$ qui correspond à la distance de propagation après laquelle les effets de la dispersion deviennent significatifs. Ainsi, pour une distance de propagation $z = L_D$, une impulsion Gaussienne s'élargit d'un facteur $\sqrt{2}$. On représente sur les figures 1.5(a) et (c) le profil temporel et spectral d'une impulsion Gaussienne, d'une durée $T_0 = 100$ fs et d'une puissance crête $P_0 = 240$ W, à l'entrée (rouge) et à la sortie (bleu) d'une fibre purement dispersive d'une longueur de 2 m où $\beta_2 = -13.5$ ps²/km ($L_D = 0.74$ m). En l'absence d'effets non-linéaires, le spectre ne subit aucune modification au cours de la propagation. La durée, quant à elle, augmente jusqu'à atteindre 289 fs. Le chirp acquis par l'impulsion lors de sa propagation peut être quantifié par la relation suivante :

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial\phi}{\partial t} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)(z/L_D)}{1 + (z/L_D)^2} \frac{t}{T_0^2} \quad (1.7)$$

où ϕ est la phase de l'impulsion. Dans cet exemple $\beta_2 < 0$, on parle alors de *chirp linéaire négatif*.

Afin de rendre compte du chirp acquis par l'impulsion lors de sa propagation, il est utile d'introduire la notion de spectrogramme. Un spectrogramme est une représentation spectro-temporelle obtenue par une transformée de Fourier à fenêtre glissante. Il est défini mathématiquement de la façon suivante [45] :

$$\Sigma_g^E(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t)g(t - \tau) \exp(-i\omega t) dt \right|^2 \quad (1.8)$$

où $g(t - \tau)$ est une fonction porte, à retard variable.

La figure 1.5(b) montre le spectrogramme de l'impulsion Gaussienne précédente en sortie de fibre. On peut voir que les différentes composantes spectrales de l'impulsion sont bien étalées temporellement, mettant ainsi en évidence un chirp linéaire négatif.

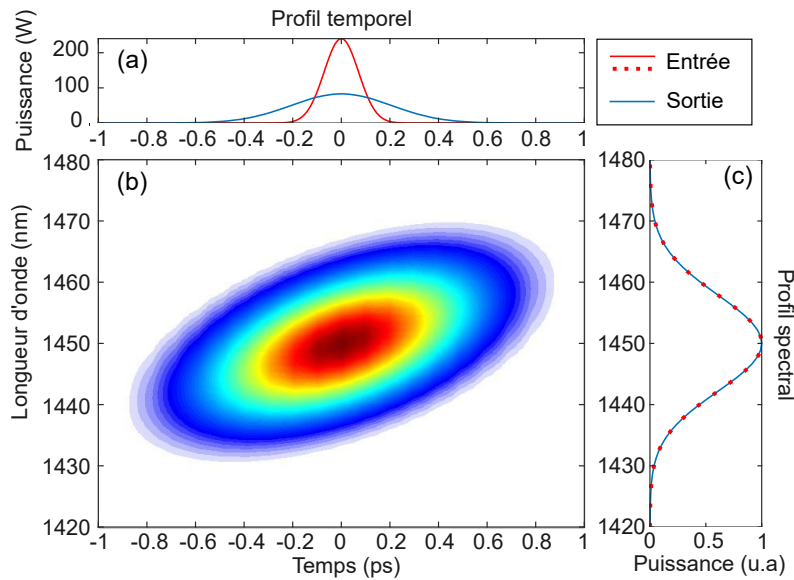


FIGURE 1.5 – Évolution d'une impulsion Gaussienne de puissance $P_0 = 240$ W et de durée $T_0 = 100$ fs dans une fibre dispersive où $\beta_2 = -13.5$ ps²/km et $z = 2$ m. (a) Profil temporel et (c) profil spectral en entrée (rouge) et en sortie (bleu). (b) Spectrogramme en sortie de fibre.

1.3 Effets non-linéaires

Lorsqu'un champ optique de faible intensité se propage dans une fibre optique, la réponse du matériau est linéairement proportionnelle à son amplitude. Le champ électrique subit alors des effets linéaires de dispersion chromatique. Cependant,

lorsque ce champ est intense, *i.e.* de l'ordre de la force du champ électrique interatomique ($\approx 5 \times 10^{11}$ V/m), la réponse du matériau dépend de façon non-linéaire de l'amplitude du champ électrique présent dans le milieu. Les phénomènes optiques produits sont alors dits *non-linéaires*. La polarisation du matériau \vec{P} n'est alors plus une fonction linéaire du champ électrique \vec{E} incident. Loin des résonances du milieu, la polarisation induite par ce champ peut s'écrire sous la forme du développement de Taylor [46] :

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \varepsilon_0 (\chi^{(2)} : \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots) \quad (1.9)$$

où ε_0 est la permittivité diélectrique du vide. \vec{P}_L et \vec{P}_{NL} sont respectivement la polarisation linéaire et non-linéaire du matériau. $\chi^{(n)}$ est le tenseur de susceptibilité d'ordre n , dont la partie réelle du premier ordre peut être reliée à l'indice de réfraction linéaire du matériau $n_L(\omega)$ tel que :

$$n_L(\omega) = \sqrt{1 + \text{Re}[\chi^{(1)}(\omega)]} \quad (1.10)$$

Le tenseur de susceptibilité d'ordre 2, $\chi^{(2)}$, est responsable des effets non-linéaires tels que la génération de second harmonique. Cependant, la silice étant un matériau amorphe, *i.e.* centro-symétrique, $\chi^{(2)}$ est nul dans les fibres optiques. Les effets non-linéaires observables dans les fibres optiques peuvent le plus souvent être attribués au tenseur de susceptibilité d'ordre 3, $\chi^{(3)}$.

1.3.1 Effet Kerr

Le principal effet introduit par la non-linéarité d'ordre trois est l'effet Kerr optique. L'effet Kerr optique est le phénomène non-linéaire responsable de la modification de l'indice de réfraction d'un milieu sous l'effet d'un champ optique intense. Généralement, l'indice de réfraction du milieu est exprimé sous la forme suivante :

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

où n_L correspond à l'indice de réfraction linéaire du matériau, $|E|^2$ l'intensité du champ optique appliqué et n_2 l'indice non-linéaire du matériau. Celui-ci est relié à la susceptibilité d'ordre 3, $\chi^{(3)}$, par la relation :

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

D'une façon générale, la non-linéarité totale d'une fibre optique est définie par le paramètre γ prenant en compte l'indice de réfraction non-linéaire n_2 et l'aire effective du mode guidé A_{eff} :

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

où ω est la pulsation de l'impulsion se propageant dans la fibre.

La dépendance en intensité de l'indice de réfraction conduit à un élargissement spectral d'une impulsion au cours de sa propagation. En effet, une onde qui se

propage dans un milieu Kerr acquiert un déphasage auto-induit. Ce déphasage se traduit par la génération de composantes spectrales de plus basses fréquences vers l'arrière de l'impulsion et de plus hautes fréquences vers l'avant. Cet effet, nommé auto-modulation de phase (SPM), induit donc un *chirp non-linéaire positif* qui vaut :

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial\phi_{SPM}}{\partial t} = -\gamma\frac{\partial|E|^2}{\partial t}z \quad (1.14)$$

où ϕ_{SPM} est la phase non-linéaire accumulée par l'impulsion.

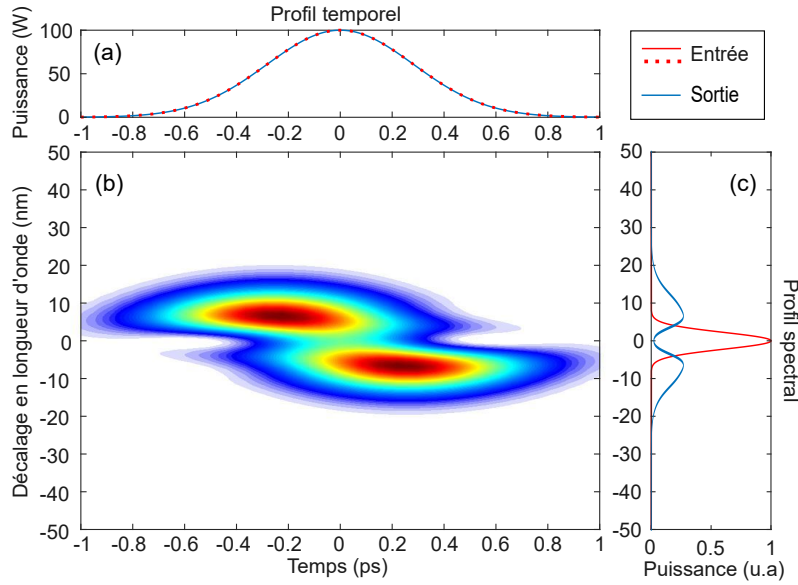


FIGURE 1.6 – Évolution d'une impulsion Gaussienne de puissance $P_0 = 100$ W et de durée $T_0 = 400$ fs dans une fibre non-dispersive où $\gamma = 10$ W⁻¹.km⁻¹ et $z = 5$ m. (a) Profil temporel et (c) profil spectral en entrée (rouge) et en sortie (bleu). (b) Spectrogramme en sortie de fibre.

Prenons l'exemple d'une impulsion Gaussienne (de puissance crête $P_0 = 100$ W et d'une durée $T_0 = 400$ fs) se propageant dans une fibre optique non-dispersive. Les figures 1.6(a) et (c) représentent respectivement le profil temporel et spectral de l'impulsion à l'entrée (en rouge) et après 5 m de propagation dans la fibre (en bleu). Bien que le profil temporel de l'impulsion reste inchangé, la largeur spectrale de l'impulsion augmente au cours de la propagation. De nouvelles fréquences sont alors générées. La figure 1.6(b) montre le spectrogramme de l'impulsion en sortie de fibre. Il démontre que le spectre de l'impulsion s'est élargi, *i.e.* les composantes de plus hautes (basses) longueurs d'onde se situent temporellement à l'arrière (avant) de l'impulsion. Le chirp non-linéaire positif acquis par l'impulsion est ainsi mis en évidence.

De la même manière que pour les effets de dispersion abordés en section 1.2.2.2, on peut définir une longueur non-linéaire $L_{NL} = 1/(\gamma P_0)$ correspondant à la dis-

tance de propagation après laquelle les effets non-linéaires sont significatifs. Dans l'exemple précédent, L_{NL} vaut 1 m.

1.3.1.1 Mélange à quatre ondes

Le mélange à quatre ondes est un effet non-linéaire, résultant de l'effet Kerr, qui régit l'interaction de quatre champs de pulsation ($\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4$) et de constante de propagation ($\beta_1, \beta_2, \beta_3, \beta_4$). Ce processus, illustré sur la figure 1.7, peut être simplement expliqué comme l'annihilation de deux photons de pompe (ω_1 et ω_2) et la création de deux autres photons (ω_3 et ω_4), communément nommés *signal* et *idler*. La conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement s'écrivent dans ce cas [46] :

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad (1.15)$$

et

$$\beta_1 + \beta_2 = \beta_3 + \beta_4 \quad (1.16)$$

Le cas le plus simple de mélange à quatre ondes est celui où les deux photons de pompe ont des pulsations identiques ($\omega_1 = \omega_2$). On parle alors de *mélange à quatre ondes dégénéré*.

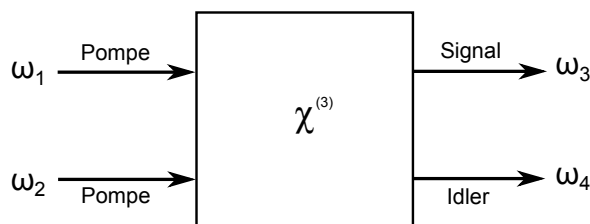


FIGURE 1.7 – Principe du mélange à quatre ondes.

1.3.1.2 Auto-raïdissement

À cause de la dépendance en intensité de l'indice de réfraction, la vitesse de groupe d'une impulsion est une fonction de l'intensité. Ainsi, si on considère la propagation d'une impulsion dans un milieu Kerr non-dispersif, le haut de l'impulsion (de plus forte intensité) se propagera moins vite que le bas de l'impulsion (de plus faible intensité). Par conséquent, l'auto-raïdissement (ou *self-steepening* en anglais) conduit à une asymétrie du profil temporel [38].

Prenons l'exemple d'une impulsion Gaussienne (cf. équation 1.6), d'une durée $T_0 = 100$ fs, qui se propage dans une fibre optique non-dispersive ($\gamma = 2 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$). On représente sur la figure 1.8 le profil temporel de l'impulsion à l'entrée (rouge) et après 40 m de propagation (bleu). On remarque alors que le haut de l'impulsion s'est en effet propagé moins vite que le bas de l'impulsion, montrant ainsi son auto-raïdissement.

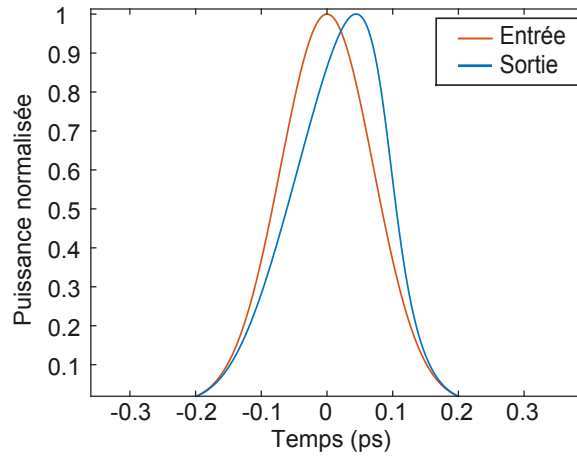


FIGURE 1.8 – Évolution temporelle d'une impulsion Gaussienne de puissance $P_0 = 240$ W et de durée $T_0 = 100$ fs dans un milieu Kerr non dispersif où $\gamma = 2 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ et $z = 40$ m.

1.3.2 Effet Raman

La diffusion Raman est un processus de diffusion de la lumière dit inélastique qui trouve son origine dans l'interaction entre une onde électromagnétique et les vibrations des molécules constituant la fibre optique. Elle peut être expliquée par un transfert d'une fraction d'énergie de l'onde incidente vers des phonons optiques issus des modes de vibrations des molécules SiO_2 . Cet effet peut être représenté simplement par le diagramme d'énergie montré sur la figure 1.9. Ainsi, dans le processus de diffusion Raman, un photon de pompe de fréquence ω_p , produit un photon Stokes de fréquence inférieure ω_s et un phonon optique de fréquence $\Omega_v = \omega_p - \omega_s$.

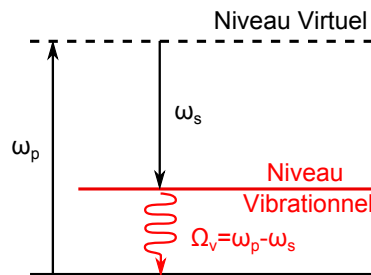


FIGURE 1.9 – Diagramme d'énergie de la diffusion Raman.

Le décalage en fréquence induit par la diffusion Raman ne dépend pas de la longueur d'onde d'excitation mais est associé à la matière composant le milieu. Ainsi, dans le cas de la silice amorphe, le gain associé à la diffusion Raman (lié à la partie imaginaire de la réponse Raman) s'étend sur une largeur spectrale de

40 THz par rapport à la fréquence centrale de la pompe. Ce gain, représenté sur la figure 1.10, possède un maximum à 13.2 THz de la fréquence centrale dû au recouvrement des différentes bandes de vibrations moléculaires de la silice [47].

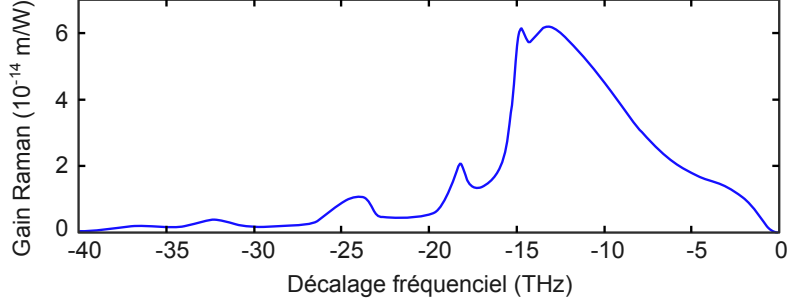


FIGURE 1.10 – Spectre de gain Raman de la silice amorphe.

Lorsque la puissance de la pompe dépasse une puissance seuil P_{seuil} , exprimée dans l'équation 1.17, le processus de diffusion Raman devient stimulé [38].

$$P_{seuil} > \frac{16A_{eff}}{g_R L_{eff}} \quad (1.17)$$

A_{eff} est l'aire effective du mode guidé, g_R le gain Raman (représenté sur la figure 1.10) et L_{eff} est la longueur effective de la fibre. L_{eff} prend en compte la longueur totale de la fibre L et les pertes α et s'exprime $L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha$. Lorsque ce régime est atteint, la bande Stokes croît exponentiellement. Si sa puissance est suffisante, elle peut éventuellement jouer le rôle de pompe secondaire et exciter des bandes Stokes supérieures : on parle de *cascade Raman*.

Dans le prochain chapitre, nous verrons que la diffusion Raman peut avoir un impact important sur la propagation de solitons brillants dans les fibres optiques.

1.4 Modélisation

1.4.1 Équation de Schrödinger non-linéaire généralisée

Etablie à partir des équations de Maxwell en faisant l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable [38], l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée (GNLSE) permet de modéliser l'évolution de l'enveloppe d'un champ $A(z, t)$ se propageant dans une fibre optique. Elle tient compte des effets linéaires et non-linéaires décrits précédemment, à savoir les pertes de la fibre α , les différents termes de dispersion d'ordre supérieur ou égal à 2, les non-linéarités Kerr et Raman. Cette équation peut s'écrire sous la forme suivante :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n}{n!} (i^n \frac{\partial^n}{\partial t^n}) A + \gamma (1 + i\tau_s \frac{\partial}{\partial t}) \times \left(A \int R(t') |A(t-t')|^2 dt' \right) = 0 \quad (1.18)$$

où t est le temps exprimé dans un repère se déplaçant à la vitesse de groupe de l'impulsion de pompe $t = T - \frac{z}{v_g}$, T étant le temps dans le repère du laboratoire. Les deuxième et troisième termes du membre de gauche de l'équation 1.18 correspondent respectivement aux pertes linéiques et aux différents ordres de dispersion. Le terme suivant prend en compte les différents effets non-linéaires. Ainsi, le terme $i\tau_s\partial_t$ représente l'auto-raïdissement, où $\tau_s \approx 1/\omega_0$, et $R(t)$ la réponse non-linéaire de la fibre. Cette dernière est généralement écrite sous la forme suivante :

$$R(t) = (1 - f_r)\delta(t) + f_r h_r(t) \quad (1.19)$$

$R(t)$ prend donc en compte la non-linéarité instantanée, due à l'effet Kerr ($\propto (1 - f_r)$) et la non-linéarité retardée (diffusion Raman). Le coefficient f_r , égal à 0,18 dans une fibre en silice, 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 [47].

Grâce à la résolution numérique de cette équation, nous pouvons prédire le comportement scalaire d'une onde se propageant dans une fibre optique monomode. Par la suite, nous décrirons brièvement la méthode de résolution numérique utilisée.

1.4.2 Méthode de la transformée de Fourier à pas divisés

La méthode de résolution de la GNLSE la plus répandue, de par sa simplicité et rapidité, est la méthode de la transformée de Fourier à pas divisés (plus communément appelée méthode "*Split-step Fourier*"). Cette méthode itérative, basée sur la transformée de Fourier, consiste à résoudre l'équation sur de petites distances de propagation (notées dz) très courtes devant la distance totale de propagation permettant ainsi de traiter les effets linéaires et non-linéaires séparément à chaque itération.

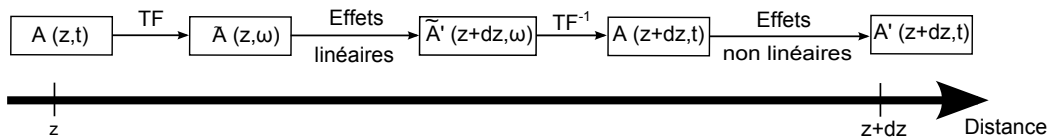


FIGURE 1.11 – Schéma représentatif de la méthode numérique de la transformée de Fourier à pas divisés.

On peut décomposer la procédure numérique en plusieurs étapes (cf. figure 1.11). Dans un premier temps, on traite les effets linéaires dans le domaine fréquentiel en passant par une transformée de Fourier du champ initial. Le champ résultant subit alors une transformée de Fourier inverse, afin de traiter les effets non-linéaires dans le domaine temporel. Par ailleurs, les effets non-linéaires sont pris en compte dans le calcul numérique grâce à la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 [48].

1.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principaux effets linéaires et non-linéaires qui sont susceptibles d'apparaître dans une fibre optique, en se limitant aux effets nécessaires à la compréhension de la suite du manuscrit. Par la suite, nous allons introduire la notion de solitons brillants et de solitons sombres.

Propagation de solitons dans les fibres optiques

Sommaire

2.1	Introduction	17
2.2	Les solitons brillants	18
2.2.1	Soliton brillant fondamental ou d'ordre supérieur	18
2.2.2	Auto-décalage en fréquence par effet Raman	19
2.2.3	Fission de soliton	20
2.2.4	Génération d'ondes dispersives	21
2.3	Les solitons sombres	23
2.3.1	Soliton noir ou soliton gris	23
2.3.2	Soliton sombre d'ordre supérieur	24
2.3.3	Génération expérimentale de solitons sombres	25
2.3.4	Influence de l'effet Raman	27
2.3.5	Génération d'ondes dispersives	28
2.4	Conclusion	29

2.1 Introduction

Dans le cas où les effets linéaires et non-linéaires d'ordre supérieur ainsi que les pertes de la fibre peuvent être négligés, l'équation de Schrödinger non-linéaire s'écrit :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \gamma A |A|^2 = 0 \quad (2.1)$$

Cette équation, dite "équation de Schrödinger non-linéaire pure", est intégrable et admet plusieurs solutions [49]. Outre les ondes planes, on peut citer par exemple les solitons [38], les Akhmediev breathers [50], les solitons de Peregrine [51] ou les solitons de Kuznetsov-Ma [52, 53]. Dans ce travail, on s'intéresse aux solitons. On verra que deux types de solitons peuvent être distingués en fonction du signe de la GVD, à savoir les solitons brillants et les solitons sombres.

2.2 Les solitons brillants

2.2.1 Soliton brillant fondamental ou d'ordre supérieur

Les solitons de la première famille, dits "brillants", sont des solutions de l'équation 2.1 en régime de dispersion anormale ($\beta_2 < 0$) [10]. Ils sont le résultat d'un équilibre entre les effets linéaires de dispersion de vitesse de groupe, induisant aux impulsions un chirp linéaire négatif, et l'auto-modulation de phase non-linéaire induite par l'effet Kerr, qui mène à un chirp de signe opposé (cf. chapitre 1). Ils prennent la forme d'impulsions lumineuses de profil sécante hyperbolique et peuvent mathématiquement s'écrire de la façon suivante :

$$A_{BS}(z, t) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech} \left(\frac{t}{T_0} \right) \exp \left(i \frac{\gamma P_0}{2} z \right) \quad (2.2)$$

où P_0 est la puissance crête du soliton et T_0 est sa durée, reliée à la durée à mi-hauteur, T_{FWHM} , par la relation $T_{FWHM} = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) T_0$. Les propriétés du soliton (P_0, T_0) peuvent être reliées aux propriétés de la fibre optique (γ, β_2) par la relation :

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

où N définit l'ordre du soliton. Ainsi, lorsque $N = 1$, le soliton est dit *fondamental*. Dans ce cas, les effets linéaires et non-linéaires se compensent parfaitement permettant au soliton de se propager sans déformation temporelle ou spectrale. Lorsque $N > 1$ et entier, on parle de solitons *d'ordre supérieur*. Leur évolution temporelle et spectrale est alors périodique au cours de la propagation. Ils peuvent être vus comme une superposition de N solitons d'ordre 1 de puissance et de durée différentes. Dans ce cas, les effets linéaires et non-linéaires ne se compensent plus parfaitement mais prédominent successivement, donnant lieu à une déformation périodique du soliton. La figure 2.1 montre l'exemple d'un soliton d'ordre $N = 3$, d'une durée de $T_0 = 250$ fs, se propageant dans une fibre optique d'une longueur $L = 20$ m. La période des déformations du soliton (aussi appelée longueur de respiration) peut être quantifiée par la relation :

$$L_r = \frac{\pi T_0^2}{2|\beta_2|} \quad (2.4)$$

Dans ce cas $\beta_2 = -10.3 \text{ ps}^2/\text{km}$, la longueur de respiration est alors de $L_r = 9.53$ m. On peut donc observer deux respirations du soliton sur les 20 m de propagation.

Contrairement aux solitons fondamentaux, les solitons d'ordre supérieur sont instables dans une fibre optique. En effet, la propagation de la lumière dans une fibre optique réelle n'est pas modélisée par l'équation 2.1 mais par l'équation de Schrödinger généralisée (équation 1.18) qui prend en compte les termes de dispersion d'ordre supérieur, l'effet Raman et l'auto-raïdissement (cf. section 1.4.1). Ainsi lorsque la propagation des solitons d'ordre supérieur est perturbée par la diffusion Raman ou par les ordres de dispersion supérieurs, il donnera naissance à plusieurs

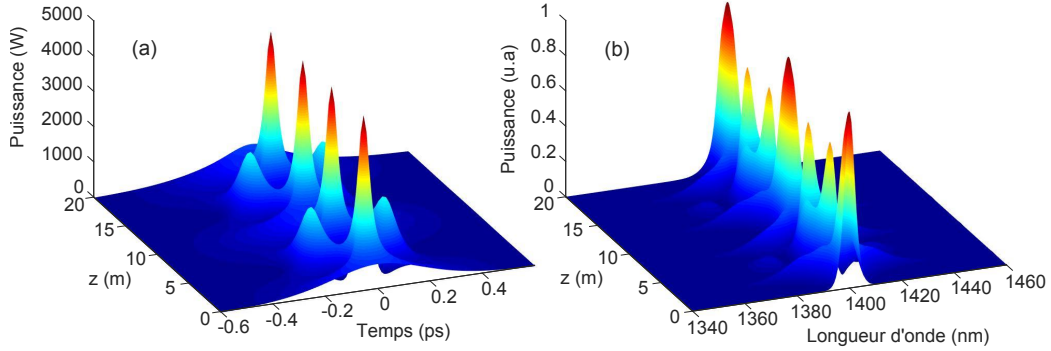


FIGURE 2.1 – Soliton brillant d'ordre $N = 3$. a) Dynamique temporelle. b) Dynamique spectrale. Paramètres : $T_0 = 250$ fs ; $\beta_2 = -10.3$ ps²/km ; $\gamma = 2$ W⁻¹km⁻¹.

solitons fondamentaux. Ce point sera abordé plus en détails dans les sections suivantes.

2.2.2 Auto-décalage en fréquence par effet Raman

Nous prenons maintenant en compte l'effet de la diffusion Raman sur la propagation d'un soliton brillant. L'ajout du terme Raman (équation 1.19) dans l'équation 2.1 mène à l'équation suivante :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \gamma A \left((1 - f_r) |A|^2 + f_r \int_{-\infty}^{\infty} h_r(t') |A(t - t')|^2 dt' \right) = 0 \quad (2.5)$$

où le coefficient f_r représente la part de contribution de l'effet Raman aux effets non-linéaires de la fibre (égal à 0,18 dans le cas de la silice) et où $h_r(t)$ est la fonction de réponse Raman [47].

L'un des effets de la diffusion Raman sur les solitons brillants est l'auto-décalage Raman. Prédit et observé pour la première fois en 1986 [54, 55], cet effet consiste en un décalage spectral continu vers les hautes longueurs d'onde du soliton lors de sa propagation. En effet, lorsque la durée du soliton est inférieure à typiquement 1 ps, sa largeur spectrale est suffisamment grande pour permettre au gain Raman d'amplifier les composantes de hautes longueurs d'onde du soliton au détriment des basses longueurs d'onde, agissant alors comme une pompe. Lorsque les ordres de dispersion supérieurs sont négligés, le décalage de fréquence du soliton, $\Delta\omega_R$, s'exprime [38] :

$$\Delta\omega_R(z) = -\frac{8|\beta_2|T_R}{15T_0^4} z \quad (2.6)$$

où pour la silice $T_R \approx 3$ fs, correspond à la pente de la courbe de gain Raman dans l'approximation linéaire. Dans cette approximation, cette relation n'est valable que lorsque la durée du soliton est supérieure à typiquement 100 fs [56].

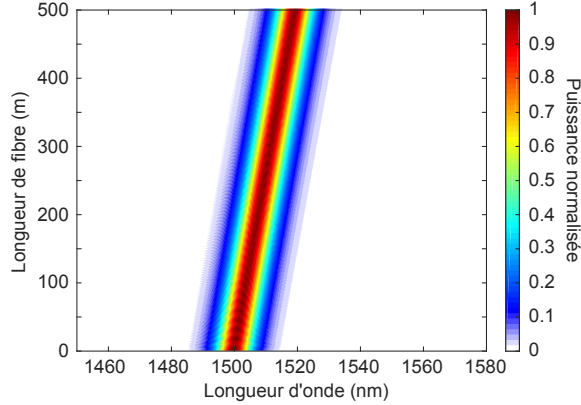


FIGURE 2.2 – Décalage en longueur d’onde d’un soliton brillant fondamental dû à l’effet Raman. Dynamique spectrale en fonction de la longueur de fibre. Paramètres : $T_0 = 150$ fs ; $\beta_2 = -20$ ps²/km ; $\gamma = 2$ W⁻¹km⁻¹.

Prenons l’exemple d’un soliton brillant fondamental d’une durée de 150 fs. La figure 2.2 représente l’évolution spectrale du soliton au cours de sa propagation dans une fibre optique de 500 m ($\beta_2 = -20$ ps²/km et $\gamma = 2$ W⁻¹km⁻¹). En présence de l’effet Raman, la longueur d’onde du soliton augmente au cours de la propagation. Le soliton subit alors un auto-décalage Raman de 19 nm (soit un décalage en fréquence de -2.5 THz).

Lorsque la durée du soliton est inférieure à 100 fs, il est nécessaire de prendre en compte toute la réponse non-linéaire de la silice (cf. éq. 1.19). Dans ce cas, le décalage de fréquence $\Delta\omega_R$, ainsi que la variation de la durée du soliton lors de sa propagation, bien que plus complexes, peuvent toujours être déterminés analytiquement [57].

2.2.3 Fission de soliton

Lorsqu’un soliton d’ordre élevé se propage dans une fibre optique, sa propagation peut être perturbée par la présence de l’effet Raman ou de la dispersion d’ordre trois par exemple. Ces perturbations mènent à la *fission* du soliton d’ordre élevé, qui se brise alors en plusieurs solitons fondamentaux dont le nombre est égal à l’entier le plus proche de son ordre N . La puissance crête et la durée des solitons éjectés suivent les relations [38] :

$$P_i = \frac{(2N + 1 - 2i)^2}{N^2} P_0 \quad ; \quad T_i = \frac{T_0}{2N + 1 - 2i} \quad (2.7)$$

où i correspond au i -ème soliton fondamental éjecté. Afin d’illustrer la fission de solitons d’ordre élevé, on considère la propagation d’un soliton d’ordre 3 (de durée $T_0 = 250$ fs et de puissance crête $P_0 = 226$ W) dans une fibre optique où $\beta_2 = -28.9$ ps²/km et $\beta_3 = 0.110$ ps³/km, en présence de l’effet Raman. L’évolution temporelle

de l'impulsion lors de sa propagation dans la fibre est représentée sur la figure 2.3. On peut alors observer la fission de ce soliton d'ordre supérieur en 3 solitons fondamentaux dont les durées et les puissances crêtes peuvent être calculées avec les relations 2.7. Le premier soliton, plus court, a une durée de $T_1 = 50$ fs et une puissance crête $P_1 = 628$ W et subit une forte décélération due à l'effet Raman. Le deuxième ($T_2 = 83$ fs, $P_2 = 226$ W) et le troisième ($T_3 = 250$ fs, $P_3 = 25$ W) soliton, de plus faible puissance et de plus longue durée, ne subissent pas cette décélération.

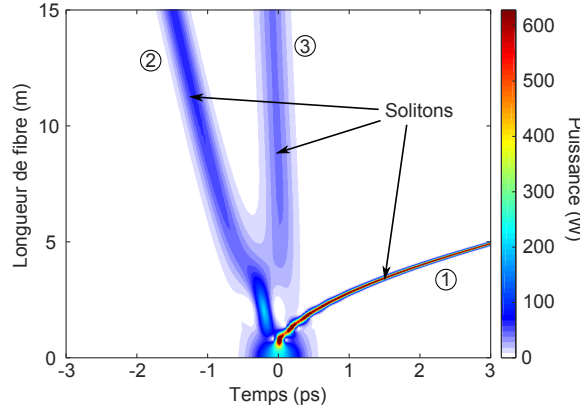


FIGURE 2.3 – Fission d'un soliton d'ordre d'ordre 3 de durée $T_0 = 250$ fs. Paramètres : $\beta_2 = -28.9$ ps²/km ; $\beta_3 = 0.110$ ps³/km et $\gamma = 18$ W⁻¹.km⁻¹.

2.2.4 Génération d'ondes dispersives

L'émission d'ondes dispersives par des solitons brillants a été modélisée pour la première fois à la fin des années 1980 [15, 58, 59] en prenant en compte la dispersion d'ordre trois dans l'équation 2.1 :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{3!} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \gamma A |A|^2 = 0 \quad (2.8)$$

L'étude de l'émission d'ondes dispersives par des solitons brillants a ensuite été reprise une vingtaine d'année plus tard à cause de son importance dans la génération de supercontinuum [19, 60]. Dans ce processus, lorsqu'un soliton brillant se propage dans la zone de dispersion anormale aux abords de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique, il est susceptible d'émettre une onde dispersive (aussi nommée *radiation de Cherenkov*) évoluant linéairement dans la zone de dispersion normale. Ce mécanisme de couplage résonant, responsable de l'émission de cette onde, peut être physiquement compris grâce au schéma de la figure 2.4. Se situant dans une zone de dispersion anormale à proximité de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique, une partie du spectre du soliton brillant (courbe rouge) déborde dans la zone de dispersion normale. Le soliton ainsi déstabilisé va donner naissance à une onde dispersive (courbe bleue). L'efficacité de l'émission

est alors proportionnelle à la portion d'énergie du soliton débordant en zone de dispersion normale [59].

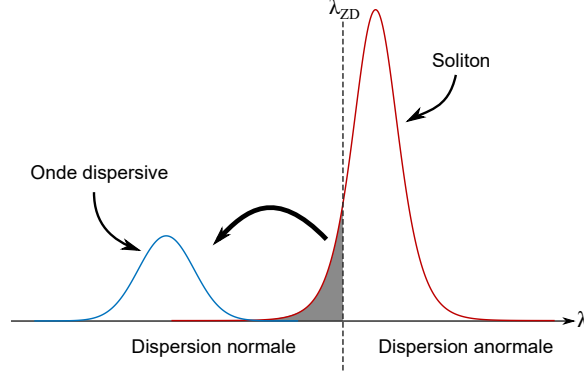


FIGURE 2.4 – Schéma de principe de la génération d'une onde dispersive par un soliton brillant.

La génération d'une onde dispersive par un soliton brillant suit un accord de phase faisant intervenir les constantes de propagation du soliton β_{sol} et de l'onde dispersive β_{OD} . Le couplage résonant s'effectue lorsque $\beta_{OD} = \beta_{sol}$. En utilisant une approche perturbative, on peut démontrer que l'accord de phase s'exprime de la façon suivante [58, 59, 61] :

$$\frac{\beta_2}{2}\Omega^2 + \frac{\beta_3}{6}\Omega^3 - \frac{\Omega}{V_s} - \frac{\gamma P_0}{2} = 0 \quad (2.9)$$

où β_2 et β_3 sont calculés à la longueur d'onde du soliton. $\Omega = \omega_{OD} - \omega_{sol}$ est l'écart en fréquence entre l'onde dispersive ω_{OD} et le soliton ω_{sol} et V_s est la vitesse du soliton. Les vitesses de groupe de la porteuse et du soliton brillant étant généralement égales ou très proches, le terme Ω/V_s est généralement faible. Il est donc souvent négligé dans la littérature. Ainsi, selon l'équation 2.9, si $\beta_3 > 0$, l'onde dispersive est émise à une longueur d'onde plus petite que le soliton.

Prenons l'exemple d'un soliton brillant fondamental (de durée $T_0 = 150$ fs et de puissance crête $P_0 = 21.7$ W) se propageant aux abords de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique. La longueur de la fibre est de 200 m et ses paramètres sont les suivants : $\lambda_{ZD} = 1313$ nm, $\gamma = 2$ W⁻¹ km⁻¹. On représente sur les figures 2.5 (a) et (b) respectivement, le profil temporel et spectral à l'entrée (bleu) et en sortie (rouge) de la fibre. La ligne pointillée représente la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre et la ligne pleine, la longueur d'onde d'émission théorique, calculée à partir de l'équation 2.9. Temporellement, l'onde dispersive se présente sous la forme d'un paquet d'onde de faible intensité. Spectralement, elle se situe en zone de dispersion normale aux alentours de 1293 nm, ce qui correspond bien à la longueur d'onde d'émission théorique. De plus, on peut remarquer qu'après l'émission de l'onde dispersive, le soliton s'éloigne du zéro de dispersion. Cet effet

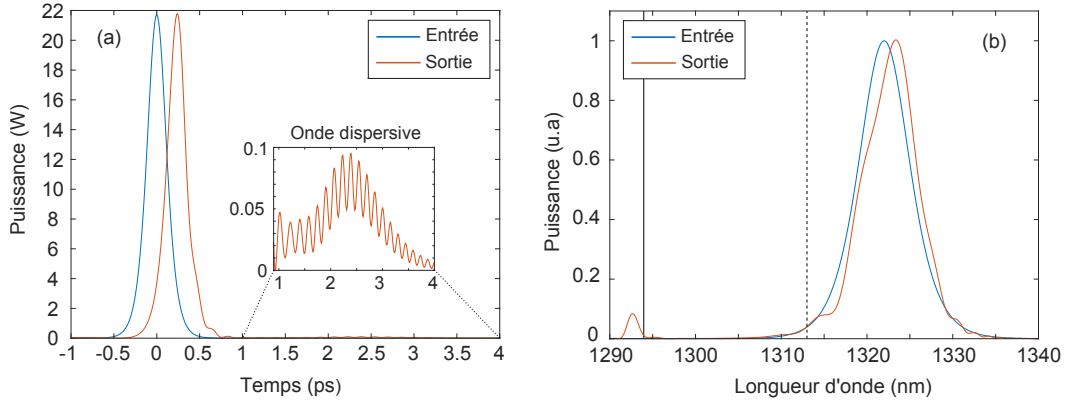


FIGURE 2.5 – Génération d’une onde dispersive par un soliton brillant fondamental. a) Profil temporel et b) spectral en entrée (bleu) et en sortie (rouge) d’une fibre de 200 m avec $\beta_2 = -0.977 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = -0.100 \text{ ps}^3/\text{km}$, $\gamma = 2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$. La ligne noire pointillée représente la longueur d’onde de dispersion nulle de la fibre et la ligne pleine, la longueur d’onde théorique de l’onde dispersive, solution de l’équation 2.9.

est nommé *recul spectral* et est un résultat de la conservation de la quantité de mouvement totale du processus [59].

Pour résumer, nous avons vu dans cette première partie qu’un soliton brillant se présente sous la forme d’une impulsion lumineuse qui, pour le cas fondamental, conserve sa forme lors de sa propagation dans une fibre optique. Lorsque la puissance du soliton brillant est importante, il peut subir, par effet Raman, un décalage spectral vers les hautes longueurs d’onde. De plus, aux abords de la longueur d’onde de dispersion nulle d’une fibre optique, il peut donner naissance à une onde dispersive qui évolue linéairement en zone de dispersion normale. Dans la suite de ce chapitre, nous nous intéresserons aux solitons sombres.

2.3 Les solitons sombres

2.3.1 Soliton noir ou soliton gris

La deuxième famille de solutions de l’équation 2.1 correspond aux solitons sombres. Contrairement aux solitons brillants, les solitons sombres existent en régime de dispersion normale ($\beta_2 > 0$). Ils se présentent sous la forme d’un creux d’intensité (associé à un saut de phase) sur un fond uniforme. Ils prennent la forme mathématique suivante :

$$A_{DS}(z, t) = \sqrt{P_0} \left[\cos \varphi \tanh \left(\frac{t - vz}{T_0} \cos \varphi \right) - i \sin \varphi \right] e^{i\gamma P_0 z} \quad (2.10)$$

où le paramètre φ est relié à la profondeur du soliton, $P_0 \sin \varphi$. P_0 et T_0 sont respectivement la puissance crête du soliton et sa durée. La durée à mi-hauteur du soliton (FWHM) peut être retrouvée avec la relation suivante : $T_{FWHM} = T_0 \operatorname{arctanh}(\sqrt{0.5})/\cos \varphi$. v correspond à l'inverse de la vitesse du soliton sombre et s'exprime $v = \sqrt{\gamma P_0 \beta_2} \sin \varphi$.

Les solitons sombres peuvent être différenciés en deux classes, en fonction de leur profondeur :

- Les solitons *noirs* ($\varphi = 0$) dont le minimum d'intensité est nul et dont le saut de phase est abrupt et d'une amplitude égale à π (voir courbe bleue, Fig. 2.6).
- Les solitons *gris* ($\varphi \neq 0$) dont le minimum est différent de zéro et dont le saut de phase est lisse et inférieur à π (voir courbes rouge et verte, Fig. 2.6). Ils présentent également la particularité de se propager avec une vitesse non nulle. Ainsi, lorsque $\varphi < 0$ ($\varphi > 0$) le soliton gris se propage plus rapidement (lentement) que la pompe.

À noter que $\varphi = \pm\pi/2$ constitue la limite continue, *i.e.* pour ces valeurs le minimum du soliton est égal à l'amplitude P_0 , le champ est donc totalement continu.

Des exemples de solitons sombres sont montrés sur les figures 2.6 (a) et (b) qui représentent respectivement le profil temporel et la phase de solitons sombres de profondeur différente : $\varphi = 0$ (bleu), $\varphi = \pi/10$ (rouge) et $\varphi = \pi/4$ (vert).

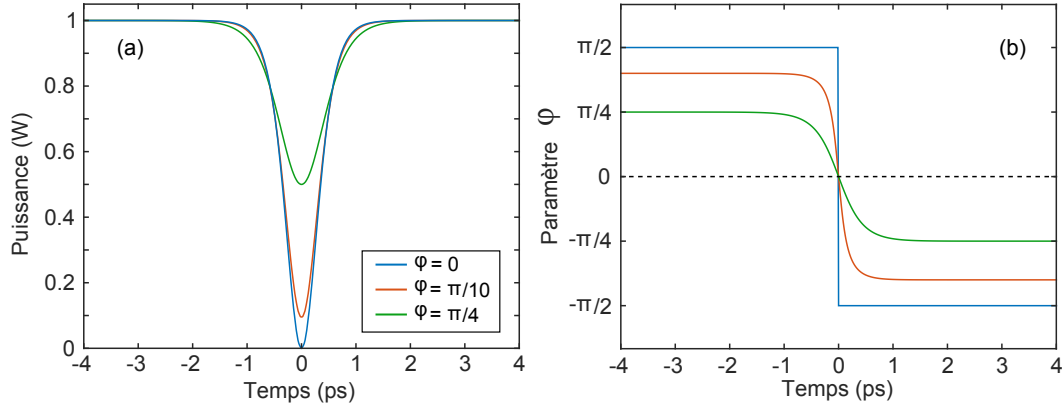


FIGURE 2.6 – a) Profil temporel de différents solitons sombres : soliton noir ($\varphi = 0$) en bleu et soliton gris avec $\varphi = \pi/10$ et $\varphi = \pi/4$, respectivement en rouge et en vert. b) Saut de phase correspondant. Paramètres : $T_0 = 400$ fs et $P_0 = 1$ W.

2.3.2 Soliton sombre d'ordre supérieur

Comme dans le cas des solitons brillants, on peut définir l'ordre du soliton sombre N par :

$$N^2 = \frac{P_0 T_0^2 \gamma}{\beta_2} \quad (2.11)$$

De la même façon que pour les solitons brillants, si $N = 1$ le soliton sombre est dit *fondamental* et lorsque $N > 1$, il est dit *d'ordre supérieur*. Cependant, dans le cas des solitons sombres, un soliton d'ordre supérieur n'est pas stable même en l'absence d'effets non-linéaires ou de dispersion d'ordre supérieur. En fait, il donnera simplement naissance à plusieurs solitons sombres de plus courtes durées. En particulier, il donnera naissance à un soliton de la même profondeur et à des paires de solitons gris supplémentaires de vitesse opposée dont le nombre est égal à $N' - 1$, N' étant l'entier le plus proche de N si N n'est pas entier. La figure 2.7 montre l'évolution temporelle d'un soliton noir ($\varphi = 0$) d'ordre $N = 3$ dont la durée est $T_0 = 500$ fs se propageant dans une fibre optique de 30 m en l'absence de dispersion d'ordre supérieur, d'effet Raman ou d'auto-raïdissement. Comme on peut le voir, l'impulsion sombre initiale donne naissance à un soliton noir plus court temporellement et à une paire de solitons gris de vitesse opposée.

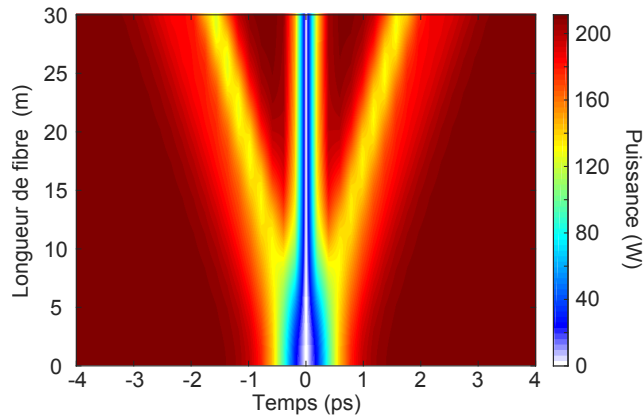


FIGURE 2.7 – a) Dynamique temporelle d'un soliton noir d'ordre 3. Paramètres d'entrée : $T_0 = 500$ fs ; $N = 3$; $\beta_2 = 11.7$ ps²/km ; $\gamma = 2$ W⁻¹km⁻¹.

2.3.3 Génération expérimentale de solitons sombres

À cause de leur profil d'intensité et de phase spécifique, la génération expérimentale de solitons sombres est relativement délicate. En effet, afin d'exciter un soliton sombre dans une fibre optique, il faut être capable de préparer le profil initial adéquat, à savoir une impulsion sombre (creux d'intensité) sur un fond continu associée à un saut de phase.

La première tentative d'observation de solitons sombres dans une fibre optique s'est faite par la génération d'impulsions sombres sur un fond fini. Ainsi en 1987, P. Emplit *et al.* utilisent une technique de filtrage en fréquence afin de générer des impulsions sombres [25]. Ces résultats sont admis comme la première observation de solitons sombres dans une fibre optique. Peu après, D. Kröker *et al.* [27] génèrent une impulsion sombre de 300 fs sur un fond très large de 100 ps (sans saut de phase) en modulant une impulsion longue par une autre plus courte en présence

de l'effet Kerr optique. On parle alors de modulateur à fibre optique. Cependant, en l'absence de contrôle de la phase, l'impulsion sombre ne possède pas le profil de phase asymétrique requis. La propagation d'une impulsion sombre ne possédant pas de saut de phase en son centre mène toujours à la génération d'une paire de solitons gris de vitesse opposée [62–64]. Le travail de D. Kröker *et al.* constitue donc la première observation de cet effet.

La séparation d'une impulsion dont la phase est symétrique en deux solitons gris de vitesse opposée a également été observée par A. M. Weiner *et al.* [26]. Dans ce travail, l'impulsion sombre est créée grâce à l'utilisation de réseaux couplés à des masques d'amplitude et de phase [65]. Les réseaux permettant de séparer spatialement les composantes fréquentielles d'un champ optique, le spectre de l'impulsion initiale est modifié par un masque d'amplitude. Ainsi, A. M. Weiner *et al.* ont pu mettre en forme une impulsion sombre de 182 fs sur un fond d'environ 2 ps qui se sépare en deux solitons gris. L'ajout d'un masque de phase au montage permet d'induire un saut de phase de π à l'impulsion sombre. Il permet alors d'exciter un soliton noir et de pouvoir en faire l'observation. Cette observation a par la suite été validée par W. J. Tomlinson *et al.* [66] qui confirment que malgré l'évolution du fond fini sur lequel le soliton se situe, l'impulsion sombre conserve adiabatiquement son profil et son caractère solitonique. Ainsi, une impulsion sombre se propageant sur un fond d'une durée au moins 10 fois supérieure à cette impulsion peut être considérée comme un soliton sombre. La technique utilisée dans [65] fut réemployée plusieurs années plus tard pour étudier la propagation de solitons sombres sur des distances plus importantes (1 km) [67]. L'avancée de la technologie a permis d'étendre les méthodes de mise en forme d'impulsions, basées sur le filtrage de fréquence et de phase, au régime femtoseconde [68–70].

Une autre méthode plus complexe permettant de synthétiser des impulsions optiques a également été proposée [71]. Composée d'éléments opto-électroniques (AWG, optical frequency comb...), elle a notamment permis l'observation de solitons noirs d'environ 10 ps. En opposition avec ces techniques de mise en forme d'impulsions, qui restent malgré tout assez complexes, J. E. Rothenberg *et al.* ont proposé une technique relativement simple permettant de générer un train de solitons à partir de la collision de deux impulsions dans une fibre normalement dispersive [72, 73]. Cette technique sera explicitée en détails dans le chapitre 3, où elle sera utilisée afin d'étudier la dynamique de solitons sombres aux alentours de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique.

L'utilisation des solitons noirs pour des applications de télécommunications optiques a suscité de nombreuses recherches. Plusieurs études ont notamment fait la démonstration de la propagation de solitons noirs sur de très longues distances (1200 km) [33, 74]. Ainsi, les études concernant la génération de solitons sombres se sont tournées vers la génération de train de solitons noirs à haute fréquence de répétition. On peut citer notamment plusieurs techniques de génération :

- Modulateur d'intensité électro-optique [32, 75].
- Conversion non-linéaire d'un signal de battement dans une fibre à dispersion

normale décroissante [76].

- Utilisation d'un réseau de Bragg à fibre comme élément de filtrage passif [74, 77].
- Utilisation de fibre à dispersion profilée [78].
- Modulation de phase croisée [79, 80].
- Cavité fibrée [81–83].

Plus d'une vingtaine de travaux se sont focalisés sur la génération d'impulsions sombres. Chacune de ces techniques possède ses avantages et inconvénients. Néanmoins, on peut remarquer qu'aucune de ces techniques ne permet de générer un soliton sombre isolé avec sa profondeur et sa phase qui peuvent être contrôlées et ajustées. Dans le chapitre 4, nous présenterons une méthode permettant la génération d'impulsions sombres dont la phase peut être contrôlée précisément, permettant ainsi le contrôle de la profondeur des solitons générés.

2.3.4 Influence de l'effet Raman

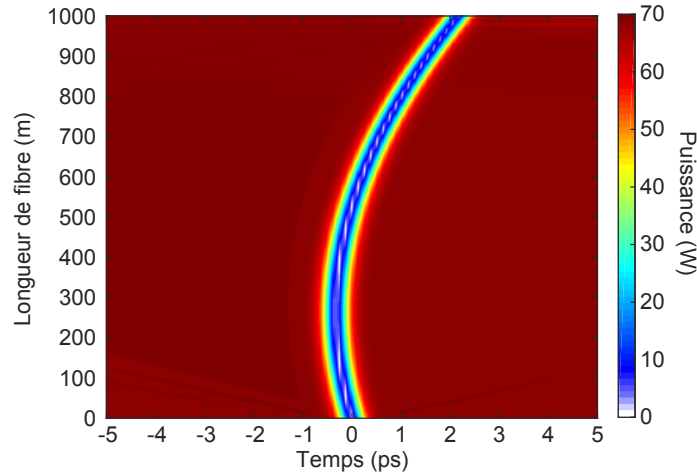


FIGURE 2.8 – a) Dynamique temporelle d'un soliton gris subissant l'effet Raman. Paramètres d'entrée : $T_0 = 180$ fs ; $\varphi = -\pi/40$; $N = 1$; $\lambda_0 = 1500$ nm ; $\lambda_{ZD} = 1550$ nm ; $\beta_2 = 4.46$ ps²/km ; $\gamma = 2$ W⁻¹.km⁻¹.

De façon similaire aux solitons brillants, la propagation des solitons sombres dans une fibre optique peut être perturbée par l'effet Raman. Cet effet se traduit par une augmentation du paramètre φ au cours de la propagation vers sa valeur limite ($\varphi \Rightarrow \pi/2$) [35, 84–87] et par un auto-décalage vers les basses longueurs d'onde [88, 89]. L'impact de l'effet Raman sur des solitons sombres fut observé pour la première fois par A. M. Weiner *et al.* en 1989 [34]. Cependant, bien que son impact temporel sur les solitons sombres soit important, l'auto-décalage en longueur d'onde est assez faible, rendant son observation difficile [89].

Prenons l'exemple d'un soliton gris d'une durée $T_0 = 180$ fs et de paramètre $\varphi = -\pi/40$ qui se propage dans une fibre optique où $\beta_2 = 4.46$ ps²/km, $\gamma = 2$ W⁻¹.km⁻¹, en présence de l'effet Raman. On peut voir sur l'évolution du profil temporel représenté sur la figure 2.8 que la vitesse de propagation du soliton diminue au cours de la propagation. Ce ralentissement, dû à l'effet Raman, est généralement associé une variation de la profondeur du soliton, *i.e.* le paramètre φ augmente au cours de la propagation.

2.3.5 Génération d'ondes dispersives

L'émission d'une onde dispersive par un soliton sombre a été prédite théoriquement dans les années 1990 [36, 90]. Bien que le mécanisme d'émission puisse être physiquement expliqué de la même façon que pour les solitons brillants, la longueur d'onde d'émission ainsi que son efficacité ne dépendent pas uniquement de l'amplitude du soliton. En effet, l'amplitude effective du soliton ($P_0 \sin \varphi$) et sa vitesse (V_s) sont une fonction du paramètre φ . Ainsi, la longueur d'onde d'émission et l'efficacité sont fortement affectées par la valeur de φ . La relation d'accord de phase gouvernant cette émission est la suivante [36, 90–93]

$$\frac{\beta_2}{2}\Omega^2 + \frac{\beta_3}{6}\Omega^3 - \frac{\Omega}{V_s} + \gamma P_0 = 0 \quad (2.12)$$

Notons que cette relation diffère légèrement de celle obtenue dans le cas de l'émission d'une onde dispersive par un soliton brillant. En effet, dans le cas des solitons sombres, la vitesse V_s est une fonction du paramètre φ , *i.e.* de la profondeur du soliton. Le terme Ω/V_s va donc jouer un rôle important dans le processus de génération d'onde dispersive. De plus, la contribution non-linéaire (γP_0) apportée par le soliton sombre est de signe opposé et deux fois plus faible à celui du cas des solitons brillants. Cette relation sera explicitée en détail dans le chapitre 3. Par ailleurs, l'émission de l'onde dispersive peut être accompagnée par l'émission d'un soliton gris de faible amplitude et de vitesse différente du soliton initial [90].

Prenons l'exemple d'un soliton noir (d'une durée $T_0 = 400$ fs et d'amplitude $P_0 = 1.48$ W) se propageant aux abords de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique de type DSF. Les paramètres de la fibre sont $\lambda_{ZD} = 1550$ nm, $\gamma = 2$ W⁻¹. km⁻¹ et la longueur de la fibre est de 2 km. Les figures 2.9 (a) et (b) représentent respectivement le profil temporel et spectral du champ en sortie de la fibre. L'évolution temporelle et spectrale au cours de la propagation est représentée respectivement sur les figures 2.9 (c) et (d). On constate alors que temporellement, l'onde dispersive est émise vers 400 m et se présente sous la forme d'oscillations (visibles à droite du soliton) s'élargissant au cours de la propagation. Elle est accompagnée de l'émission d'un soliton gris de très faible amplitude, visible sur la gauche du soliton aux alentours de -2 ps. Dans le domaine spectral, le soliton qui se situe à 1544 nm, émet une onde dispersive dans la zone de dispersion anormale, visible aux alentours de 1563 nm sur le profil en sortie de fibre.

La longueur d'onde d'émission théorique peut être calculée à partir de la relation d'accord de phase 2.12. Dans ce cas, la longueur théorique de l'onde dispersive émise

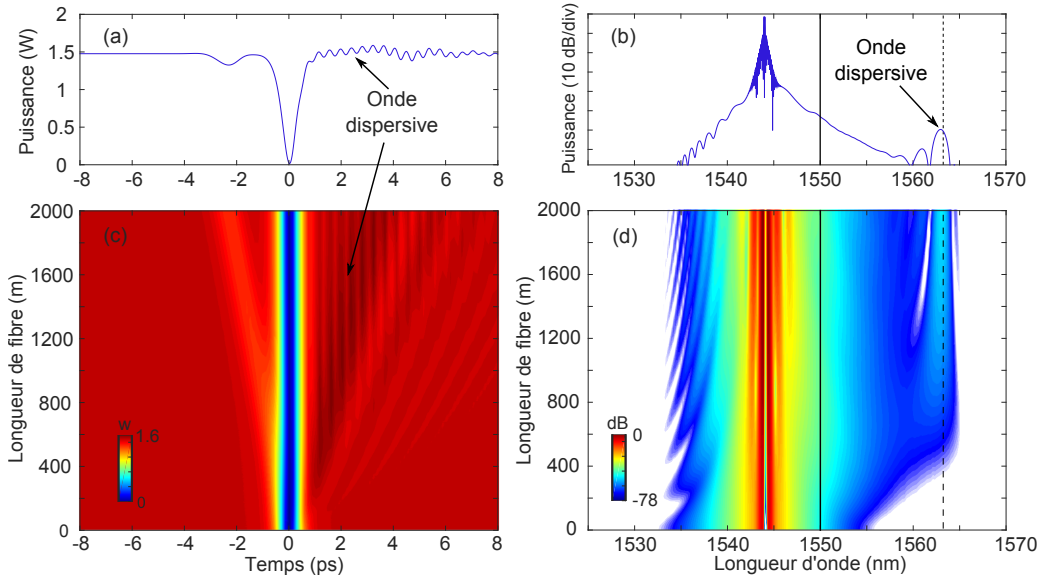


FIGURE 2.9 – Génération d’une onde dispersive par un soliton noir ($\varphi = 0$), de durée $T_0 = 400$ fs et de puissance $P_0 = 1.48$ W. a) et b) Profil temporel et spectral en sortie de fibre. c) Évolution temporelle et d) évolution spectrale au cours de la propagation. Les lignes verticales pleines et en pointillés représentent respectivement la longueur d’onde de dispersion nulle de la fibre et la longueur d’onde théorique de l’onde dispersive émise par le soliton (solution de l’équation 2.12). Paramètres : longueur de fibre de 2 km, $\beta_2 = 0.4726$ ps²/km ; $\beta_3 = 0.1$ ps³/km ; $\gamma = 2$ W⁻¹. km⁻¹.

est 1563.2 nm. Celle-ci, représentée par une ligne pointillée verticale sur les figures 2.9 (b) et (d), est en très bon accord avec la simulation numérique.

2.4 Conclusion

Dans le premier chapitre, nous avons introduit les principaux effets linéaires et non-linéaires qui sont susceptibles d’apparaître dans une fibre optique. Ensuite, nous avons consacré le deuxième chapitre à la présentation des solitons brillants et sombres. Nous avons présenté leur comportement en présence des effets de dispersion et de non-linéarité d’ordre supérieur. Ainsi, la propagation des solitons brillants et sombres peut être affectée par l’effet Raman induisant une variation de leur fréquence ou de leur profondeur. De plus, lorsqu’ils se propagent aux abords d’une longueur d’onde de dispersion nulle, ils sont susceptibles d’émettre des ondes dispersives. Dans la suite, nous nous intéresserons en détail à la génération d’une onde dispersive par un soliton noir ou gris.

Deuxième partie

Émission d'ondes dispersives
par des solitons sombres

Génération d'ondes dispersives par un train de solitons sombres

Sommaire

3.1	Introduction	33
3.2	Analyse théorique du processus	34
3.3	Génération expérimentale d'un train de solitons sombres	35
3.3.1	Présentation de la technique utilisée	35
3.3.2	Présentation du montage	36
3.4	Résultats	38
3.4.1	Observation de la génération d'une onde dispersive	38
3.4.2	Dynamique de la génération d'une onde dispersive	38
3.4.3	Influence du nombre de solitons	40
3.4.4	Continuum	42
3.5	Interaction soliton brillant - train de solitons sombres	43
3.5.1	Génération de solitons brillants	43
3.5.2	Observation expérimentale	45
3.5.3	Analyse de l'interaction	46
3.6	Conclusion	48

3.1 Introduction

L'émission d'une onde dispersive par un soliton sombre est un effet qui a été prédit théoriquement et observé numériquement dans les années 1990 [36,90]. Dans ce processus, l'onde dispersive est émise par un soliton sombre qui se propage dans une zone de dispersion normale aux abords de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique. Basés sur ces résultats, C. Milián *et al.* ont étudié numériquement la propagation d'un train de solitons sombres aux abords de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique [91]. Dans ce travail, ils ont démontré que la génération d'ondes dispersives par un train de solitons sombres peut initier la formation d'un continuum spectral. Jusqu'à ce jour, ce résultat, et plus généralement l'émission d'ondes dispersives par des solitons sombres, n'a jamais été observé expérimentalement, ce qui constitue l'objectif de cette étude.

3.2 Analyse théorique du processus

Nous démarrons ce chapitre par le calcul analytique de la condition d'accord de phase régissant l'émission d'une onde dispersive par un soliton sombre. Afin d'établir cette relation, nous utilisons une approche perturbative. Notre point de départ est l'équation de Schrödinger non-linéaire, dans laquelle nous négligeons les effets Raman et d'auto-raïdissement :

$$i\frac{\partial A}{\partial z} + D(i\partial_t) + \gamma A|A|^2 = 0 \quad (3.1)$$

où $D(i\partial_t) = \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n}{n!} (i^n \frac{\partial^n}{\partial t^n})$ correspond à la dispersion de la fibre développée autour de la fréquence du soliton ω_s et où n désigne l'ordre de la dispersion.

Le champ est écrit sous la forme : $A(z, t) = (F(z, t) + g(z, t))e^{i\gamma P_0 z}$ où $F(z, t)$ correspond à un soliton sombre, solution de l'équation de Schrödinger pure (équation 2.1), et $g(z, t)$ à une perturbation (onde dispersive). En remplaçant $A(z, t)$ dans l'équation 3.1 et en se plaçant dans le référentiel $\tau = t - V_s/z$, qui se déplace à la vitesse du soliton V_s , on obtient l'équation régissant l'évolution de $g(z, \tau)$:

$$i\frac{\partial g}{\partial z} + \tilde{D}(i\partial_\tau)g - \gamma P_0 g + 2\gamma|F|^2 g + \gamma F^2 g^* = - \left[D(i\partial_\tau) - i\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial}{\partial t^2} \right] F \quad (3.2)$$

où on a défini $\tilde{D}(i\partial_\tau) = -iV_s^{-1}\partial_\tau + D(i\partial_\tau)$. Par ailleurs, en supposant que le couplage entre l'onde linéaire et le soliton est faible, le terme $F^2 g^*$ peut être négligé. De plus, si on considère que l'évolution de l'onde linéaire ne subit aucun forçage, l'équation 3.2 se réduit à :

$$i\frac{\partial g}{\partial z} + \tilde{D}(i\partial_\tau)g - \gamma P_0 g + 2\gamma|F|^2 g = 0 \quad (3.3)$$

On définit alors $g(z, \tau)$ tel que $g(z, \tau) = a(z)e^{i(k_{lin}z - \Omega\tau)} + b^*(z)e^{-i(k_{lin}z - \Omega\tau)}$, dans lequel $\Omega = \omega_{od} - \omega_s$ représente la différence de fréquence entre l'onde dispersive et le soliton. Asymptotiquement, $|F|^2 = P_0$ (on se place loin du soliton), on obtient alors l'accord de phase suivant :

$$D(\Omega) - \Omega/V_s + \gamma P_0 = 0 \quad (3.4)$$

Cette expression, qui diffère peu de celle obtenue dans le cas de l'émission d'une onde dispersive par un soliton brillant (éq. 2.9), présente trois contributions distinctes. La première est apportée par la dispersion des ondes linéaires et la deuxième, par la vitesse du soliton. Dans le cas des solitons brillants, cette contribution trouve son origine dans le fait que la vitesse de groupe de la porteuse et celle du soliton sont différentes. Cependant, dans le cas des solitons sombres, la vitesse V_s est également une fonction du paramètre φ . La profondeur du soliton va donc jouer un rôle supplémentaire dans le processus de génération d'onde dispersive. La troisième contribution correspond à la contribution non-linéaire qui est positive dans le cas des solitons sombres, alors que dans le cas des solitons brillants ce terme est négatif et deux fois plus faible que dans le cas des solitons sombres.

3.3 Génération expérimentale d'un train de solitons sombres

3.3.1 Présentation de la technique utilisée

Plusieurs techniques existent afin de générer des solitons sombres dans une fibre optique (voir section 2.3.3). L'une des plus simples à mettre en œuvre, proposée par J. E. Rothenberg *et al.* au début des années 1990 [72, 73], permet notamment de générer un train de solitons sombres à l'aide de deux impulsions Gaussiennes retardées l'une par rapport à l'autre [94] (cf. figure 3.1 (a) et (b)).

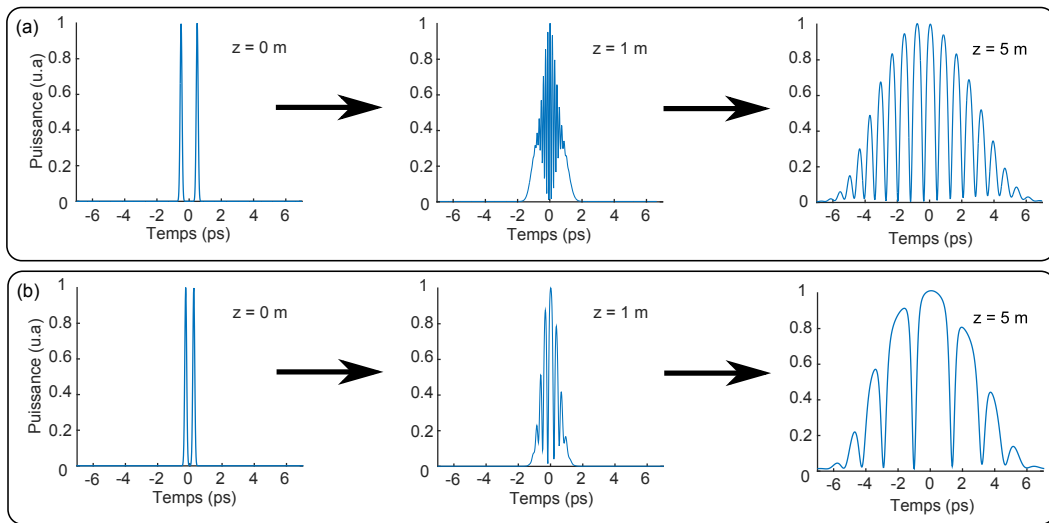


FIGURE 3.1 – Évolution temporelle de deux impulsions Gaussiennes de durée $T_0 = 140$ fs en un train de solitons sombres. a) et b) correspondent respectivement à un retard $T_{ret} = 1$ ps et $T_{ret} = 0.5$ ps. Paramètres : $\beta_2 = 19.8$ ps²/km, $\gamma = 25.3$ W⁻¹.km⁻¹ et longueur de fibre $L = 5$ m.

Prenons l'exemple de deux impulsions Gaussiennes de même durée à mi-hauteur égale à 140 fs, retardées l'une par rapport à l'autre et se propageant dans une fibre optique de 5 m dans une zone de dispersion normale ($\beta_2 = 19.8$ ps²/km et $\gamma = 25.3$ W⁻¹.km⁻¹). L'évolution temporelle des impulsions au cours de leur propagation est représentée sur les figures 3.1 (a) et (b) pour des retards respectifs de 1 ps et de 0.5 ps. Lors de la propagation des deux impulsions Gaussiennes dans la fibre optique, la dispersion et l'auto-modulation de phase induisent aux impulsions un élargissement temporel et un chirp linéaire positif. Après 1 m de propagation, les deux impulsions chirpées entrent en collision et interfèrent, formant ainsi une unique impulsion dont le profil présente des oscillations rapides en son centre. Dans le cas où le retard est plus faible [figure 3.1 (b)], on peut remarquer que le nombre d'oscillations est plus faible. En effet, lorsque le retard entre les impulsions est plus petit, le chirp acquis par les impulsions avant leur collision est plus faible. Ainsi, la différence de

fréquence entre les bords des impulsions entrant en collision est moins importante. C'est pourquoi, le nombre d'oscillations au centre de l'impulsion formée est plus faible. Grâce aux effets non-linéaires, cette modulation évolue après 5 m de propagation en un train d'impulsions sombres de plus en plus isolées. On peut montrer théoriquement que la forme de ces impulsions approche asymptotiquement celle de solitons sombres. Cependant, elles ne peuvent pas être rigoureusement nommées « solitons » car elles évoluent sur un fond fini qui s'élargit rapidement lors de la propagation. La durée des impulsions sombres suit adiabatiquement l'élargissement de l'impulsion sur laquelle ils se propagent. Par conséquent, ces impulsions peuvent être considérées comme des quasi-solitons sombres.

Finalement, cette technique, bien qu'elle ne soit pas idéale car elle ne permet pas de générer des solitons sombres sur un fond infini ou suffisamment étendu, peut être facilement mise en place expérimentalement. Elle permet de générer un train de quasi-solitons sombres relativement facilement et ainsi de pouvoir étudier leur dynamique dans une fibre optique.

3.3.2 Présentation du montage

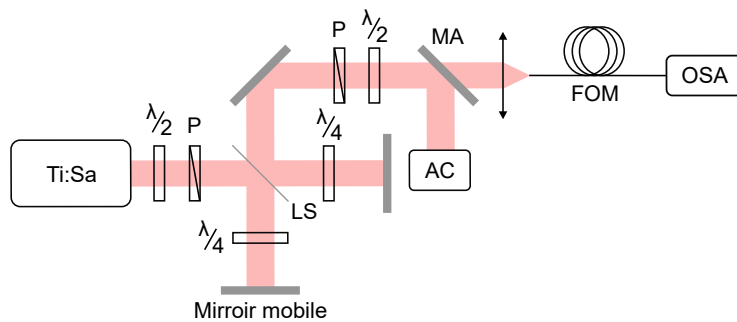


FIGURE 3.2 – Schéma du montage expérimental. $\lambda/2$: lame demi-onde ; $\lambda/4$: lame quart d'onde ; P : polariseur ; LS : lame séparatrice ; MA : miroir amovible ; AC : autocorrélateur ; OSA : analyseur de spectre optique.

Afin d'étudier la dynamique d'un train de solitons sombres aux abords de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique, la méthode décrite ci-dessus a été mise en place. Le montage correspondant est présenté sur la figure 3.2. Un laser Ti:Sa délivre des impulsions Gaussiennes, d'une durée à mi-hauteur de 140 fs accordables autour de 800 nm à une cadence de 80 MHz. Les impulsions passent par un atténuateur variable, constitué d'une lame demi-onde et d'un polariseur. Ensuite, un interféromètre de Michelson déséquilibré est utilisé afin de créer une paire d'impulsions. Le retard entre les impulsions est réglable en translatant l'un des miroirs des bras de l'interféromètre. L'état de polarisation des impulsions est contrôlé avec une lame quart d'onde placée dans chaque bras. En ajustant cet état de polarisation et en le projetant sur un analyseur en sortie de l'interféromètre, la puissance de chaque impulsion peut alors être contrôlée. Une lame demi-onde est

ensuite placée après cet analyseur afin d'orienter l'état de polarisation des deux impulsions sur un axe neutre de la fibre. Ce montage permet donc de contrôler le retard entre les impulsions, leur puissance relative et leur direction de polarisation par rapport à la fibre optique. Finalement, un miroir amovible permet de guider le faisceau vers un auto-corrélateur (AC) permettant de mesurer les propriétés de la paire d'impulsions à l'entrée de la fibre (retard entre les impulsions, durée des impulsions) ou de l'injecter dans la fibre. Enfin, le spectre est mesuré à la sortie de la fibre avec un analyseur de spectre optique (OSA).

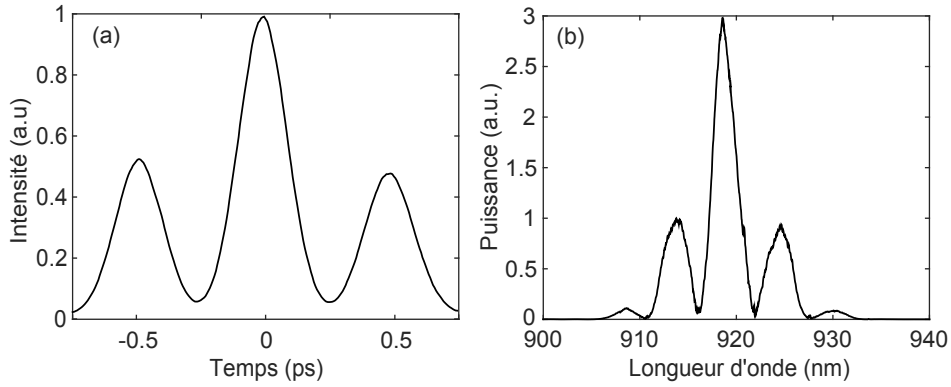


FIGURE 3.3 – Exemple de caractérisation des impulsions en entrée de fibre. a) Trace d'auto-corrélation et b) spectre correspondant. Le retard entre les impulsions est ici fixé à 500 fs.

Un exemple de caractérisation est présenté sur les figures 3.3 (a) et (b) où l'on montre respectivement la trace d'auto-corrélation et le spectre de la double impulsion à l'entrée de la fibre optique. Le retard entre les impulsions peut être déterminé par la mesure de l'écart entre les pics externes et le pic central de la trace d'auto-corrélation. Dans ce cas, le retard est de 500 fs. La durée à mi-hauteur des impulsions d'entrée T_{in} peut également être mesurée à partir de la durée à mi-hauteur du pic central de la trace d'auto-corrélation T_{corr} . La relation entre T_{in} et T_{corr} dans le cas d'impulsion Gaussienne est $T_{in} = T_{corr}/\sqrt{2}$. Dans cet exemple, $T_{in} = 140$ fs.

Afin d'obtenir une dispersion normale et une longueur d'onde de dispersion nulle située dans la gamme d'accordabilité du laser Ti:Sa, la fibre utilisée dans les expériences qui suivent est une FOM dont le pitch vaut $\Lambda = 2.88 \mu\text{m}$ et le diamètre normalisé $d/\Lambda = 0.62$. Ainsi, la longueur d'onde de dispersion nulle se situe à 970 nm. La longueur d'onde du laser est fixée à 920 nm. À cette longueur d'onde, le coefficient non-linéaire γ vaut $22 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ et la dispersion de la fibre est calculée jusqu'à l'ordre trois grâce aux relations empiriques de Saitoh-Koshiba [95]. Dans notre cas, $\beta_2 = 6.41 \text{ ps}^2/\text{km}$ et $\beta_3 = 0.0541 \text{ ps}^3/\text{km}$.

3.4 Résultats

3.4.1 Observation de la génération d'une onde dispersive

En utilisant le montage décrit sur la figure 3.2, nous effectuons les premières expériences avec un retard entre les impulsions relativement faible, égal à 280 fs. Ainsi, le train formé sera composé de très peu de solitons. La puissance crête des impulsions est fixée à 360 W et la longueur de la FOM, décrite précédemment, à 4 m. Le résultat en sortie de fibre est présenté sur la figure 3.4 en noir, où la ligne verticale pleine représente la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre. La mesure expérimentale montre la présence du spectre du train de solitons dans la région de dispersion normale, le peu d'oscillations visibles traduisant le nombre limité de solitons sombres effectivement générés. De plus, on peut remarquer la présence d'une onde localisée dans la zone de dispersion anormale. Celle-ci se situant spectralement aux alentours de 1034 nm, peut avoir été émise par l'un des solitons sombres du train.

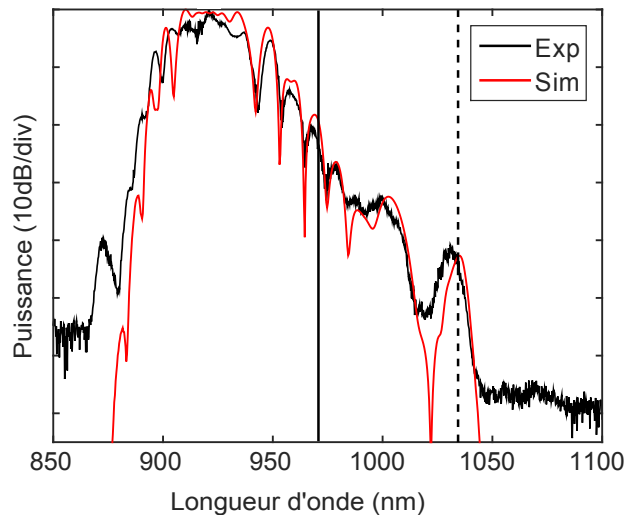


FIGURE 3.4 – Spectres expérimental (noir) et simulé (rouge) après 4 m de propagation. La ligne pointillée noire représente la longueur d'onde théorique de l'émission d'une onde dispersive par le soliton le plus rapide du train, d'après la relation 3.4, et la ligne pleine correspond à la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre.

3.4.2 Dynamique de la génération d'une onde dispersive

Afin d'étudier plus en détails la dynamique observée expérimentalement, on effectue une simulation numérique dans les conditions de l'expérience. La simulation est basée sur l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée (équation 1.18), dans laquelle nous prenons en compte la dispersion d'ordre trois, l'effet Raman et l'auto-raïdissement. Le résultat est présenté sur les figures 3.5 (a) et (b), où on représente

respectivement l'évolution temporelle et spectrale des impulsions en fonction de la longueur de propagation dans la fibre. Le spectre numérique à la sortie de la fibre est juxtaposé au résultat expérimental précédent sur la figure 3.4 en rouge. En très bon accord avec le résultat expérimental, la simulation montre également le spectre d'un train de solitons dans la région de dispersion normale ainsi que la génération d'une onde dans la région de dispersion anormale.

Plus précisément, la figure 3.5 (a) montre que le faible retard entre les 2 impulsions initiales permet la formation de 2 solitons sombres de vitesses opposées après une distance de propagation d'environ 1 m. Dans le domaine spectral [figure 3.5 (b)], le spectre initial s'élargit progressivement jusqu'à déborder dans la zone de dispersion anormale. Finalement, après 1.34 m de propagation, une onde dispersive est émise dans la région de dispersion anormale aux alentours de 1034 nm. Ainsi, on observe l'émission d'une seule onde dispersive alors que 2 solitons sont générés. C'est pourquoi, il est nécessaire d'identifier lequel des deux solitons formés est à l'origine de la génération de la nouvelle composante spectrale.

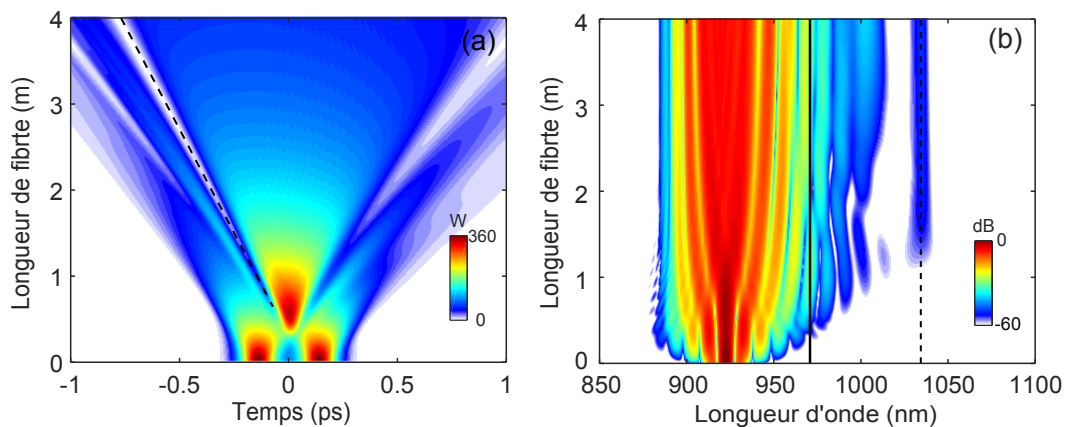


FIGURE 3.5 – Génération d'une onde dispersive. a) Évolution temporelle en fonction de la longueur de fibre. La ligne pointillée représente la vitesse du soliton le plus rapide. b) Évolution spectrale en fonction de la longueur de fibre. La ligne pointillée représente la longueur d'onde d'émission théorique calculée à partir de l'équation 3.4 et la ligne pleine, la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre. Retard initial : 280 fs.

La résolution de l'équation 3.4 permet de déterminer la longueur d'onde théorique de l'onde dispersive émise. Pour cela, il est nécessaire de mesurer la vitesse du soliton V_s et son amplitude à la distance de propagation où l'onde dispersive est émise (ici à $z = 1.34$ m). La détermination de la vitesse se fait à travers la pente de la tangente de la trajectoire du soliton sombre. Sur la figure 3.5 (a), cette tangente est représentée par une ligne pointillée noire pour le soliton le plus rapide. L'amplitude du soliton, quant à elle, est mesurée directement sur le profil temporel de l'impulsion à 1.34 m (cf. figure 3.6). Ainsi, la puissance crête du soliton sombre

le plus rapide, localisé temporellement à -0.2 ps, est de 130 W.

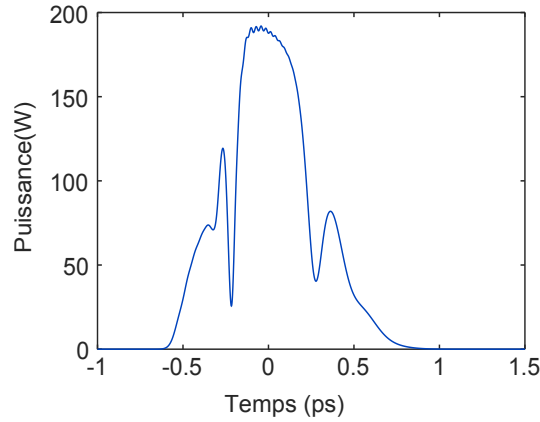


FIGURE 3.6 – Profil temporel à 1.34 m de propagation.

Ainsi, la résolution de l'équation 3.4 dans le cas du soliton le plus lent ($V_s > 0$) donne une longueur d'onde d'émission égale à 1120 nm. Dans le cas où le soliton est plus rapide ($V_s < 0$), cette longueur d'onde diminue à 1034 nm, *i.e.* beaucoup plus proche de la longueur d'onde de dispersion nulle. On remarque alors que le signe de V_s change radicalement la longueur d'onde de l'onde dispersive. Dans ce cas, l'onde dispersive émise par le soliton le plus lent (1120 nm) n'est pas observable dans l'expérience ni dans la simulation. Ainsi, seule l'émission du soliton le plus rapide (1034 nm) est observable. Physiquement, ce résultat peut être expliqué par le signe de β_3 et le chirp de l'impulsion. En effet, β_3 étant positif et l'impulsion possédant un chirp linéaire positif, le soliton le plus rapide est spectralement plus proche de la longueur d'onde de dispersion nulle que le soliton le plus lent. Il est donc susceptible d'émettre une onde dispersive avec une meilleure efficacité. La longueur d'onde théorique correspondante, représentée par une ligne pointillée verticale sur les figures 3.4 et 3.5 (b), est en excellent accord avec l'expérience et la simulation, et confirme donc ce résultat.

Nous avons donc effectué ici la première observation expérimentale de l'émission d'une onde dispersive par un soliton sombre.

3.4.3 Influence du nombre de solitons

Afin d'étudier l'impact de la vitesse de propagation des solitons sombres sur le processus d'émission, on augmente le retard entre les impulsions jusqu'à 465 fs. Le nombre de solitons sera donc plus important. La puissance crête des impulsions à l'entrée de la fibre est augmentée à 590 W et la longueur de la fibre est réduite à 2.8 m. Les autres paramètres sont fixés à ceux de l'expérience précédente. De la même manière que précédemment, on mesure le spectre expérimental à la sortie de la fibre et on effectue une simulation numérique dans les conditions de l'expérience.

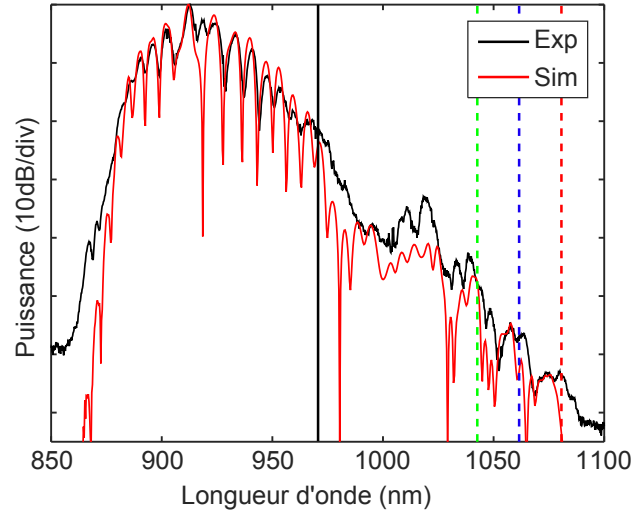


FIGURE 3.7 – Spectres expérimental (noir) et simulé (rouge) après 2.8 m de propagation. La ligne verticale noire pleine correspond à la longueur d’onde de dispersion nulle de la fibre. Les lignes pointillées correspondent respectivement aux longueurs d’onde théoriques des ondes dispersives émises, calculées en utilisant l’équation 3.4 avec la vitesse des solitons correspondante [de la même couleur que sur la figure 3.8 (a)].

Les spectres expérimentaux et numériques en sortie de fibre, représentés respectivement en noir et en rouge sur la figure 3.7, sont en excellent accord et montrent la présence d’un nombre plus important d’oscillations dans la zone de dispersion normale. Le nombre de solitons sombres dans le train est donc plus important. La figure 3.7 montre également la présence de plusieurs pics distincts dans la zone de dispersion anormale pouvant correspondre à plusieurs ondes dispersives.

Afin d’identifier l’origine de ces pics, on représente sur la figure 3.8 les résultats numériques obtenus. L’évolution temporelle, représentée sur la figure 3.8 (a), montre la formation de six solitons sombres de vitesses différentes. La figure 3.8 (b), qui représente l’évolution spectrale du train de solitons sombres, montre un élargissement spectral relativement important. Trois pics, correspondant à des ondes dispersives, peuvent également être identifiés dans la région de dispersion anormale. La première onde dispersive, générée après une longueur de propagation de 0.62 m, est située à 1076 nm, la deuxième générée après 1 m est située à 1058 nm, et la troisième générée après 1.36 m est située à 1038 nm.

En suivant la méthode d’analyse décrite dans la sous-section précédente, les différentes longueurs d’onde d’émission sont déterminées grâce à la condition d’accord de phase (éq. 3.4) par la mesure de la vitesse et de l’amplitude de chaque soliton du train aux longueurs d’émission. Les vitesses mesurées et les longueurs d’onde d’émission théoriques sont représentées par des lignes pointillées (dont les couleurs correspondent) sur les figures 3.7 et 3.8. Ainsi, en bon accord avec la simulation

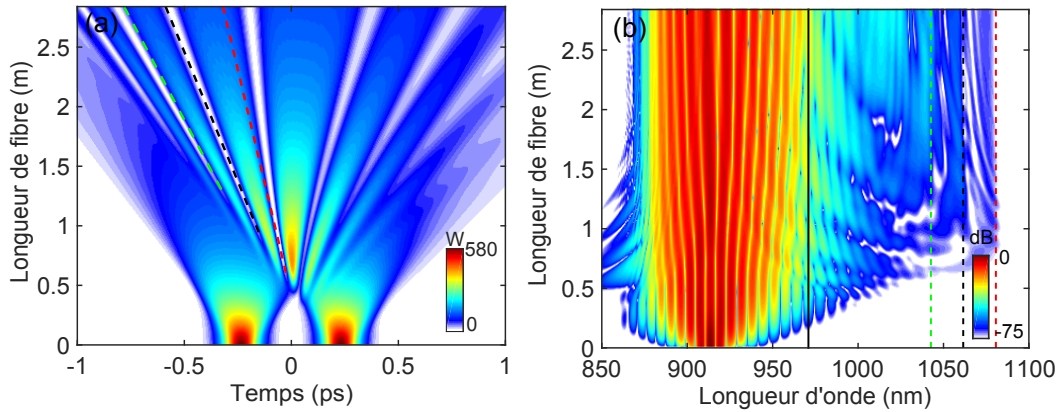


FIGURE 3.8 – Génération de multiples ondes dispersives. a) Évolution temporelle en fonction de la longueur de fibre. Les lignes pointillées représentent les vitesses des solitons les plus rapides du train. b) Évolution spectrale en fonction de la longueur de fibre. Les lignes pointillées représentent les longueurs d'onde d'émission théoriques calculées à partir de l'éq. 3.4. La ligne pleine noire représente la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre. Retard initial : 465 fs.

numérique et l'expérience, on peut conclure que les ondes dispersives observables proviennent de l'émission des solitons les plus rapides du train. On peut aussi remarquer que plus la vitesse du soliton est importante, plus l'onde dispersive est émise proche de la longueur d'onde de dispersion nulle et plus l'efficacité est importante.

3.4.4 Continuum

Des résultats précédents et de ceux de l'étude numérique de [91], on peut déduire que l'augmentation du nombre de solitons sombres dans le train mène à la génération d'un nombre plus important d'ondes dispersives. Par conséquent, l'élargissement du spectre dans la région de dispersion anormale peut être plus grand, pouvant ainsi mener à la formation d'un continuum [91].

Afin d'effectuer l'observation de la formation d'un continuum, on augmente le nombre de soliton en fixant un retard plus important égal à 624 fs. Dans ce cas, la FOM utilisée, d'une longueur de 45 m, est légèrement différente du cas précédent. En effet, le diamètre normalisé d/Λ vaut 0.57 et le pitch Λ , $2.64 \mu\text{m}$. La longueur d'onde de dispersion nulle se situe alors à 960 nm. Lorsque la longueur d'onde de pompe est fixée à 900 nm, les propriétés de la fibre sont $\gamma = 23.4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, $\beta_2 = 8.33 \text{ ps}^2/\text{km}$ et $\beta_3 = 0.0474 \text{ ps}^3/\text{km}$.

On représente sur la figure 3.9 les résultats numériques et expérimentaux obtenus dans ces conditions. En particulier, on représente sur la figure 3.9 (a) l'évolution temporelle, issue de la simulation numérique, du champ en fonction de la distance de propagation dans la fibre pour une puissance crête des impulsions initiales égale

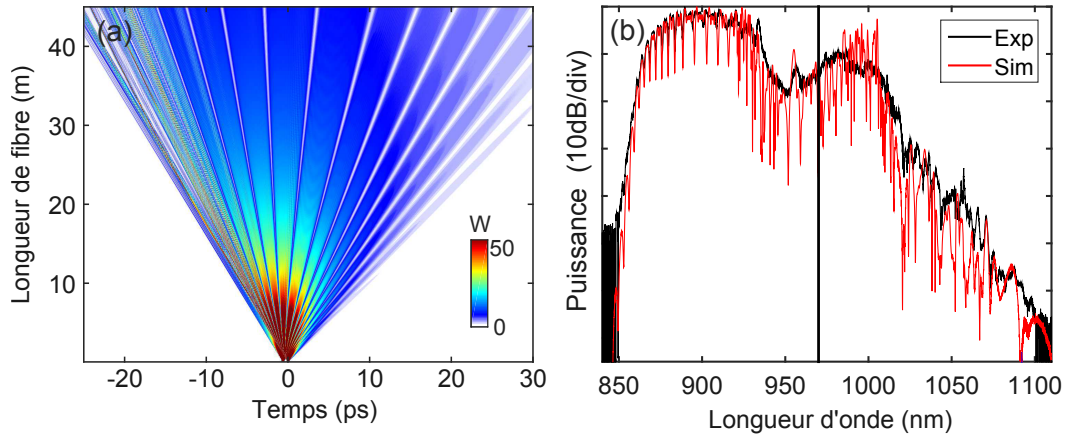


FIGURE 3.9 – Génération d’un continuum. a) Évolution temporelle en fonction de la longueur de propagation dans la fibre. b) Spectre expérimental (noir) et simulé (rouge) après 45 m de propagation. La ligne pleine correspond à la longueur d’onde de dispersion nulle de la fibre. Retard initial : 624 fs.

à 1 kW. On remarque que le train est composé d’une dizaine de solitons sombres. De plus, on peut observer des distorsions du front avant de l’impulsion. Celles-ci peuvent être attribuées à la formation d’ondes de choc, et peuvent également contribuer à la formation des ondes dispersives [92, 93]. Les spectres expérimentaux et numériques en sortie de fibre sont représentés sur la figure 3.9 (b), respectivement en noir et en rouge. En bon accord, ces résultats montrent la formation de nombreux solitons dans la région de dispersion normale. On observe alors de nombreuses émissions d’ondes dispersives, qui ne peuvent dans ce cas être distinguées comme dans les sections précédentes. On observe bien la formation d’un continuum d’ondes dispersives, reproduisant ainsi les résultats numériques obtenus dans [91].

3.5 Interaction soliton brillant - train de solitons sombres

3.5.1 Génération de solitons brillants

Dans les sections précédentes, nous avons vu que le fait d’augmenter le nombre de solitons sombres permet d’augmenter le nombre d’ondes dispersives émises ainsi que d’initier la formation de continua. Dans cette section, nous allons nous intéresser à l’impact de la puissance sur la génération d’un continuum. Pour cela, la puissance crête des impulsions Gaussiennes à l’entrée de la fibre est augmentée à 685 W. On augmente également le nombre de solitons sombres en fixant un retard entre les impulsions Gaussiennes à 880 fs. Ainsi, on s’attend à ce que la quantité d’énergie émise dans la région de dispersion anormale augmente, permettant la génération d’un supercontinuum, et éventuellement la formation d’un soliton brillant.

La fibre utilisée dans les simulations et les expériences suivantes est une FOM dont les paramètres sont $d/\Lambda = 0.43$ et $\Lambda = 2.79 \mu\text{m}$ avec une longueur d'onde de dispersion nulle située à 1021 nm. Par conséquent, la longueur d'onde de travail est fixée à 989 nm. À cette longueur d'onde, les paramètres de la fibre sont : $\gamma = 13 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$, $\beta_2 = 3.89 \text{ ps}^2/\text{km}$ et $\beta_3 = 0.0061 \text{ ps}^3/\text{km}$.

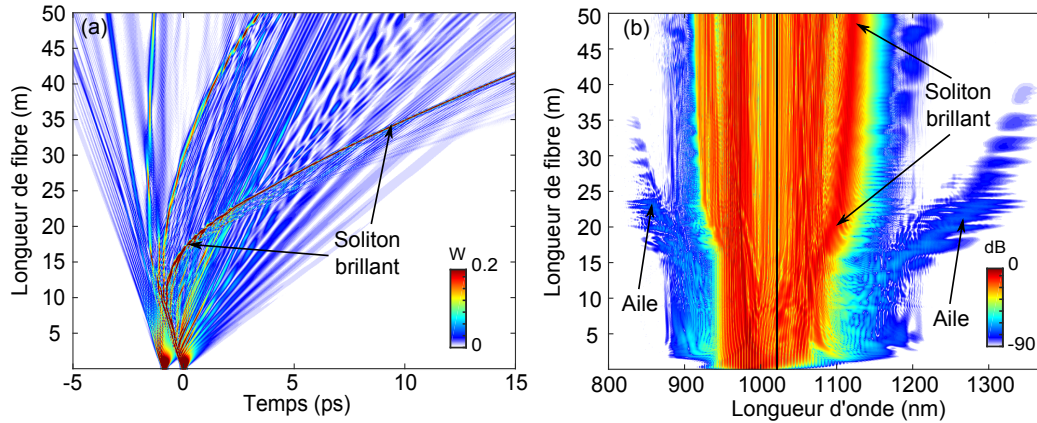


FIGURE 3.10 – Simulation de la génération d'un supercontinuum. a) Évolution temporelle en fonction de la longueur de fibre. b) Évolution spectrale en fonction de la longueur de fibre. La ligne pleine noire représente la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre.

Les figures 3.10 (a) et (b) résument les résultats obtenus par simulation numérique dans les conditions décrites précédemment. Les figures 3.10 (a) et (b) montrent respectivement l'évolution temporelle et spectrale de la double impulsion au cours de la propagation dans 50 m de fibre optique. Dans ces conditions, le supercontinuum généré s'étend sur une gamme spectrale d'environ 200 nm. Cependant, la dynamique de sa formation est beaucoup plus complexe que la dynamique de la formation du continuum abordée dans la section précédente. Dans les premiers mètres de propagation ($<16 \text{ m}$), les solitons sombres du train émettent des ondes dispersives localisées aux alentours de 1060 nm. L'énergie de ces ondes étant relativement élevée, un soliton brillant est formé aux alentours de 16 m et traverse ensuite la totalité du train de solitons sombres.

Le soliton brillant, ainsi formé, interagit avec le train de solitons sombres par un processus de mélange à quatre ondes. Cette interaction se traduit par l'apparition « d'ailes » de faible intensité aux courtes et aux hautes longueurs d'onde. Par ailleurs, on peut noter que le décalage spectral de ces ailes au cours de la propagation est beaucoup plus important que l'élargissement spectral du centre du spectre. Cependant, au fur et à mesure que le soliton brillant se sépare du train de solitons sombres, l'intensité des ailes diminue également, jusqu'à disparaître totalement après 40 m de propagation. Du reste, le soliton brillant subit un décalage spectral d'environ 35 nm. Lors de ce décalage, on remarque que les composantes

spectrales de longueurs d'onde plus courtes (845-870 nm) s'étendent vers les basses longueurs d'onde, rappelant le piégeage d'ondes dispersives responsable de l'élargissement spectral aux courtes longueurs d'ondes dans les supercontinua générés par des solitons brillants [60, 96].

Les ailes visibles sur le supercontinuum précédent n'ont pas été observées dans les travaux antérieurs. Dans les sections suivantes, nous allons tenter d'en faire l'observation, puis nous analyserons les résultats obtenus à l'aide notamment de spectrogrammes.

3.5.2 Observation expérimentale

À l'aide du montage expérimental de la figure 3.2, on fixe le retard entre les impulsions à 880 fs. Les autres paramètres sont fixés aux valeurs de la simulation précédente. Il est important de noter que les ailes générées étant de très faible intensité, l'interaction n'a pu être mesurée que jusqu'à 20 m de propagation.

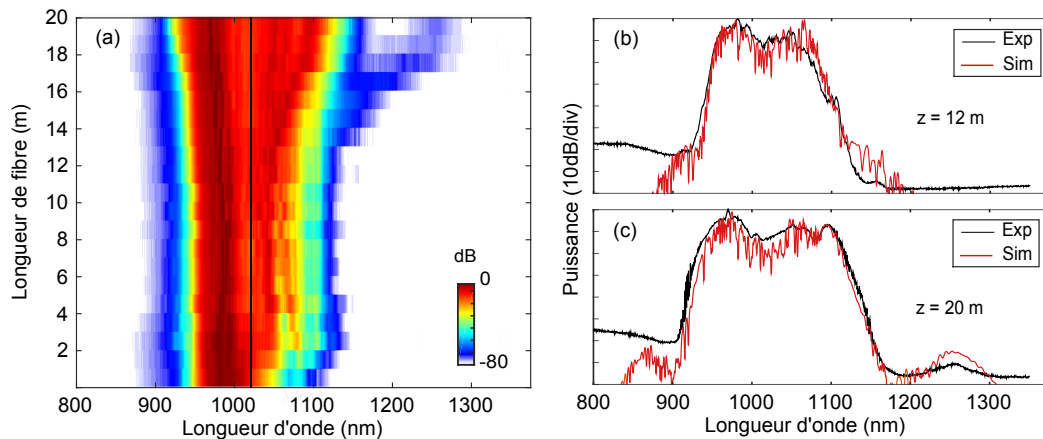


FIGURE 3.11 – Observation expérimentale de la génération d'un soliton brillant et de son interaction avec un train de solitons sombres. a) Évolution spectrale en fonction de la longueur de fibre. La ligne pleine noire représente la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre. b) et c) représentent respectivement le spectre expérimental (noir) et simulé (rouge) après 12 m et 20 m de propagation.

Les résultats expérimentaux sont obtenus par une méthode de coupes successives. Dans ce cas, le spectre est mesuré après chaque découpe de la fibre, chaque mètre. Ainsi, il est possible de reconstruire expérimentalement l'évolution du spectre en fonction de la longueur de fibre. Ces résultats sont représentés sur la figure 3.11 (a), montrant la présence d'une aile de plus haute longueur d'onde. Celle-ci est générée aux alentours de 16 m de propagation et se décale spectralement vers les hautes longueurs d'onde. À 20 m, sa longueur d'onde est de 1250 nm.

Afin de mettre en évidence l'interaction du soliton brillant avec le train de solitons sombres, on représente sur les figures 3.11 (b) et (c) les spectres expérimentaux (en noir) et simulés (en rouge), respectivement après 12 et 20 m de propagation. Le spectre après 12 m de propagation montre que les solitons sombres ont émis des ondes dispersives visibles aux alentours de 1060 nm. À ce stade, la dynamique est alors similaire à celle de la section 3.4.4, où l'on a fait l'observation d'un continuum. Avec une propagation plus importante, ces ondes dispersives évoluent en un soliton brillant, spectralement localisé à 1100 nm. L'aile résultant de l'interaction du mélange à quatre ondes entre ce dernier et le train de solitons sombres est visible à 1250 nm, cf. figure 3.11 (c). La deuxième aile, visible sur la simulation aux courtes longueurs d'onde ne peut pas être mesurée expérimentalement dans ces conditions. En effet, le bruit de l'analyseur de spectre est plus élevé lorsque les longueurs d'onde se rapprochent du visible. Ainsi, la présence de cette deuxième aile est noyée dans le plancher de bruit de l'analyseur de spectre.

3.5.3 Analyse de l'interaction

Afin de déterminer l'origine de la génération de ces ailes, nous simplifions les résultats observés au cas où le soliton brillant est envoyé dans la fibre en même temps que la double impulsion qui permet la génération du train de solitons sombres. De plus, dans ce cas on néglige les effets Raman et d'auto-raïdissement. Les paramètres de l'expérience précédente sont conservés à l'exception de la puissance crête des impulsions de pompe qui est réduite à $P_0 = 200$ W, de façon à ce que l'énergie des ondes dispersive émises ne soit pas suffisante pour exciter un soliton brillant. Les caractéristiques du soliton brillant externe sont les suivantes : $\lambda_{bs} = 1060$ nm ; $T_{bs} = 50$ ps et $P_{bs} = 121.45$ W.

L'évolution temporelle, représentée sur la figure 3.12 (a), montre la formation d'un train de solitons sombres, accompagné d'un soliton brillant. Après une propagation de 10 m, le soliton brillant entre en collision avec le train de solitons sombres. Dans le domaine spectral, la collision se traduit par la formation d'ailes aux courtes et aux hautes longueurs d'onde. Durant sa propagation, le soliton brillant subit un décalage spectral continu de 1060 nm à 1078 nm par modulation de phase croisée entre le soliton et le fond d'intensité sur lequel les solitons sombres se propagent [38,97]. Les ailes, quant à elles, subissent un décalage beaucoup plus important (≈ 100 nm). Il est important de rappeler que cette simulation a été effectuée en l'absence de la diffusion Raman. Elle ne joue donc pas un rôle significatif dans les décalages spectraux observés dans le cas précédent (section 3.5.1).

Afin d'analyser plus en détails la dynamique observée dans ce cas, on représente sur les figures 3.13 (a) et (b) le spectrogramme, respectivement avant et après la collision. Dans un premier temps, on peut remarquer qu'avant la collision, les solitons sombres du train émettent des ondes dispersives localisées aux alentours de 1060 nm. Le soliton brillant, quant à lui, reste isolé temporellement et spectralement. Dans un deuxième temps, après la collision, plusieurs points peuvent être notés. Premièrement, le soliton brillant émet une onde dispersive dont la longueur d'onde

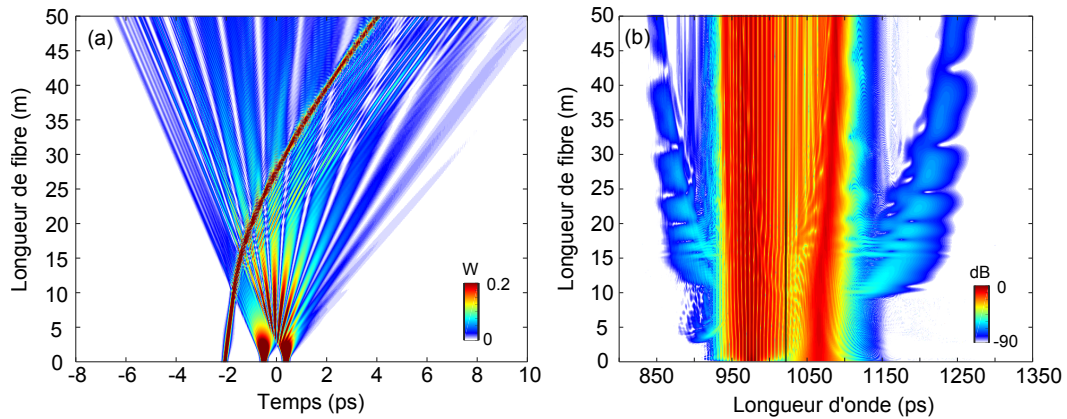


FIGURE 3.12 – Simulation numérique de la collision d'un soliton brillant avec le train de solitons sombres. (a) et (b) représentent respectivement la dynamique temporelle et spectrale en fonction de la longueur de fibre. La puissance crête des impulsions Gaussiennes est fixée à $P_0 = 200$ W et les paramètres du solitons sont les suivants : $\lambda_{bs} = 1060$ nm ; $T_{bs} = 50$ ps et $P_{bs} = 121.45$ W. Les autres paramètres sont fixés aux valeurs de la figure 3.10.

évolue en suivant un mécanisme de piégeage par le soliton brillant [60, 96]. À 50 m, l'onde dispersive est visible aux alentours de 970 nm (très proche des longueurs d'onde des solitons sombres) et temporellement en phase avec le soliton brillant. En conséquence, la partie de droite du supercontinuum de la figure 3.10 (b) (845-870 nm) peut en effet être expliquée par ce mécanisme. Deuxièmement, les solitons

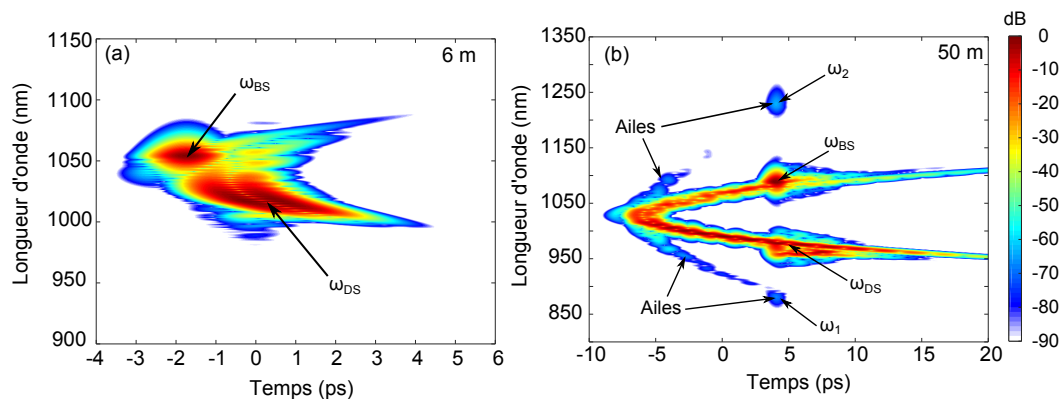


FIGURE 3.13 – Spectrogrammes pour une distance de propagation de (a) 6 m et (b) 50 m.

sombres, le soliton brillant et les ailes du supercontinuum sont en phase. De plus, on peut voir que les fréquences des ailes (ω_1 et ω_2) respectent la conservation d'énergie suivante :

$$\omega_1 = 2\omega_{ds} - \omega_{bs} = \omega_{ds} + \delta, \quad \omega_2 = 2\omega_{bs} - \omega_{ds} = \omega_{bs} - \delta \quad (3.5)$$

où $\delta = \omega_{ds} - \omega_{bs}$ représente la différence de fréquence entre solitons brillant et sombre. Ainsi, les ailes semblent effectivement générées par l'interaction du soliton brillant avec les solitons sombres du train. Il est important de noter que l'impulsion sur laquelle repose le train de solitons sombres est chirpée. Ainsi, le soliton brillant se propage sur un fond dont la fréquence change au cours du temps. Par conséquent, les fréquences des ailes générées ω_1 et ω_2 , changent au cours de la propagation en suivant les relations 3.5 et s'éloignent alors de la longueur d'onde de dispersion nulle.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons observé pour la première fois expérimentalement le processus d'émission d'ondes dispersives par un train de solitons sombres. Le train de solitons sombres a été généré à partir de la collision de deux impulsions Gaussiennes retardées se propageant dans une fibre normalement dispersive. Il a été démontré que la longueur d'onde des ondes dispersives émises peut être prédite par une condition d'accord de phase prenant en compte la vitesse des solitons ainsi que les termes de dispersion d'ordre deux et trois.

Lorsque le train est composé de nombreux solitons (>10), le nombre d'ondes dispersives dans la zone de dispersion anormale augmente, permettant ainsi la formation d'un continuum. De plus, lorsque leur énergie est suffisamment importante, la formation d'un soliton brillant est possible. Après sa formation, celui-ci se propage sur le train de solitons sombres. Par mélange à quatre ondes, l'interaction entre le soliton brillant et le train de solitons sombres donne naissance à des ailes spectrales s'éloignant du centre du supercontinuum ainsi généré. L'observation expérimentale de la formation d'un soliton brillant et du décalage spectral de l'une des deux ailes a ensuite été faite, en bon accord avec les simulations numériques.

Malgré ces différentes observations, la technique utilisée ne permet pas de contrôler la profondeur et la phase des solitons sombres. Ainsi, dans le prochain chapitre, nous tenterons d'étudier l'impact de la profondeur d'un soliton sombre sur le processus d'émission d'ondes dispersives.

Impact de la profondeur d'un soliton sombre sur l'émission d'ondes dispersives

Sommaire

4.1	Introduction	49
4.2	Technique de génération expérimentale d'un soliton sombre	50
4.2.1	Principe	50
4.2.2	Mise en œuvre	51
4.3	Caractérisation des impulsions sombres	52
4.3.1	Corrélation croisée par absorption à 2 photons	52
4.3.2	Caractérisation temporelle et spectrale des impulsions sombres	53
4.4	Génération d'une onde dispersive par un soliton sombre	57
4.4.1	Observation expérimentale	57
4.4.2	Analyse numérique et théorique	58
4.4.3	Énergie	59
4.5	Conclusion	60

4.1 Introduction

Parmi les techniques de génération de solitons sombres présentées au chapitre 2, l'une plus simple est basée sur la collision de deux impulsions laser dans une fibre normalement dispersive [72, 73]. Dans le chapitre précédent, la mise en œuvre de cette technique a permis de générer un train de quasi-solitons gris et d'étudier sa dynamique aux abords d'une longueur d'onde de dispersion nulle. Ainsi, nous avons effectué la première observation expérimentale de l'émission d'une onde dispersive par un soliton sombre. Le nombre de solitons sombres dans le train pouvant être ajusté en contrôlant le retard entre les impulsions à l'entrée de la fibre, il a été possible d'observer plusieurs radiations, chacune émise par un soliton du train en particulier. Cependant, cette technique ne permet pas de contrôler la profondeur et la phase d'un soliton ou même de générer un soliton noir. De plus, l'amplitude du fond sur lequel repose le train de soliton varie au cours de la propagation, induisant une modification de l'amplitude et de la durée des solitons sombres [66, 94]. Dans

ce cas, l'étude de l'impact des propriétés d'un soliton sombre sur le processus de génération d'onde dispersive reste limitée. C'est pourquoi, l'objectif de ce chapitre est d'étudier plus en détails ce processus d'émission par un soliton gris unique et en particulier, par un soliton noir. Nous allons donc en premier lieu nous intéresser à la génération d'un soliton sombre isolé dont la profondeur et la phase peuvent être contrôlées.

4.2 Technique de génération expérimentale d'un soliton sombre

4.2.1 Principe

Comme nous l'avons mentionné dans la section 2.3.3, afin d'exciter un soliton sombre dans une fibre optique, il faut être en mesure de préparer une impulsion sombre, c'est-à-dire un creux d'intensité sur un fond continu associé à un saut de phase pouvant varier de 0 à π . Pour réaliser ce travail, nous choisissons d'utiliser des façonneurs d'ondes optiques (Finisar WaveShaper 4000 S), disponibles dans le commerce. Ces dispositifs, dénommés par le terme anglais *waveshaper* (WS), sont basés sur le filtrage de fréquence et de phase à l'aide d'une matrice réfléchissante de cristaux liquides sur silicium (en anglais, *Liquid crystal on silicon* ou LCoS) [98,99]. Le schéma de principe de fonctionnement d'un WS est montré sur la figure 4.1. La mise en forme d'un champ optique se fait en deux temps. Dans un premier temps, les composantes fréquentielles du champ entrant dans le WS sont séparées à l'aide d'un réseau et envoyées, dans un second temps, sur une matrice 2-D LCoS. Celle-ci, composée d'une multitude de cellules de cristaux liquides, peut alors induire à chaque composante une atténuation ou un décalage de phase, contrôlable par l'application d'un champ électrique. Ainsi, à partir d'une impulsion laser, il est possible de générer différentes structures dont l'amplitude et la phase peuvent être ajustées.

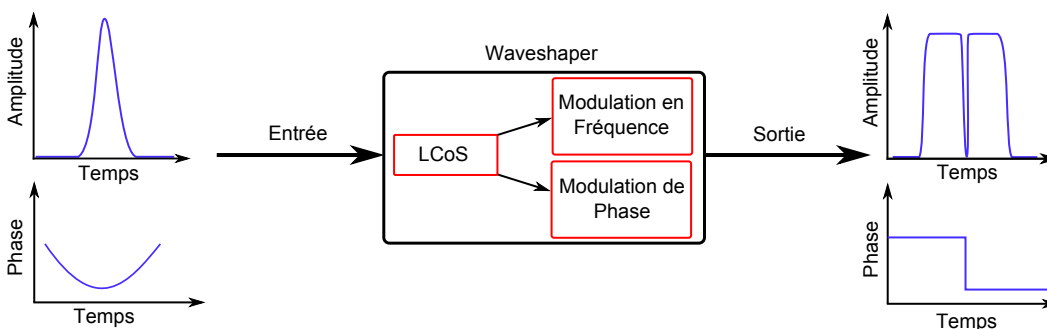


FIGURE 4.1 – Schéma de principe de fonctionnement d'un waveshaper.

4.2.2 Mise en œuvre

Le montage utilisé pour les expériences qui suivent est présenté sur la figure 4.2. Tout d'abord, un laser Chaméléon (Coherent), composé d'un oscillateur Ti:Sa, délivre des impulsions Gaussiennes d'une durée de 140 fs, limitées par la transformée de Fourier, à une cadence de 80 MHz. La longueur d'onde du laser peut être ajustée de 680 nm à 1080 nm. Ce laser est couplé à un oscillateur paramétrique optique (OPO) dont la longueur d'onde peut varier de 1 μm à 4 μm en fonction de la longueur de pompe. L'OPO délivre des impulsions Gaussiennes d'une durée de 220 fs, proche de la limite de la transformée de Fourier. Ici, pour une longueur d'onde de pompe de 825 nm, la longueur d'onde de l'OPO est fixée à 1545 nm. La puissance et l'état de polarisation des impulsions à la sortie de l'OPO sont contrôlés par un atténuateur variable, composé d'une lame demi-onde et d'un polariseur suivi d'une lame demi-onde.

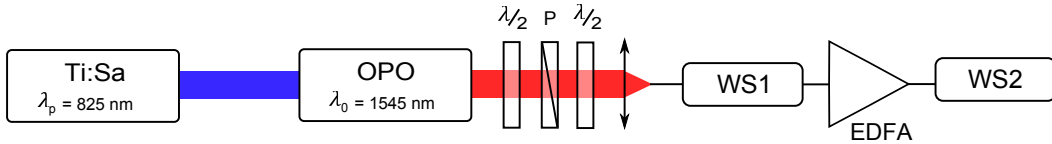


FIGURE 4.2 – Schéma du montage expérimental utilisé pour la génération d'impulsions sombres. $\lambda/2$: lame demi-onde ; P : polariseur ; WS : wavershaper ; EDFA : amplificateur à fibre dopée erbium ; OSA : analyseur de spectre optique.

Il a été démontré numériquement par W. J. Tomlinson dès 1989 que la dynamique des solitons sombres sur fond fini est identique celle des solitons sur un fond continu, à la condition que la durée du fond fini soit au moins dix fois supérieure à celle du soliton sombre [66]. Nous avons donc choisi d'exciter un soliton sombre en utilisant une impulsion sombre de forme tangente hyperbolique (notée $A_{DS}(z, t)$, cf. équation 2.10) localisée sur une impulsion super-Gaussienne ($A_{BG}(z, t)$) de la forme :

$$A_{BG}(z, t) = \exp \left[- \left(\frac{t}{T_{BG}} \right)^n \right] \tag{4.1}$$

et où n et T_{BG} sont respectivement l'ordre et la durée de la supergaussienne. Pour que le fond supergaussien puisse être considéré comme une onde quasi-continue et que la dynamique du soliton sombre excité soit identique à un soliton sombre sur un fond continu, sa durée est fixée à 40 fois celle du soliton, *i.e.* $T_{BG} = 40 \times T_0$. L'amplitude de l'impulsion totale injectée dans la fibre optique s'écrit donc $A(z, t) = A_{DS}(z, t) \times A_{BG}(z, t)$.

Comme nous l'avons vu précédemment, l'utilisation d'un WS optique permet de modifier le spectre et la phase du champ. Nous utilisons un WS (Finisar WaveShaper 4000 S) dont la résolution spectrale est de 1 GHz (0.008 nm) et dont la bande passante se situe de 1527 nm à 1567 nm. Ainsi, il est possible de façonner l'impulsion

sombre $A(z, t)$ précédente à l'aide d'un seul appareil. Cependant, la puissance de l'impulsion sombre à la sortie du WS étant relativement faible (de l'ordre de la centaine de micro-Watts), il est nécessaire d'amplifier le signal. Or, l'amplification d'un signal optique peut induire des distorsions dans l'amplitude et dans la phase d'un signal, notamment à cause de l'amplification de l'émission spontanée. Ainsi, le seuil de bruit lors des mesures spectrales augmente rapidement (typiquement de -80 dBm à -40 dBm). L'amplitude des ondes dispersives émises par des solitons sombres étant relativement faible, cette augmentation du bruit peut être problématique. Par ailleurs, la dispersion chromatique des amplificateurs optiques à fibre étant généralement anormale autour de $1.55 \mu\text{m}$, l'amplitude et la phase des solitons sombres excités sont fortement affectées par l'amplification.

Pour palier à ces problèmes, nous avons choisi d'utiliser deux WSs (cf. figure 4.2). Le premier (WS1) est utilisé pour mettre en forme les impulsions une première fois en amplitude (et non en phase). Le champ résultant est alors amplifié afin d'obtenir une puissance suffisante à l'excitation de solitons sombres. Afin de limiter les déformations induites par l'amplification, les impulsions passent donc par un second WS (WS2). À cette étape, les différentes composantes spectrales ajoutées par l'amplification sont filtrées et le profil de la phase asymétrique, nécessaire à l'excitation de solitons sombres, est imposé aux impulsions.

Afin de vérifier si la génération des impulsions sombres est efficace, les impulsions à la sortie du deuxième WS doivent être caractérisées. L'une des méthodes les plus simples pour cela est l'auto-corrélation [45]. Cette technique consiste à mesurer le produit de convolution d'une impulsion par elle-même. Cependant, dans ce cas, ce produit est relativement complexe et difficile à exploiter [25]. Les impulsions sombres seront donc caractérisées ici par des mesures de corrélation croisée. Cette méthode ainsi que les résultats obtenus sont présentés dans la section suivante.

4.3 Caractérisation des impulsions sombres

4.3.1 Corrélation croisée par absorption à 2 photons

La corrélation croisée est une technique de caractérisation temporelle d'impulsions courtes. Elle consiste à superposer spatialement deux impulsions, les propriétés de la première étant connues et celles de la deuxième inconnues, dans un cristal non-linéaire $\chi^{(2)}$. Le signal résultant est alors obtenu grâce à la somme des fréquences des deux impulsions (mélange à trois ondes). Il est ensuite mesuré à l'aide d'un photodétecteur. Ainsi, en faisant varier le retard entre les deux impulsions, il est possible de reconstruire expérimentalement le produit de convolution des impulsions connue et inconnue. Expérimentalement, les techniques de corrélation croisée se basent sur la somme de fréquences de deux impulsions [45] dans un cristal non-linéaire comme le béta borate de baryum (BBO). Ce type de cristal présente l'avantage de posséder une non-linéarité d'ordre deux élevée, ce qui permet d'obtenir un mélange à trois ondes relativement efficace. Cependant, lors de la mesure, le cristal doit être orienté afin de satisfaire un accord de phase entre les champs incidents, nécessaire à la

somme de fréquences. Cependant, pour ce travail, ce type de cristal n'est pas disponible au laboratoire. C'est pourquoi, le milieu non-linéaire que nous utilisons est un semi-conducteur (photodiode). Dans ce cas, le signal de corrélation croisée est obtenu par la mesure du photo-courant généré par un processus non-linéaire d'absorption à deux photons [100, 101]. Ce type d'absorption fût modélisé en 1994 par F. R. Laughton *et al.* [102]. Entre autres, le photo-courant généré est proportionnel à la puissance moyenne du faisceau laser incident et inversement proportionnel à sa durée à mi-hauteur. Ainsi, plus l'impulsion incidente sera longue, plus la puissance moyenne devra être importante.

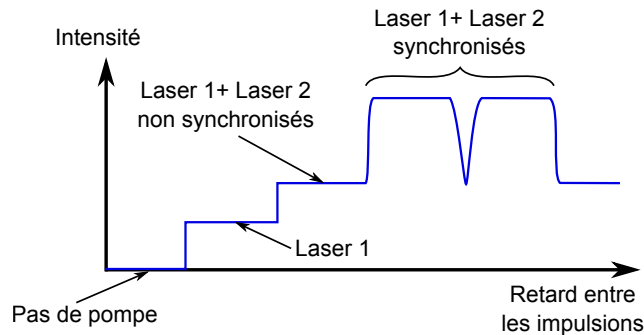


FIGURE 4.3 – Principe de la mesure de corrélation croisée par absorption à 2 photons, synchronisation des impulsions.

Généralement, l'absorption à deux photons peut avoir lieu avec un seul faisceau laser. Les deux photons proviennent alors du même faisceau. Elle peut également avoir lieu lorsque deux faisceaux laser sont focalisés sur la photodiode. Dans ce cas, un photon de chaque faisceau intervient dans le processus d'absorption à deux photons. Il faut donc que les impulsions laser soient synchrones. Un signal typique du procédé de synchronisation de deux faisceaux est montré sur la figure 4.3. Tout d'abord, lorsqu'un seul des deux faisceaux laser est focalisé sur la photodiode, un signal constant peut être mesuré. Lorsque les deux faisceaux sont focalisés sur la photodiode mais ne sont pas synchronisés, le signal mesuré est de plus forte intensité et constant. Le signal de corrélation croisée est alors effectivement mesuré lorsque les faisceaux sont synchronisés. La trace de corrélation croisée mesurée est donc toujours composée d'un signal de fond généré par chaque faisceau laser.

4.3.2 Caractérisation temporelle et spectrale des impulsions sombres

On utilise une photodiode de phospho-arséniure de gallium (GaAsP) dont la bande d'absorption linéaire se situe de 300 à 680 nm. Ainsi, le faisceau issu du laser Ti:Sa, qui délivre des impulsions de 140 fs situées aux alentours de 825 nm, a un signal d'absorption à deux photons situé à 412.5 nm. Il sera donc utilisé comme sonde (impulsion connue). La figure 4.4 reprend le montage précédent permettant la

génération de l'impulsion sombre (figure 4.2) auquel on ajoute le montage de corrélation croisée. Une partie du faisceau du laser Ti:Sa est prélevée à l'aide d'une lame séparatrice. Ce faisceau passe ensuite dans une ligne à retard servant à la synchronisation avec l'impulsion sombre. La ligne à retard (Thorlabs ODL220-FS) possède une plage de déplacement de 220 mm, ce qui correspond à un retard maximal de 1466 ps. La position des miroirs est ajustable à $\pm 1 \mu\text{m}$. Ainsi, le retard induit est ajustable à $\pm 0.67 \text{ fs}$. La puissance et la polarisation du faisceau sont contrôlées par un assemblage de lames demi-onde et d'un polariseur. Enfin, le faisceau est focalisé sur la photodiode décrite précédemment. Les impulsions sombres en sortie de WS2, quant à elles, sont amplifiées à l'aide d'un second EDFA qui permet de générer un photo-courant suffisamment élevé pour la mesure de corrélation croisée. Bien que l'utilisation d'un amplificateur induise des distorsions dans le profil de l'impulsion, il permet de caractériser une première fois les impulsions sombres générées. De plus ce dernier amplificateur ne sera pas utilisé pour l'étude de la génération d'onde dispersive. Les distorsions qui seront alors mesurées ne seront plus présentes dans la génération d'ondes dispersives. Finalement, à la sortie de l'EDFA, la polarisation de l'impulsion sombre est contrôlée au moyen d'une lame demi-onde. À l'aide d'un miroir dichroïque, ces impulsions sont finalement focalisées sur la photodiode.

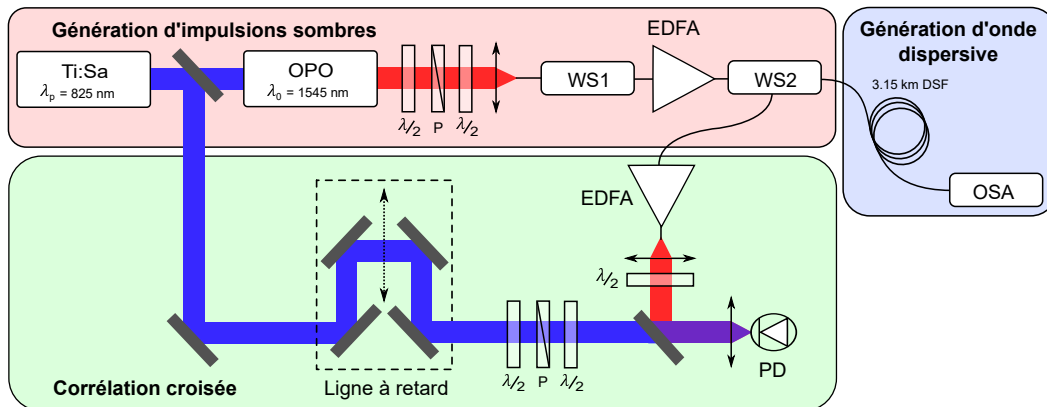


FIGURE 4.4 – Montage expérimental utilisé pour la génération d'impulsions sombres et la mesure de corrélation croisée par absorption à 2 photons. $\lambda/2$: Lame demi-onde ; P : polariseur ; WS : waveshaper ; EDFA : amplificateur à fibre dopée erbium ; OSA : analyseur de spectre optique. PD : photodiode.

À l'aide de ce montage, on mesure le profil temporel de l'impulsion sombre mise en forme pour des valeurs du paramètre φ allant de $-\pi/3$ à 0. La durée T_0 du creux d'intensité est fixée à 600 fs et la durée de la super-Gaussienne est $T_{BG} = 24 \text{ ps}$. Les résultats sont présentés en noir sur les figures 4.5 (a), (c), (e) et (g) dans les cas $\varphi = 0$, $\varphi = -\pi/6$, $\varphi = -\pi/4$ et $\varphi = -\pi/3$, respectivement. Les spectres correspondants, mesurés en sortie du deuxième EDFA, sont présentés en noir sur les figures 4.5 (b), (d), (f) et (h). Pour ces mesures, la longueur d'onde de l'impulsion sombre est fixée à 1550 nm. Dans ce cas, le signal d'absorption à deux photons

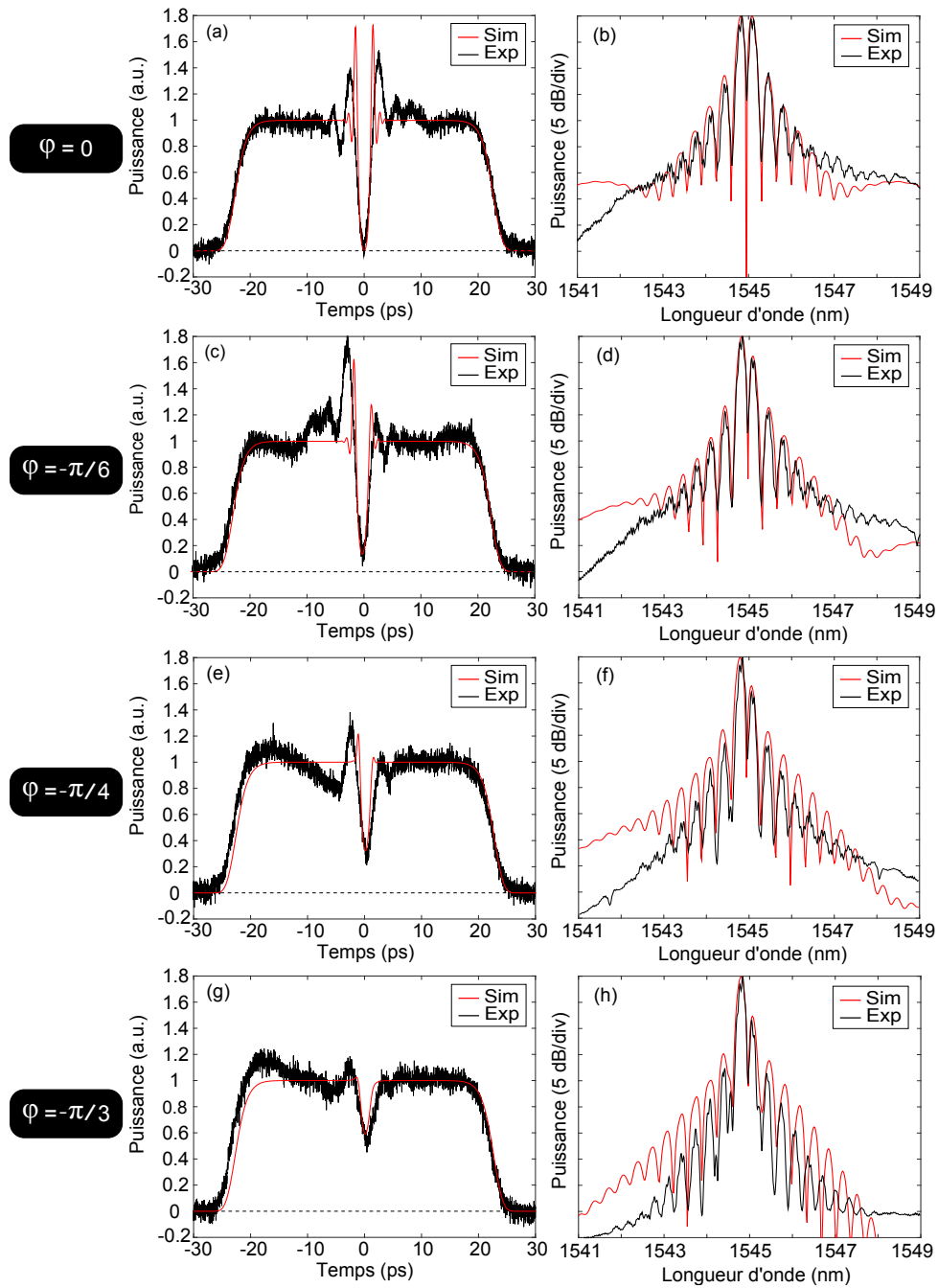


FIGURE 4.5 – Caractérisations des impulsions sombres pour différentes valeurs de φ . La première et la seconde colonne correspondent respectivement à la mesure de corrélation croisée et au profil spectral. Les mesures expérimentales sont représentées en noir et les simulations numériques correspondantes en rouge. (a) et (b) $\varphi = 0$; (c) et (d) $\varphi = -\pi/6$; (e) et (f) $\varphi = -\pi/4$; (g) et (h) $\varphi = -\pi/3$.

de l'impulsion sombre seul (775 nm) n'est pas détectable. Cependant, le signal d'absorption à deux photons de l'impulsion sombre (1550 nm) et du laser Ti:Sa (825 nm) est situé à 538.4 nm, *i.e.* dans la gamme d'absorption de la photodiode. Comme attendu, le minimum du creux d'intensité est nul dans le cas où $\varphi = 0$ (soliton noir) et est supérieur à zéro dans les autres cas (soliton gris). Cependant, on peut noter la présence de pics de part et d'autre du creux d'intensité. On peut supposer que leur présence est due à la dispersion chromatique des composants utilisés dans l'expérience (WSs, EDFA, raccordements optique), qui est largement anormale aux alentours de 1550 nm.

Afin de confirmer cela, on étudie numériquement la propagation des impulsions sombres dans une fibre monomode d'une longueur équivalente à celles employées en expérience (correspondant à la propagation dans les WSs et dans l'EDFA). Elle est ici d'environ 14 m. La GVD et la dispersion d'ordre 3 sont $\beta_2 = -18.3 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = 0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$ et le coefficient non-linéaire $\gamma = 2 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$. On effectue alors les simulations numériques en se basant sur l'équation de Schrödinger généralisée (eq. 1.18) en négligeant le gain de l'amplificateur, et pour une puissance de pompe $P_0 = 74 \text{ W}$. Les résultats pour les impulsions sombres précédentes ($\varphi = 0$ et $\varphi = -\pi/6$) sont présentés en rouge sur la figure 4.5, superposés aux différents résultats expérimentaux. Les résultats, en bon accord avec les mesures expérimentales, reproduisent bien la formation de pics autour du creux d'intensité. En particulier, les pics sont symétriques dans le cas où $\varphi = 0$ et asymétriques dans l'autre cas ($\varphi = -\pi/6$). Ces symétries sont également bien reproduites dans le domaine spectral. L'origine de ces pics peut être attribuée à deux éléments. Premièrement, lors de la propagation de l'impulsion sombre dans la région de dispersion anormale, les bords du creux d'intensité se focalisent par effet Kerr, donnant naissance à la formation de pics. Deuxièmement, la génération des impulsions sombres peut être accompagnée de radiations parasites. Celles-ci sont souvent observées lors de la génération de ce type de structures (*e.g.* [78]).

On peut conclure que le montage expérimental présenté sur la figure 4.4 permet de générer efficacement des impulsions sombres et de contrôler leur profondeur et leur phase (ainsi que leur longueur d'onde, durée et puissance). Bien que la phase n'ait pas été mesurée, les mesures effectuées (cf. figure 4.5) reproduisent bien la variation du minimum du creux d'intensité ainsi que l'asymétrie du spectre en fonction du paramètre φ attendus théoriquement. Cependant, les mesures de corrélation croisée montrent également la présence de radiations aux alentours du creux d'intensité. Leur présence peut être négligée dans l'excitation des solitons sombres. En effet, le dernier EDFA, nécessaire pour les mesures de corrélation croisée, ne sera pas utilisé lors de l'étude de la génération d'onde dispersive. De plus, l'impulsion sombre est destinée à exciter un soliton sombre. Ainsi, ces radiations ne seront plus présentes dans le profil des solitons sombres excités. On peut donc dire que ces impulsions sombres possèdent bien les propriétés nécessaires à l'excitation de solitons sombres dans une fibre normalement dispersive.

4.4 Génération d'une onde dispersive par un soliton sombre

4.4.1 Observation expérimentale

Pour observer la génération d'une onde dispersive par un soliton sombre, on utilise une DSF dont le ZDW se situe à 1549.5 nm. La dispersion d'ordre 2 et 3 est $\beta_2 = 0.417 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = 0.115 \text{ ps}^3/\text{km}$ et le coefficient non-linéaire $\gamma = 2 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$. La longueur d'onde des impulsions sombres est fixée à 1544.9 nm. À cette longueur d'onde, la puissance nécessaire à l'excitation d'un soliton sombre ($\approx 0.58 \text{ W}$) est beaucoup plus faible que pour la mesure de corrélation croisée. Ainsi, on peut supposer que les déformations visibles dans le profil temporel des impulsions sombres (figures 4.5) sont très faibles et donc négligeables.

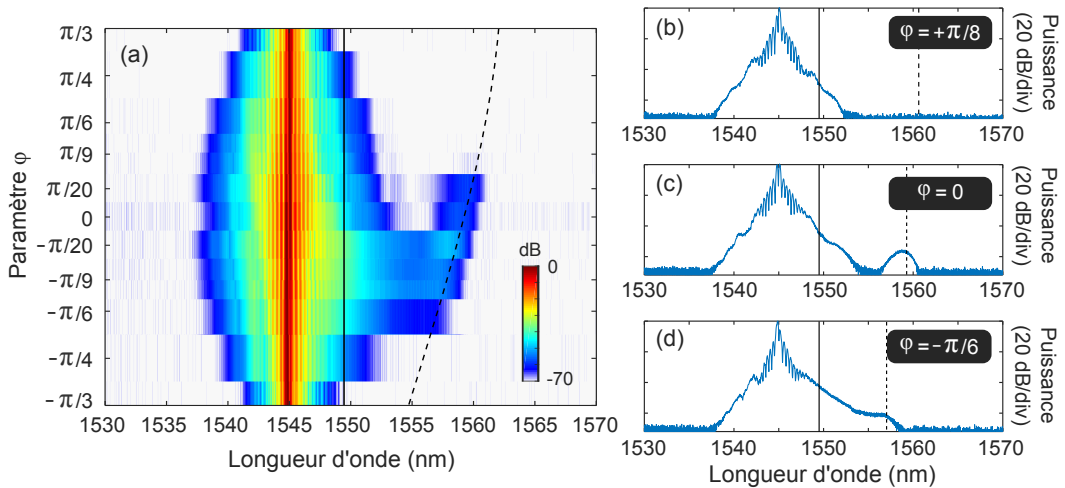


FIGURE 4.6 – (a) Spectres expérimentaux en sortie de fibre en fonction de la valeur de φ . (b-d) Spectres expérimentaux en sortie de fibre pour $\varphi = +\pi/8$, $\varphi = 0$ et $\varphi = -\pi/6$, respectivement. La ligne pleine représente la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre et la ligne pointillée, la longueur d'onde théorique de l'onde dispersive émise (solution de l'équation 4.2).

Pour chaque valeur du paramètre φ , les paramètres de WS1 et WS2 sont ajustés et le spectre est mesuré en sortie de 3.15 km de DSF à l'aide d'un OSA. Les résultats sont résumés sur la figure 4.6(a) qui présente l'évolution du spectre en sortie de la fibre en fonction de la valeur du paramètre φ , qui varie de $-\pi/3$ à $+\pi/3$. Les figures 4.6(b-d) représentent le spectre en sortie de fibre pour les cas particuliers $\varphi = +\pi/8$, $\varphi = 0$ et $\varphi = -\pi/6$, respectivement. Sur ces figures, la ligne pleine verticale représente la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre. Pour des valeurs de φ allant de $-\pi/6$ à $+\pi/20$, on observe l'émission d'une radiation dont la longueur d'onde augmente avec φ . De plus, on peut voir que l'amplitude de cette radiation varie également en fonction de la profondeur. En effet, sur les figures

4.6(b-d), aucune radiation ne peut être observée lorsque $\varphi = +\pi/8$ alors qu'une radiation localisée est visible à 1559 nm lorsque $\varphi = 0$ et de plus faible amplitude à 1557 nm dans le cas où $\varphi = -\pi/6$.

Finalement, ces mesures constituent la première observation claire de l'émission d'ondes dispersives par des solitons sombres. En particulier, l'émission d'une onde dispersive par un soliton noir a été pour la première fois observée expérimentalement. Dans la suite, nous allons analyser ces résultats plus en détails.

4.4.2 Analyse numérique et théorique

On effectue maintenant des simulations numériques sur la base de l'équation de Schrödinger dite généralisée, dans laquelle nous négligeons les effets Raman et d'auto-raïdissement (cf. eq. 3.1), dans les mêmes conditions que l'expérience précédente. Les figures 4.7 (a-d) résument les résultats obtenus. La figure 4.7 (a) montre l'évolution du spectre simulé en sortie de fibre en fonction du paramètre φ et les figures 4.7 (b-d) les spectres en sortie de fibre pour les valeurs particulières $\varphi = +\pi/8$, $\varphi = 0$ et $\varphi = -\pi/6$, respectivement. La ligne noire pleine représente la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre. En bon accord avec les résultats expérimentaux, les simulations numériques confirment l'évolution de la longueur d'onde de l'onde dispersive observé, *i.e.* une augmentation de la longueur d'onde de l'onde dispersive pour des valeurs de φ allant de $-\pi/6$ à $+\pi/20$.

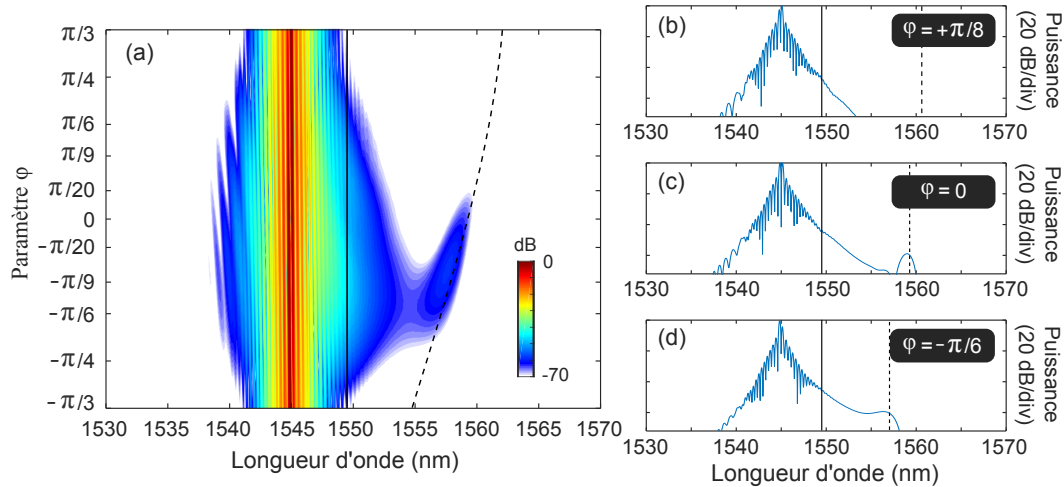


FIGURE 4.7 – (a) Spectres simulés en sortie de fibre en fonction de la valeur de φ . (b-d) Spectres simulés en sortie de fibre pour $\varphi = +\pi/8$, $\varphi = 0$ et $\varphi = -\pi/6$ respectivement. La ligne pleine représente la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre et la ligne pointillée la longueur d'onde théorique de l'onde dispersive émise (solution de l'équation 4.2).

Dans la section 3.2, nous avons déterminé la condition d'accord de phase régissant l'émission d'une onde dispersive par un soliton sombre. Cette relation est

rappelée ci-dessous :

$$\frac{\beta_2}{2}\Omega^2 + \frac{\beta_3}{6}\Omega^3 - \Omega/V_s + \gamma P_0 = 0 \quad (4.2)$$

Dans cette équation, la vitesse du soliton V_s peut être reliée au paramètre φ par la relation $V_s = 1/(\sqrt{\gamma P_0 \beta_2} \sin \varphi)$. Ainsi, la résolution de cette équation, avec les paramètres ayant servis aux mesures et aux simulations précédentes, permet de déterminer la longueur d'onde théorique de l'onde dispersive. Ce résultat est représenté par une ligne pointillée sur les figures 4.6 et 4.7. En bon accord avec la théorie, l'évolution de la longueur d'onde de la radiation observée numériquement et expérimentalement dans la région de dispersion anormale suit l'évolution de la longueur d'onde théorique de l'onde dispersive. Ainsi, ces résultats démontrent que la radiation observée peut effectivement être attribuée à l'émission d'ondes dispersives. Ils démontrent également le fait que l'amplitude de l'onde dispersive générée varie en fonction de φ . L'étude de l'efficacité de la génération d'une onde dispersive est présentée dans la sous-section suivante.

4.4.3 Énergie

Les résultats précédents ont montré que l'efficacité de l'émission de l'onde dispersive dépend de la profondeur du soliton sombre. Le but de cette sous-section est de calculer l'amplitude de l'onde dispersive émise. Ce calcul, effectué par C. Mas Arabí dans [103], est détaillé dans l'annexe B. Cette amplitude peut être retrouvée en suivant une procédure similaire à celle présentée dans le cas de l'émission d'onde dispersive émise par un soliton brillant [104]. Ainsi, dans le cas des solitons sombres, l'amplitude $|G|$ de l'onde dispersive émise s'exprime :

$$|G| = \left| \frac{\sqrt{P_0} \pi \beta_3 \cos^3 \varphi}{6T_0^2 \widetilde{D}'(\Omega)} \Delta \widetilde{\omega}^3 \sinh \left(\frac{\pi \widetilde{\omega}}{2} \right) \right| \quad (4.3)$$

avec :

$$\Delta \widetilde{\omega} = \frac{\Omega T_0}{\cos \varphi} + \frac{2\gamma P_0 T_0 \cos \varphi}{\widetilde{D}'(\Omega)} \quad (4.4)$$

et où $\widetilde{D}'(\Omega) = \frac{1}{V_s} + \beta_2 \Omega + \frac{\beta_3}{2} \Omega^2$ correspond à la dispersion de l'onde dispersive dans le référentiel se propageant à la vitesse du soliton. L'équation 4.3 démontre que l'amplitude de l'onde dispersive est effectivement une fonction de φ , *i.e.* de la profondeur du soliton [90].

Afin de comparer les résultats, on représente sur la figure 4.8 en noir l'énergie théorique l'onde dispersive émise en fonction de la valeur de φ . Celle-ci est obtenue en traçant la quantité $|G|^2 |\widetilde{D}'|$ en fonction de φ . On représente, en rouge et en bleu respectivement, l'énergie de l'onde dispersive issue des simulations numériques et des mesures. Ces courbes sont obtenues en intégrant la densité spectrale de puissance sur la gamme de longueur d'onde de l'onde dispersive émise. En divisant par le taux de répétition, la quantité tracée est physiquement équivalente à une énergie. Afin de comparer les résultats, les courbes sont normalisées à leur maximum. En effet, l'énergie mesurée peut différer de un ou plusieurs ordres de grandeur de

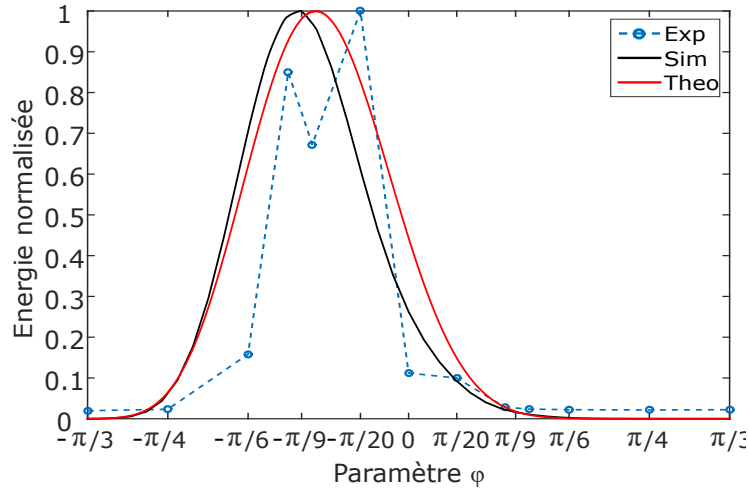


FIGURE 4.8 – Évolution de l'énergie de l'onde dispersive (normalisée par rapport au maximum) en fonction de la valeur du paramètre φ . Les courbes théorique, numérique et expérimentale sont représentées respectivement par une ligne rouge, une ligne noire et des cercles bleus.

l'énergie théorique à cause de problèmes de calibration des appareils de mesure. En bon accord qualitatif, la théorie, les simulations et les expériences montrent que l'efficacité de la génération est maximale aux alentours de $\varphi = -\pi/9$. Celle-ci diminue fortement pour des valeurs de φ inférieures à $-\pi/4$ et supérieures à $\pi/9$. Ces diminutions de l'énergie de l'onde dispersive peuvent être expliquées par le recouvrement spectral entre le spectre du soliton et la région de dispersion anormale. En effet, la condition d'accord de phase (équation 4.2) prévoit que la longueur d'onde de l'onde dispersive augmente avec le paramètre φ . Dans ce cas, le recouvrement spectral entre le spectre du soliton et la région de dispersion anormale diminue, réduisant ainsi l'efficacité de l'émission, de façon analogue au cas de l'émission d'ondes dispersives par des solitons brillants [104]. De plus, lorsque $|\varphi|$ augmente, la profondeur du soliton diminue, ce qui induit une diminution de la largeur du spectre du soliton sombre (le spectre tend vers celui d'une onde continue ou quasi-continue lorsque $|\varphi|$ tend vers $\pi/2$). Cet effet réduit alors également l'efficacité de l'émission de l'onde dispersive lorsque φ est important (ici supérieur à $+\pi/4$ ou inférieur à $-\pi/4$ environ).

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé une technique expérimentale pour exciter des solitons noirs ou gris isolés dans une fibre optique. Celle-ci, basée sur l'utilisation de deux façonneurs d'ondes optique, nous a permis de générer des impulsions sombres sur un fond quasi-continu dont la profondeur et la phase peuvent être contrôlées. La faculté des impulsions sombres à exciter des solitons sombres a été

ensuite confirmée par des mesures de corrélation croisée, couplées à des mesures spectrales.

Cette technique nous a permis d'étudier le processus de génération d'ondes dispersive par des solitons sombres de manière approfondie et d'étudier précisément l'impact des propriétés d'un soliton sombre sur le processus d'émission. Ainsi, nous avons démontré que la longueur d'onde et l'amplitude des ondes émises dépendent fortement de la profondeur du soliton. Par ailleurs, ce travail constitue, à notre connaissance, la première observation expérimentale de l'émission d'une onde dispersive par un soliton noir. Dans la suite, nous nous intéresserons aux interactions entre une onde dispersive et un soliton sombre, et notamment à leur collision.

Collision entre un soliton sombre et une onde dispersive

Sommaire

5.1	État de l'art	63
5.2	Exemple de collision	64
5.3	Analyse théorique	65
5.3.1	Condition d'accord de phase	65
5.3.2	Énergie de l'onde émise	67
5.4	Montage expérimental	68
5.5	Résultats expérimentaux	70
5.5.1	Observation expérimentale	70
5.5.2	Variation de la profondeur du soliton	71
5.5.3	Variation de la longueur d'onde de l'onde dispersive	74
5.6	Conclusion	78

5.1 État de l'art

Les premières études concernant l'interaction de solitons avec une onde dispersive se concentrent sur la collision entre un soliton brillant et une onde dispersive, spectralement localisée dans une zone de dispersion normale d'une fibre optique. Par mélange à quatre ondes, cette interaction non-linéaire mène à la naissance de nouvelles composantes spectrales [105, 106]. Physiquement, elle peut être perçue comme une collision optique entre le soliton brillant et l'onde dispersive. Ainsi, lorsqu'une onde dispersive se propage conjointement à un soliton brillant avec une vitesse de groupe différente de celle du soliton, ils peuvent entrer en collision. L'onde dispersive est alors réfléchiée partiellement sur le soliton brillant et subit un décalage en fréquence. Pour étudier cette interaction, l'onde dispersive peut être injectée dans la fibre en même temps que le soliton brillant ou bien être émise par le soliton lui-même, par exemple lors de la formation des supercontinua [15]. Lors de la formation de supercontinua générés en pompant en zone de dispersion anormale, le soliton émet une onde dispersive au tout début de sa propagation dans la fibre optique. La collision survient alors grâce à la décélération du soliton induite par

l'effet Raman [107]. Cette interaction conduit à la génération de nouvelles composantes à des longueurs d'onde plus courtes, ce qui explique l'élargissement spectral du supercontinuum dans la région de dispersion normale [19].

Ce mécanisme peut également être retrouvé dans d'autres circonstances. Par exemple, dans le cas d'interactions d'ondes dispersives avec des solitons brillants d'ordre élevé [108], de solitons brillants polarisés orthogonalement à l'onde dispersive [109], de cavités créées par des solitons brillants, dans lesquelles de multiples collisions peuvent être observées [110–112], ou encore dans l'effet d'horizon [113–115].

Récemment, la collision d'ondes dispersives avec des solitons noirs a été étudiée théoriquement par I. Oreshnikov *et al.* dans [37]. Dans ce travail, il a été démontré qu'une onde dispersive peut être réfléchiée par un soliton noir. Ainsi, par mélange à quatre ondes, la collision conduit à la génération d'une nouvelle fréquence, comme dans le cas des solitons brillants. Expérimentalement, la collision d'une onde dispersive avec un soliton sombre (noir ou gris) n'a jamais été observée, ce qui constitue notre objectif. Le début de ce chapitre sera consacré à l'étude numérique du processus de collision, puis à son analyse théorique. Nous étudierons ensuite expérimentalement cette interaction. Pour cela, nous présenterons la technique expérimentale employée puis nous étudierons l'impact de la profondeur du soliton et de la longueur d'onde de l'onde dispersive sur ce processus.

5.2 Exemple de collision

Afin d'illustrer le processus de collision, on effectue une simulation numérique en vue d'expériences. Les paramètres de la simulation sont choisis en prenant en compte les caractéristiques des fibres optiques et des lasers disponibles au laboratoire. On prend l'exemple d'un soliton gris de paramètre $\varphi = \pi/8$ et de durée $T_0 = 600$ fs entrant en collision avec une onde dispersive de faible amplitude dont la durée à mi-hauteur est de 2 ps et décalée temporellement du soliton de 3 ps. On effectue la simulation numérique en se basant sur l'équation 5.1 dans une DSF dont la longueur d'onde de dispersion nulle se situe à 1549.5 nm ($\beta_3 = 0.115$ ps³/km et $\gamma = 2$ W⁻¹.km⁻¹). Les longueurs d'onde du soliton et de l'onde dispersive sont fixées respectivement à 1542 nm ($\beta_2 = 0.68$ ps²/km) et 1553 nm ($\beta_2 = -0.405$ ps²/km).

Les figures 5.1 (a) et (b) représentent respectivement l'évolution temporelle et spectrale de la collision. Comme on peut le voir sur la figure 5.1 (a), l'onde dispersive et le soliton entrent en collision autour de 1 km de propagation. Suite à cela, une partie de l'onde dispersive est transmise et l'autre réfléchiée. Dans le domaine spectral [figure 5.1 (b)], on peut voir que la partie transmise de l'onde dispersive ne subit aucun décalage spectral. Cependant, l'onde réfléchiée, visible à partir d'environ 2 km de propagation, se situe à une longueur d'onde de 1561 nm. La collision entre un soliton sombre et une onde dispersive mène donc à la génération d'une onde supplémentaire correspondante à la partie réfléchiée de l'onde dispersive incidente.

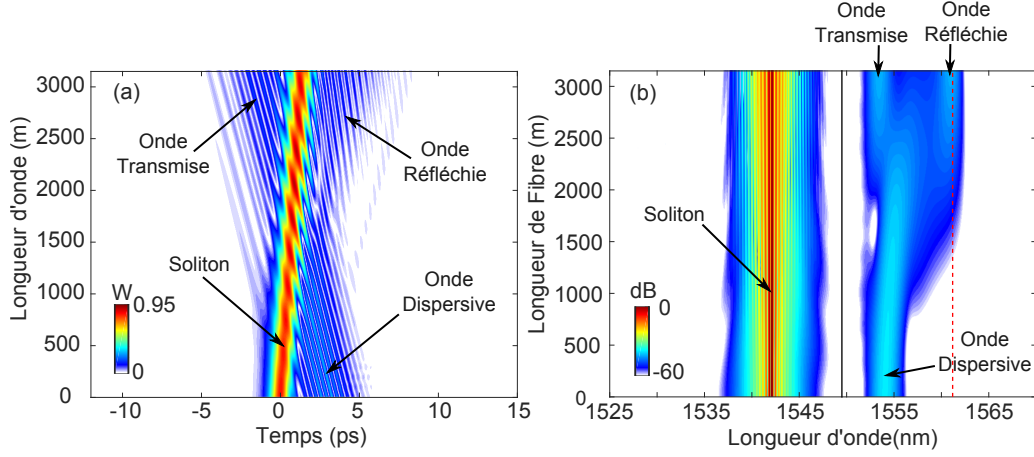


FIGURE 5.1 – Simulation numérique d’une collision entre une onde dispersive et un soliton gris. (a) Évolution temporelle au cours de la propagation. Le champ représenté est $||A(z, t)|^2 - P_0|$, par soucis de clarté. (b) Évolution spectrale au cours de la propagation. La ligne verticale noire représente la longueur d’onde de dispersion nulle de la fibre et la ligne rouge pointillée représente la longueur d’onde théorique de l’onde produite par la collision (solution de l’équation 5.7).

5.3 Analyse théorique

5.3.1 Condition d’accord de phase

Afin d’étudier plus en détails le processus de collision, nous effectuons une analyse théorique. Cette analyse a été effectuée par C. Mas Arabí. Nous en présentons ici le résultat.

Tout d’abord, on néglige les effets Raman et d’auto-raïdissement car ils sont généralement faibles dans le cas de la propagation de solitons sombres. On suppose que l’évolution de l’enveloppe lentement variable $A(z, t)$ à proximité de la longueur d’onde de dispersion nulle d’une fibre optique peut être décrite par l’équation de Schrödinger non-linéaire perturbée, qui prend en compte la dispersion de la fibre $D(i\partial_t)$ (équation 2.1) jusqu’à l’ordre trois :

$$i\partial_z A + D(i\partial_t)A + \gamma|A|^2 A = 0 \quad (5.1)$$

On considère maintenant l’enveloppe du champ $A(z, t)$ comme la somme d’un soliton sombre $[A_{DS}(z, t)]$ décrit par l’équation 2.10 et d’une onde dispersive de faible amplitude par rapport au soliton $g(z, t)$, qui est considérée ici comme une perturbation [96] :

$$A(z, t) = (A_{DS}(t, z) + g(z, t))e^{i\gamma P_0 z}. \quad (5.2)$$

De la même manière que dans la section 3.2, on substitue $A(z, t)$ dans l’équation 5.1, et on détermine l’équation régissant l’évolution de $g(z, t)$ dans le référentiel se

66 Chapitre 5. Collision entre un soliton sombre et une onde dispersive

déplaçant à la vitesse de groupe du soliton $\tau = t - \sqrt{\gamma\beta_2 P_0}z$:

$$i\partial_z g + \bar{D}(i\partial_\tau)g + \gamma((2|A_{DS}(\tau)|^2 - P_0)g + A_{DS}(\tau)^2 g^*) = 0 \quad (5.3)$$

où $\bar{D}(i\partial_\tau) = -i\sqrt{\gamma\beta_2 P_0}\partial_\tau + D(i\partial_\tau)$. Ensuite, on considère $g(z, \tau)$ comme étant la somme de l'onde dispersive incidente et de l'onde ψ générée par la collision :

$$g(z, \tau) = w e^{i(k(\Omega_p)z - \Omega_p \tau)} + \psi(z) e^{i(k(\Omega)z - \Omega \tau)} \quad (5.4)$$

où $k(\Omega_p)$ correspond à la dispersion de l'onde dispersive. En substituant 5.4 dans 5.3, on trouve que la condition de résonance, conduisant à la génération de nouvelle fréquence, est vérifiée lorsque les vecteurs d'ondes de l'onde dispersive et de l'onde générée sont égaux :

$$k(\Omega) = \pm k(\Omega_p) \quad (5.5)$$

La relation de dispersion des ondes linéaires $k(\Omega)$ se propageant sur un fond continu dans le référentiel du soliton s'exprime dans ce cas :

$$k(\Omega) = -\beta_{1sol}\Omega + \frac{\beta_2}{2}\Omega^2 + \frac{\beta_3}{6}\Omega^3 + k_{NL} \quad (5.6)$$

où $\Omega = \omega - \omega_0$ et où ω et ω_0 correspondent respectivement à la fréquence de l'onde linéaire et à celle du soliton sombre. Dans cette relation, trois composantes peuvent être notées : le premier terme correspond à la contribution liée à la vitesse du soliton, dans laquelle $\beta_{1sol} = \sqrt{\gamma\beta_2 P_0} \sin \varphi$ est la vitesse de groupe du soliton. Les deuxième et troisième termes correspondent à la dispersion des ondes en l'absence de fond continu et le dernier terme à la contribution non-linéaire apportée par le fond continu sur lequel repose le soliton $k_{NL} = \gamma P_0$. En remplaçant 5.5 dans l'équation 5.6 et dans le cas où les puissances mises en jeu sont faibles ($|\gamma P_0| \ll |\beta_2 \Omega^2|$), on trouve la condition d'accord de phase suivante :

$$-\beta_{1sol}(\Omega_p - \Omega) + \frac{\beta_2}{2}(\Omega_p^2 - \Omega^2) + \frac{\beta_3}{6}(\Omega_p^3 - \Omega^3) = 0 \quad (5.7)$$

La résolution de cette équation permet donc de déterminer la fréquence de l'onde générée par la collision entre le soliton sombre et l'onde dispersive. Il est important de noter que dans le cas d'un soliton noir, *i.e.* lorsque $\varphi = 0$ ($\beta_{1sol} = 0$), l'expression ci-dessus est identique à celle obtenue dans le cas de la collision entre une onde dispersive et un soliton brillant [96]. Cependant, lorsque $\varphi \neq 0$ (soliton gris), la vitesse de propagation du soliton apporte un moment supplémentaire dont l'effet est de changer la fréquence de l'onde générée. L'équation 5.7 montre également que le processus de collision dépend des propriétés de la fibre (β_2 , β_3 et γ) ainsi que de la fréquence de l'onde dispersive ω_p .

Dans le cas de l'exemple de la section 5.2, La résolution de l'équation 5.7 donne une longueur d'onde de l'onde générée par la collision de 1561 nm. Cette longueur d'onde est représentée par une ligne rouge sur la figure 5.1 (b) et est très bon accord avec la simulation numérique.

5.3.2 Énergie de l'onde émise

Afin de générer une nouvelle fréquence, l'accord de phase précédent doit être respecté. Cependant, cette condition est insuffisante si l'on souhaite faire l'observation de l'onde réfléchie lors de la collision. C'est pourquoi, il est nécessaire de déterminer l'efficacité du processus. Dans cette sous-section, nous rapportons uniquement le résultat obtenu par C. Mas Arabí. Les détails du calcul sont présentés dans l'annexe C.

En se référant au cas des solitons brillants [113, 116], cette amplitude peut être calculée en considérant le soliton comme un potentiel. Dans ce cas, l'onde dispersive (onde générée) joue le rôle d'onde transmise (onde réfléchie). Le coefficient de réflexion R de ce potentiel est [117] :

$$R = \frac{\cosh^2 \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{16 \frac{|\beta_2(\Omega_G)|}{\beta_2} - 1} \right)}{\cosh^2 \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{16 \frac{|\beta_2(\Omega_G)|}{\beta_2} - 1} \right) + \sinh^2 \left(\frac{\pi t_0 \Delta \Omega}{\cos(\varphi)} \right)} \quad (5.8)$$

où $\Delta \Omega = \Omega_p - \Omega_{GVM}$ et où Ω_{GVM} représente la fréquence respectant la condition d'accord de phase 5.7. Elle s'exprime :

$$\Omega_{GVM} = \frac{-\beta_2 - \sqrt{\beta_2^2 + 2 \sin(\varphi) \beta_3 \sqrt{\gamma \beta_2 P_0}}}{\beta_3}. \quad (5.9)$$

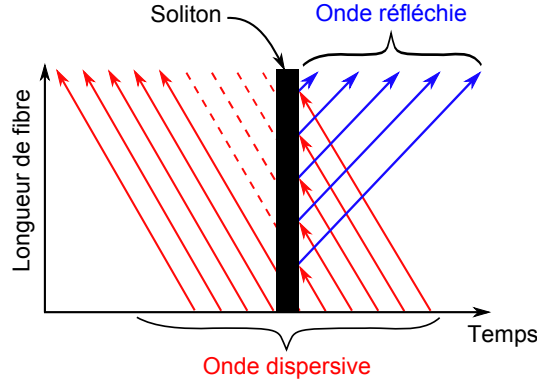


FIGURE 5.2 – Schéma illustrant l'interaction entre un soliton sombre et une onde dispersive quasi-continue. L'onde dispersive incidente est représentée par des flèches rouges et l'onde réfléchie par des flèches bleues. Le soliton est schématiquement représenté en noir.

Dans le cas où l'onde dispersive est quasi-continue, seule une petite partie du champ interagit avec le soliton. Ce cas est représenté schématiquement sur la figure 5.2 et montre une onde dispersive (flèches rouges) dont une partie seulement est réfléchie (flèches bleues) avec le soliton (en noir). La durée de cette portion d'énergie peut être approximée par $T_{in} = L_{fibre}/(v_{sp})$, où v_{sp} est la différence de vitesse

68 Chapitre 5. Collision entre un soliton sombre et une onde dispersive

de groupe entre le soliton sombre et l'onde dispersive. L'énergie de l'onde dispersive interagissant avec le soliton s'exprime donc dans le domaine temporel comme $E_{in} = P_p \times T_{in}$ où P_p est la puissance crête de l'onde dispersive. Par conséquent, l'énergie de l'onde générée correspond à la partie réfléchie de l'onde dispersive interagissant avec le soliton : $E_g = RE_{in}$. Cependant, la puissance expérimentale de l'onde dispersive n'est généralement pas exactement connue. Par conséquent, nous choisissons d'exprimer l'énergie de l'onde générée sous la forme normalisée suivante [116] :

$$E_g \propto R|v_{sp}^{-1}| = R|\beta_2\Omega_p + \frac{\beta_3}{2}\Omega_p^2 - \sqrt{\gamma\beta_2 P_0} \sin(\varphi)| \quad (5.10)$$

Comme prévu, lorsque la différence de vitesse de groupe entre le soliton et l'onde dispersive devient importante ($|v_{sp}|$ augmente), l'énergie de l'onde générée tend vers zéro. De plus, cette énergie dépend principalement de la profondeur du soliton ainsi que de la fréquence de l'onde dispersive. Par conséquent, on étudiera dans les expériences suivantes, l'impact de ces paramètres.

5.4 Montage expérimental

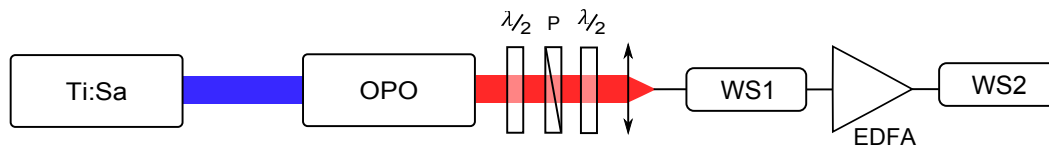


FIGURE 5.3 – Schéma du montage expérimental utilisé pour la génération d'impulsions sombres et d'une onde dispersive. $\lambda/2$: lame demi-onde ; P : polariseur ; WS : waveshaper ; EDFA : amplificateur à fibre dopée erbium ; OSA : analyseur de spectre optique.

Nous allons maintenant étudier expérimentalement le processus de collision. Pour faciliter l'étude, on choisit de générer une onde dispersive de façon externe. Il est donc nécessaire de générer à la fois un soliton sombre, dont la profondeur et la phase sont contrôlées, et une onde dispersive. De plus, les propriétés de l'onde dispersive (longueur d'onde, durée) ainsi que son retard par rapport au soliton doivent être finement contrôlés afin que la collision soit observable. L'OPO disponible au laboratoire (présentée dans la section 4.2.2) ayant un spectre relativement large (environ 50 nm à -30dB), il est possible de reprendre la technique expérimentale du chapitre précédent, basée sur l'utilisation de deux WSs, afin de générer le soliton sombre et l'onde dispersive simultanément en sculptant le spectre de l'OPO. La configuration expérimentale correspondante, rappelée sur la figure 5.3, est utilisée pour générer une impulsion sombre $A_{DS}(0, t)$ sur un fond supergaussien $A_{BG}(t)$ avec une impulsion Gaussienne $A_P(t)$, qui constitue l'onde dispersive. L'impulsion

finale mise en forme peut s'écrire $A(t) = A_{DS}(0, t)A_{BG}(t) + A_P(t)$ avec :

$$A_{BG}(t) = \exp \left[- \left(\frac{t}{T_{BG}} \right)^n \right] \quad (5.11)$$

$$A_P(t) = \exp \left[- \left(\frac{t - \tau}{\sqrt{2}T_P} \right)^2 \right] e^{-i(\omega_p - \omega_0)t} \quad (5.12)$$

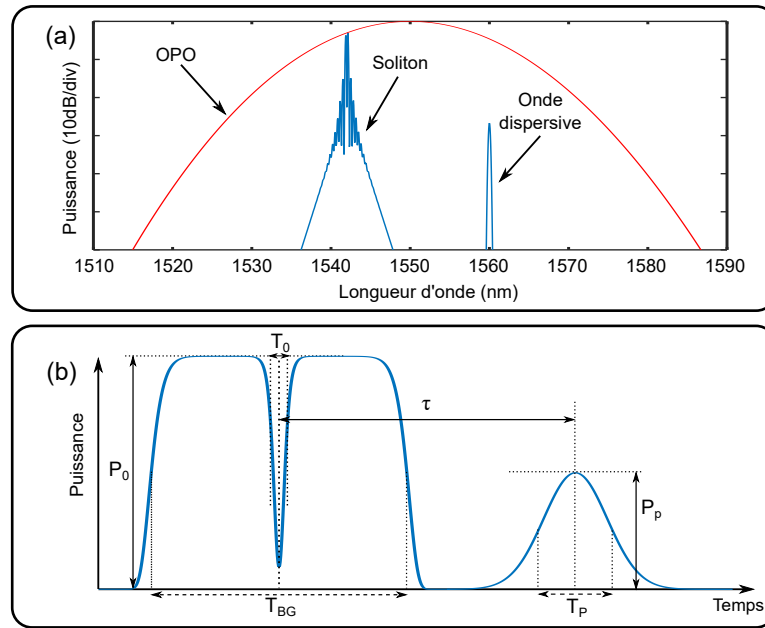


FIGURE 5.4 – Génération d'un soliton et d'une onde dispersive à l'aide des façonneurs d'onde. (a) Mise en forme de l'impulsion issue de l'OPO. (b) Schéma temporel des impulsions générées.

Ainsi, à l'aide du montage présenté sur la figure 5.3, on sculpte l'impulsion initiale issue de l'OPO (centrée aux alentours de 1550 nm) en un soliton sombre et une onde dispersive. Cette étape est illustrée spectralement sur la figure 5.4 (a) où le spectre de l'OPO en rouge est mise en forme en un soliton et une onde dispersive de puissance plus faible, en bleu. Par ailleurs, la forme temporelle de l'impulsion à l'issue des façonneurs d'onde $[A(t)]$ est représentée schématiquement la figure 5.4 (b).

Pour résumer, la configuration expérimentale présentée sur la figure 5.3 permet de sculpter une impulsion sombre et onde dispersive simultanément à partir d'un impulsion large spectralement. De plus, les différentes propriétés de l'impulsion sombre, à savoir sa longueur d'onde, sa puissance, sa durée ainsi que la profondeur du creux d'intensité et sa phase, sont ajustables. De la même façon, la longueur d'onde, la puissance et la durée de l'onde dispersive sont contrôlables. Dans la

suite, nous allons utiliser ce montage pour tenter d'observer la collision entre un soliton noir ou gris et une onde dispersive. Nous étudierons également l'impact de la profondeur du soliton et de la longueur d'onde de l'onde dispersive sur cette collision.

5.5 Résultats expérimentaux

5.5.1 Observation expérimentale

Nous commençons dans un premier temps par la collision entre un soliton noir ($\varphi = 0$) et une onde dispersive. Pour cela, nous employons la DSF présentée dans la section 5.2. On fixe alors les paramètres de l'impulsion sombre aux valeurs suivantes : $\lambda_0 = 1542$ nm ($\beta_2 = 0.68$ ps²/km), $P_0 = 0.94$ W, $T_0 = 600$ fs, $T_{BG} = 40T_0 = 24$ ps et $n = 16$. Nous choisissons alors les paramètres de l'onde dispersive suivants : sa longueur d'onde est fixée à 1555 nm ($\beta_2 = -0.52$ ps²/km), sa puissance de crête à $P_p = 0.5\% \times P_0 = 4.7$ mW et sa durée FWHM à 16 ps avec un retard nul par rapport au soliton. Afin de comparer d'analyser le résultat obtenu, on effectue également une simulation numérique dans les conditions de l'expérience. Les résultats après 3.15 km de propagation dans la DSF sont représentés sur la figure 5.5. Les courbes bleue et rouge correspondent respectivement au spectre expérimental et simulé en sortie de fibre. La ligne pleine noire représente la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre.

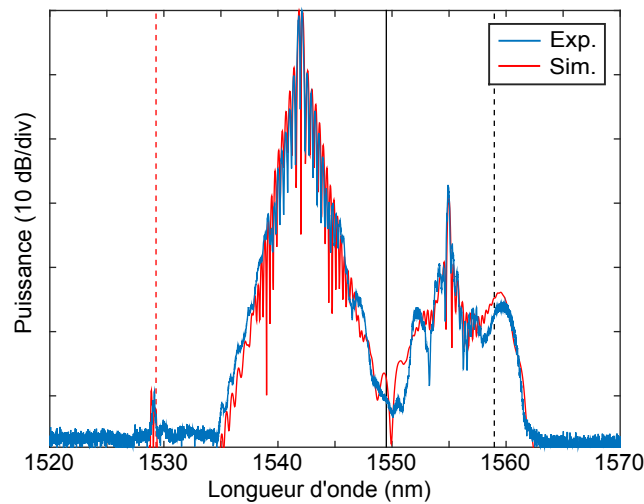


FIGURE 5.5 – Spectre expérimental (en bleu) et spectre simulé (en rouge) en sortie de la fibre. La ligne verticale noire représente la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre et la ligne noire pointillée, la longueur d'onde théorique de l'onde générée par la collision (solution de l'équation 5.7). La ligne rouge pointillée représente le résultat du mélange à quatre ondes correspondant à $2\omega_0 - \omega_p$ (1529 nm).

En bon accord, l'expérience et la simulation numérique montrent la formation de deux nouvelles composantes spectrales. La première, de faible amplitude, est située aux alentours de 1529 nm et la seconde, d'une amplitude plus importante, aux alentours de 1559 nm. La présence du premier faible pic peut être expliqué par le mélange à quatre ondes entre le fond sur lequel repose le soliton et l'onde dispersive. En effet, dans ce processus, deux ondes peuvent être générées, respectivement à $2\omega_0 - \omega_p$ ($\equiv 1529$ nm) et à $2\omega_p - \omega_0$ ($\equiv 1568$ nm). Sur la figure 5.5, la ligne rouge pointillée représente le produit du mélange à quatre onde situé à $2\omega_0 - \omega_p$. Celle-ci correspond parfaitement à l'onde observée expérimentalement et numériquement. L'onde située à $2\omega_p - \omega_0$ est visible sur la simulation numérique (non montré ici), cependant l'intensité de ce pic étant très faible (-86 dB), il ne peut pas être mesuré. Le deuxième pic, qui est observable expérimentalement et numériquement aux alentours de 1559 nm, peut être attribué à l'onde générée par la collision de l'onde dispersive et du soliton noir. Afin de confirmer cette hypothèse, on représente sur la figure 5.5, par une ligne pointillée noire, la solution de l'équation 5.7 qui correspond à la longueur d'onde théorique de l'onde générée par la collision. En très bon accord avec l'expérience et la simulation, la longueur d'onde théorique de l'onde générée se situe bien à 1559 nm. Ce résultat confirme donc l'origine de cette composante spectrale. Finalement, cette première mesure constitue la première observation de la signature spectrale de la collision entre un soliton noir et une onde dispersive dans une fibre optique.

La condition d'accord de phase (équation 5.5) montre que la longueur d'onde de l'onde générée par le processus de collision dépend fortement de la valeur du paramètre φ , *i.e.* de la profondeur du soliton, ainsi que de la longueur d'onde de l'onde dispersive. C'est pourquoi, dans la suite, nous étudions en détails l'impact de ces paramètres sur le processus de collision.

5.5.2 Variation de la profondeur du soliton

5.5.2.1 Longueur d'onde de génération

Nous commençons par étudier l'impact de la profondeur du soliton sur le processus de collision. Pour cela, on fixe la longueur d'onde de l'onde dispersive à une valeur constante égale à $\lambda_p = 1559$ nm ($\beta_{2p} = -0.852$ ps²/km) avec une durée FWHM de 5.9 ps. Sa puissance de crête est fixée à $P_p = 0.35\% \times P_0 = 3.3$ mW et son retard par rapport au soliton à $\tau = -6.5$ ps. Les paramètres de l'impulsion sombre sont fixés aux valeurs suivantes : $\lambda_0 = 1542$ nm, $P_0 = 0.94$ W, $T_0 = 600$ fs, $T_{BG} = 40 \times T_0 = 24$ ps et $n = 16$. On fait alors varier le paramètre φ du soliton de $\varphi = -\pi/3$ à $\varphi = \pi/3$ et on mesure le spectre en sortie de la DSF décrite dans la section 5.2.

Les résultats expérimentaux sont résumés sur la figure 5.6 (a), qui représente l'évolution du spectre en sortie de fibre en fonction de la profondeur du soliton. Ces résultats montrent que la génération de la nouvelle composante spectrale dans la région de dispersion anormale se produit pour des valeurs de φ allant de $-\pi/6$ à

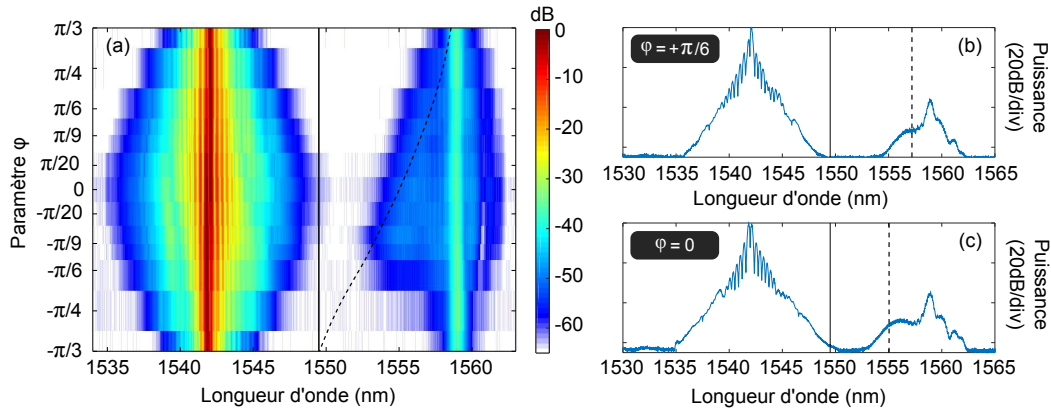


FIGURE 5.6 – (a) Spectre expérimental en sortie de la fibre en fonction du paramètre φ . (b) et (c) Spectres expérimentaux en sortie de fibre dans les cas $\varphi = +\pi/6$ et $\varphi = 0$, respectivement. Les lignes verticales noires représentent la longueur d’onde de dispersion nulle de la fibre. Les lignes noires pointillées représentent la longueur d’onde théorique de l’onde générée par la collision, solution de l’équation 5.7.

$\pi/4$. De plus, lorsque φ augmente, sa longueur d’onde augmente également. Cette observation est visible sur les figures 5.6 (b) et (c) où le spectre lorsque $\varphi = 0$ montre une nouvelle composante spectrale aux alentours de 1555 nm et lorsque $\varphi = +\pi/6$, celle-ci est située aux alentours de 1557 nm. Afin de comparer ces résultats aux prévisions théoriques, on représente sur les figures 5.6 (a-c) par une ligne pointillée noire, l’évolution de la solution de l’équation 5.7, correspondant à la longueur d’onde théorique de l’onde réfléchie. Les résultats des expériences et de la théorie étant en bon accord, on peut effectivement attribuer l’observation de la nouvelle composante spectrale comme étant le produit du mélange à quatre ondes intervenant durant la collision entre le soliton et l’onde dispersive.

Pour analyser ce résultat plus en détails, on effectue une série de simulations numériques avec les paramètres de l’expérience, en utilisant l’équation 3.1. Les résultats sont représentés sur les figures 5.7 (a-c), où l’on montre, respectivement, l’évolution du spectre simulé en sortie de fibre en fonction du paramètre φ et les spectres en sortie de fibre lorsque $\varphi = +\pi/6$ et $\varphi = 0$. De la même façon que précédemment, on représente par une ligne pointillée noire l’évolution de la longueur d’onde théorique de l’onde réfléchie (solution de l’équation 5.7). L’accord avec les expériences ainsi qu’avec la théorie est ici très bon. On peut voir que la longueur d’onde de l’onde générée par la collision suit la même tendance que celle prédite théoriquement et celle observée dans les expériences. Cependant, on peut remarquer que cette onde générée est observable numériquement jusqu’aux environs de $\varphi = -\pi/4$ contre $-\pi/6$ expérimentalement. La différence entre ces deux résultats peut être attribuée aux incertitudes expérimentales, notamment sur les paramètres de l’onde dispersive ou sur la phase du soliton sombre.

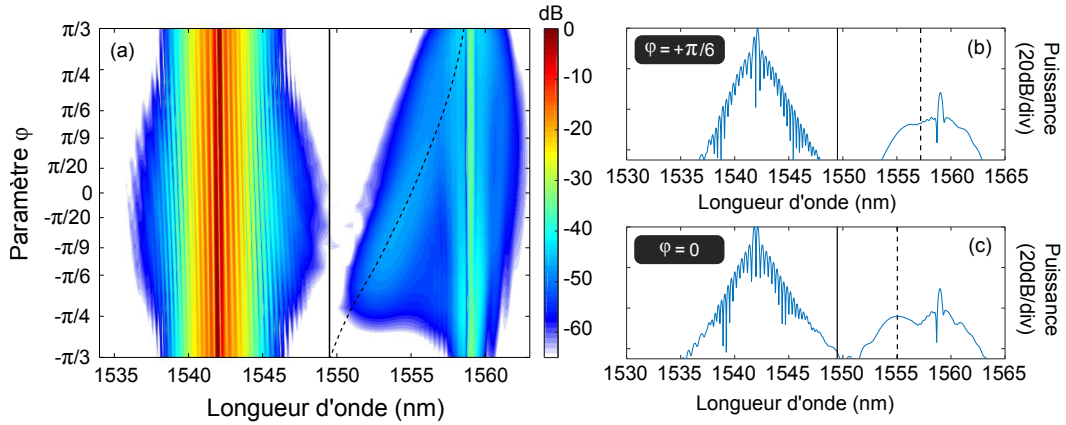


FIGURE 5.7 – (a) Spectre simulé en sortie de la fibre en fonction du paramètre φ . (b) et (c) Spectres simulés en sortie de fibre dans les cas $\varphi = +\pi/6$ et $\varphi = 0$, respectivement. Les lignes verticales noires représentent la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre. Les lignes noires pointillées représentent la longueur d'onde théorique de l'onde générée par la collision, solution de l'équation 5.7.

Ainsi, nous avons fait ici la première observation expérimentale du mélange d'ondes non-linéaires survenant lors de la collision entre un soliton gris (ou noir) avec une onde dispersive.

5.5.2.2 Énergie de l'onde générée

Outre la variation de la longueur d'onde de l'onde réfléchie, les figures 5.6 et 5.7 montrent aussi que l'efficacité de la collision varie en fonction de la profondeur du soliton.

La figure 5.8 présente l'évolution de l'énergie de l'onde réfléchie en fonction du paramètre φ du soliton. Le résultat théorique, obtenu à partir de l'équation 5.10, est représenté en rouge. Le résultat de la simulation et les résultats expérimentaux (respectivement en vert et en noir) sont calculés en intégrant la densité spectrale de puissance sur la gamme spectrale de génération et en divisant par le taux de répétition du laser. Généralement, les valeurs exactes de l'énergie théorique et expérimentale peuvent différer de un ou plusieurs ordres de grandeur à cause de problèmes de calibration des appareils utilisés pour les mesures. Ainsi, afin de comparer les allures des différentes courbes, elles sont normalisées à leur maximum. Les prédictions théoriques, les simulations et les expériences sont en bon accord. Elles montrent que l'efficacité du processus de collision présente un maximum lorsque φ vaut $-\pi/8$. Cette valeur est identique à la valeur maximale de l'énergie d'une onde dispersive émise par un soliton sombre (voir section 4.4.3). Physiquement, l'onde générée par le processus de collision de l'onde dispersive avec le soliton peut être vue comme une émission. Ainsi, aux alentours de $\varphi = -\pi/8$, la génération de cette onde devient "stimulée" lors de la collision, ce qui augmente son amplitude.

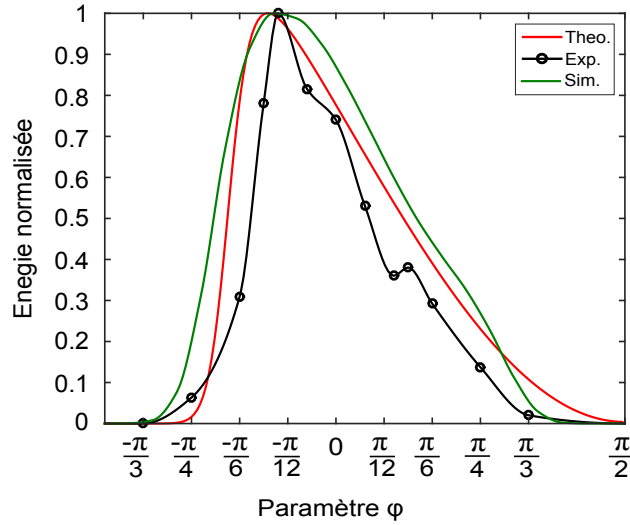


FIGURE 5.8 – Énergie de l’onde réfléchiée en fonction du paramètre φ . Les courbes rouge et verte correspondent respectivement à la prédiction théorique et aux résultats numériques. Les cercles noirs correspondent aux mesures expérimentales. La ligne noire est une interpolation des résultats expérimentaux.

Lorsque $|\varphi|$ tend vers $\pi/2$, l’énergie diminue rapidement pour devenir presque nulle aux alentours de $-\pi/4$ et $+\pi/3$. Physiquement, pour des valeurs de φ importantes, la profondeur du soliton est faible. L’énergie de l’onde générée s’en retrouve donc diminuée.

5.5.3 Variation de la longueur d’onde de l’onde dispersive

Nous avons vu précédemment que la longueur d’onde de l’onde générée par le processus de collision est grandement affectée par la profondeur du soliton. D’après l’équation 5.7, elle est également fortement dépendante de la longueur d’onde de l’onde dispersive. Dans cette partie, nous allons donc étudier en détails l’impact de ce paramètre sur la collision.

5.5.3.1 Longueur d’onde de génération

Afin étudier l’impact de la longueur d’onde de l’onde dispersive sur le processus de collision, le soliton sombre choisi est un soliton noir $\varphi = 0$, les autres paramètres étant fixés aux paramètres de la section précédente. La longueur d’onde de l’onde dispersive est alors changée de 1552 nm à 1564 nm, ce qui correspond à des valeurs β_2 variant de $-1.297 \text{ ps}^2/\text{km}$ à $-0.225 \text{ ps}^2/\text{km}$. La puissance de crête de l’onde dispersive est fixée à $P_p = 0.5\% \times P_0 = 4.7 \text{ mW}$ et sa durée FWHM à 16 ps avec un retard nul par rapport au soliton. Dans cette configuration, la modification de la longueur d’onde de l’onde dispersive induit une variation de sa vitesse de groupe. Fixer le retard de l’onde dispersive par rapport au soliton à zéro permet donc d’étudier le

processus de collision pour tout désaccord de vitesse de groupe entre le soliton et l'onde dispersive.

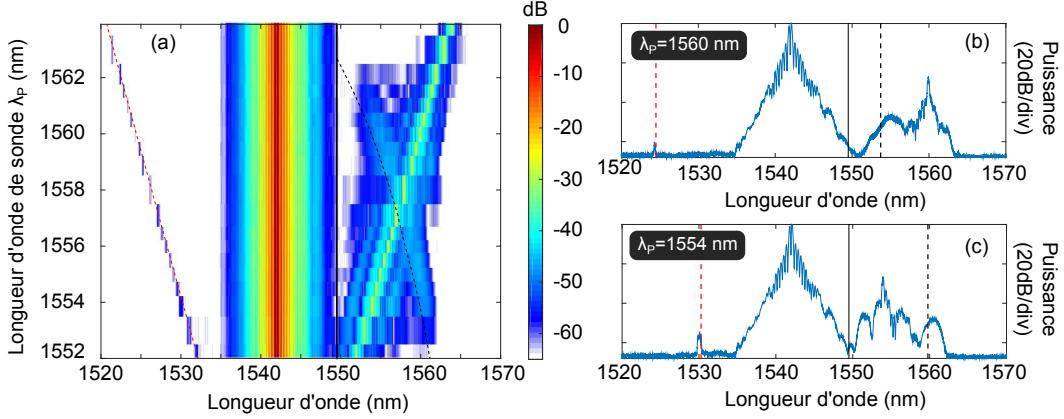


FIGURE 5.9 – (a) Spectre expérimental en sortie de la fibre en fonction de la longueur de l'onde dispersive λ_p . (b) et (c) Spectres expérimentaux en sortie de fibre dans les cas $\lambda_p = 1560$ nm et $\lambda_p = 1554$ nm, respectivement. Les lignes verticales noires représentent la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre. Les lignes noires pointillées représentent la longueur d'onde théorique de l'onde générée par la collision, solution de l'équation 5.7 et les lignes pointillées rouges, la longueur d'onde correspondante au mélange à quatre ondes entre le fond sur lequel repose le soliton et l'onde dispersive à $2\omega_0 - \omega_p$.

On représente sur la figure 5.9 (a) l'évolution du spectre expérimental en sortie de fibre en fonction de la longueur d'onde de l'onde dispersive λ_p et sur les figures 5.9 (b) et (c), les spectres en sortie de fibre pour les cas $\lambda_p = 1560$ nm et $\lambda_p = 1554$ nm respectivement. Ces résultats montrent la génération d'une nouvelle composante spectrale dont la longueur d'onde diminue de 1561 nm à 1550 nm lorsque la longueur d'onde de l'onde dispersive augmente de 1551 nm à 1562 nm. L'évolution de la longueur d'onde théorique de l'onde réfléchi sur le soliton sombre, solution de l'équation 5.7, est représentée en pointillés noirs sur les figures 5.9 (a-c). En bon accord avec les expériences, les prédictions théoriques valident l'évolution de la longueur d'onde de l'onde dispersive observée. Sur les figures 5.9 (a-c), on peut remarquer la présence d'une composante spectrale à gauche du spectre, qui varie de 1532 nm à 1521.4 nm avec la longueur d'onde de l'onde dispersive. Ce pic suit parfaitement la ligne pointillée rouge qui correspond au processus de mélange à quatre ondes entre le fond sur lequel repose le soliton et l'onde dispersive, et dont la fréquence est égale à $2\omega_0 - \omega_p$.

Afin d'analyser plus en détails ces résultats, on effectue une simulation numérique avec les paramètres de l'expérience. La figure 5.10 résume les résultats obtenus. La figure 5.10 (a) représente l'évolution du spectre en fonction de la longueur d'onde de l'onde dispersive et les figures 5.10 (b) et (c) les spectres en sortie de fibre pour

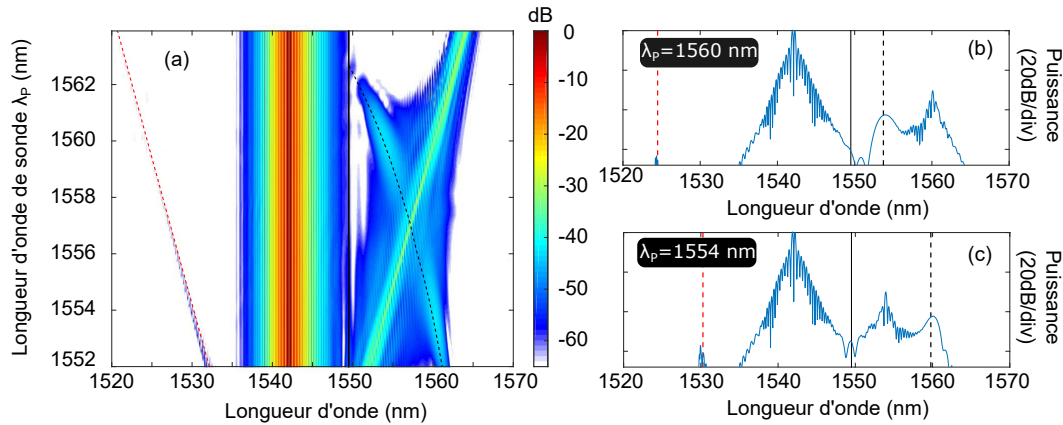


FIGURE 5.10 – (a) Spectre simulé en sortie de la fibre en fonction de la longueur de l'onde dispersive λ_p . (b) et (c) Spectres simulés en sortie de fibre dans les cas $\lambda_p = 1560$ nm et $\lambda_p = 1554$ nm, respectivement. Les lignes verticales noires représentent la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre. Les lignes noires pointillées représentent la longueur d'onde théorique de l'onde générée par la collision, solution de l'équation 5.7 et les lignes pointillées rouges, la longueur d'onde correspondante au mélange à quatre ondes entre le fond sur lequel repose le soliton et l'onde dispersive à $2\omega_0 - \omega_p$.

les cas $\lambda_p = 1560$ nm et $\lambda_p = 1554$ nm, respectivement. En très bon accord avec les résultats expérimentaux, le produit du mélange à quatre ondes visible à gauche du spectre est également visible et suit la même tendance que la courbe pointillée rouge représentant l'évolution de $2\omega_0 - \omega_p$. Dans le processus de mélange à quatre ondes, un deuxième pic situé aux hautes longueurs d'ondes (à $2\omega_p - \omega_0$) est observable en simulation. Cependant, l'intensité de ce pic étant cependant trop faible pour être mesurée expérimentalement, il n'est pas visible sur la figure 5.9. La figure 5.10 montre également que l'onde générée suit la même variation de longueur d'onde que celle observée expérimentalement. De la même façon que précédemment, on représente par une ligne pointillée noire l'évolution de la longueur d'onde théorique de l'onde réfléchie, solution de l'équation 5.7. En très bon accord avec les expériences ainsi que les simulations, les prédictions théoriques valident les observations précédentes. En particulier, on peut affirmer que la variation de la longueur d'onde de l'onde dispersive entraîne une variation importante de la longueur d'onde de l'onde générée durant le processus de collision entre le soliton et l'onde dispersive.

5.5.3.2 Énergie de l'onde générée

Des résultats précédents, on peut déduire que l'efficacité de la collision varie en fonction de la longueur d'onde de l'onde dispersive incidente. L'évolution de l'énergie (normalisée par rapport au maximum) de l'onde générée par le processus de collision est représentée sur la figure 5.11. En rouge, on représente son évolution

théorique (eq. 5.10). Les résultats expérimentaux et numériques, respectivement en noir et en vert, sont obtenus en suivant la même méthode d'intégration que celle décrite précédemment (section 5.5.2.2).

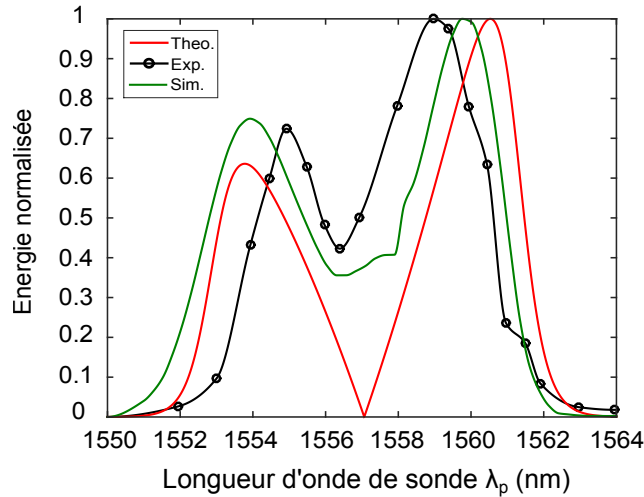


FIGURE 5.11 – Énergie de l’onde dispersive en fonction de sa longueur d’onde. Les courbes rouge et verte correspondent respectivement à la prédiction théorique et aux résultats numériques. Les cercles noirs correspondent aux mesures. La ligne noire est une interpolation des résultats expérimentaux.

L’évolution théorique de l’énergie de l’onde générée (courbe rouge), montre deux maxima locaux, le premier est situé à 1560.5 nm et le second à 1553.8 nm. L’énergie tombe rapidement à zéro pour des valeurs inférieures à 1551 nm et supérieures à 1563 nm et est nulle lorsque la longueur d’onde de l’onde dispersive est de 1557 nm. À cette longueur d’onde, les vitesses de groupe de l’onde dispersive et du soliton sont presque égales, le soliton et l’onde dispersive n’entrent pas en collision. Ainsi, dans cette configuration, l’énergie théorique de l’onde générée est nulle, comme le prédit l’équation 5.10.

Cette évolution est qualitativement retrouvée expérimentalement et numériquement. Elle présente deux maxima locaux et diminue lorsque que la longueur d’onde de l’onde dispersive est importante ($\lambda_p > 1562$) ou basse ($\lambda_p < 1552$). Par ailleurs, on peut noter que l’énergie ne tombe pas à zéro autour de 1557 nm comme prédit théoriquement. Cette différence peut être attribuée au fait que l’onde dispersive n’est pas une onde continue. En effet, possédant une largeur spectrale relativement importante, la résolution de la mesure est diminuée. De plus, la modulation de phase croisée entre le fond du soliton et l’onde dispersive peut induire un élargissement spectral de l’onde dispersive lors de la propagation [38]. Ainsi, le zéro de la courbe théorique, observable autour de 1557 nm, ne peut être trouvé dans ce cas. Malgré les différences quantitatives, ces résultats confirment que la collision entre un soliton noir et une onde dispersive suit la même condition d’accord de phase que dans le

cas précédent, où la profondeur du soliton a été modifiée au cours des expériences.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons fait l'étude de la collision entre un soliton sombre, se propageant dans une zone de dispersion normale d'une fibre optique, et une onde dispersive localisée dans une zone de dispersion anormale. Pour cela, nous avons employé la technique développée dans le chapitre 4, basée sur l'utilisation de deux façonneurs d'onde optiques. Ainsi, il a été possible sculpter une impulsion sombre, destinée à l'excitation d'un soliton sombre, et une onde Gaussienne d'une amplitude moins importante, constituant l'onde dispersive. Grâce au contrôle des paramètres des impulsions offert par les façonneurs d'ondes, notamment la longueur d'onde, la durée, l'amplitude et la phase, nous avons observé expérimentalement pour la première fois la signature spectrale de la collision entre un soliton sombre (gris ou noir) avec une onde dispersive. En très bon accord avec les analyses théoriques et les simulations numériques, nous avons également démontré que le processus de collision conduit, par mélange à quatre ondes, à la génération de nouvelles composantes fréquentielles dont l'amplitude varie avec la profondeur du soliton ainsi que la fréquence de l'onde dispersive. Finalement, ce travail constitue un premier exemple d'étude de l'interaction de solitons sombres avec d'autres ondes.

Conclusion et perspectives

Ce manuscrit rapporte l'ensemble des travaux réalisés dans le cadre de ma thèse qui s'est déroulée de 2015 à 2018 au sein de l'équipe photonique du laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules de l'Université de Lille. Les travaux effectués durant cette thèse se concentrent sur l'étude des solitons sombres dans les fibres optiques. Les solitons sombres sont des structures non-linéaires qui restent peu étudiées expérimentalement. Cette lacune peut être principalement attribuée à leur structure temporelle et à leur phase particulière, dont la génération expérimentale n'est pas aisée. Ces travaux s'inscrivent donc dans ce cadre. Ils ont pour objectif d'étudier expérimentalement les différents aspects fondamentaux de la dynamique non-linéaire associée à la propagation de solitons sombres dans une fibre optique. En particulier, ils se concentrent sur l'étude de la propagation de solitons sombres aux alentours d'une longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique et également sur les interactions non-linéaires intervenant lors de la collision entre une onde dispersive et un soliton sombre. Les principaux résultats obtenus sont résumés dans la suite.

Les études concernant la dynamique des solitons sombres dans une fibre optique sont principalement théoriques et numériques. Les différentes études expérimentales menées jusqu'ici se concentrent essentiellement sur la génération de solitons noirs. Seul l'impact de l'effet Raman sur des solitons sombres a déjà été étudié et observé expérimentalement [20]. C'est pourquoi, le premier objectif que nous nous sommes fixé est d'étudier expérimentalement la propagation de solitons sombres aux alentours d'une longueur d'onde de dispersion nulle. Ainsi, les premières études expérimentales se sont consacrées à l'étude d'un train de solitons sombres généré par la collision de deux impulsions laser dans une fibre normalement dispersive [73]. Le nombre de solitons dans le train pouvant être ajusté grâce au contrôle du retard entre les deux impulsions initiales, nous avons pu observer pour la première fois l'émission d'une seule ou de plusieurs ondes dispersives par des solitons sombres [118]. Chaque nouvelle radiation observée peut être reliée à l'émission d'un soliton du train en particulier. Lorsque que le nombre de solitons dans le train est important, nous avons montré qu'un supercontinuum peut être généré. La dynamique de sa formation passe tout d'abord par la génération d'ondes dispersives. Si leur énergie est suffisante (théorème de l'aire), elles peuvent donner naissance à un soliton brillant qui, par son interaction avec le train de solitons sombres, augmente la largeur spectrale du supercontinuum et produit des "ailes" spectrales s'éloignant rapidement du reste du spectre central [119].

Bien que ces observations furent concluantes, la profondeur et la phase des solitons sombres du train, qui sont des paramètres fondamentaux dans leur propagation dans une fibre optique, ne sont pas contrôlables. L'impact de ces paramètres sur la génération d'ondes dispersives restait donc une question ouverte. Nous nous sommes

donc concentrés sur la génération expérimentale d'un soliton sombre isolé dont la phase et la profondeur sont ajustables. Cette génération a été effectuée par la mise en place d'une série de deux façonneurs d'ondes (*waveshapers*). Validée par des mesures spectrales et de corrélation croisée, cette technique nous a permis de générer efficacement des solitons noirs ou gris, dont la profondeur, la phase, la longueur d'onde et la durée peuvent être finement ajustées. Ainsi, nous avons pu effectuer la première observation expérimentale de l'émission d'une dispersive par un soliton noir. En bon accord avec la théorie et les simulations numériques, nous avons également démontré que la profondeur des solitons détermine la longueur d'onde de l'onde dispersive émise, ainsi que son amplitude [103].

Le deuxième objectif fixé était d'étudier expérimentalement les interactions entre solitons sombres et ces ondes dispersives. Pour cela, nous avons généré à la fois un soliton sombre et une onde dispersive externe. Grâce à la technique développée lors de la première étude, nous avons montré que les paramètres du soliton, notamment sa profondeur, sa phase, sa durée et sa longueur d'onde, et ceux de l'onde dispersive (longueur d'onde, durée, puissance) sont tous contrôlables. Nous avons alors démontré théoriquement, numériquement et expérimentalement que leur collision se traduit par un mélange à quatre ondes résultant en un décalage spectral d'une partie de l'onde dispersive incidente. Nous avons vu que les paramètres de contrôle régissant ce décalage, ainsi que son efficacité, sont la profondeur du soliton et la longueur d'onde de l'onde dispersive incidente.

Les résultats obtenus lors de cette thèse constituent finalement une solide base dans l'étude expérimentale des solitons sombres. Plusieurs perspectives à ces travaux sont envisageables. La première, qui constitue une suite directe à l'étude menée dans le chapitre 5, concerne la possibilité de contrôler ou de modifier les propriétés d'un soliton sombre lors de sa collision avec une onde externe de forte intensité [120]. Une deuxième perspective intéressante afin de continuer ces travaux est l'étude des solitons sombres dans des cavités optiques. Les solitons temporels de cavités sont des structures dissipatives persistantes qui peuvent être générées dans des cavités fibrées ou dans des micro-résonateurs [121]. La dynamique non-linéaire de ce type de solitons dissipatifs, et en particulier des solitons sombres dissipatifs, reste jusqu'à aujourd'hui un sujet de recherche très ouvert. Les solitons brillants dissipatifs peuvent, par exemple, générer plusieurs ondes dispersives lors de leur propagation dans une cavité optique [122, 123]. Cette dynamique, ainsi que plusieurs autres aspects fondamentaux dans la dynamique des solitons sombres dissipatifs, peuvent donc être explorés. Très récemment, P. Parra-Rivas *et al.* ont démontré théoriquement et numériquement l'existence de régime de fonctionnement de cavités dans lequel il est possible d'observer une coexistence de solitons brillants et sombres [124]. Une possibilité dans la poursuite de ces travaux de thèse serait donc d'étudier en détails ce régime. Enfin, il a été démontré que dans le cas des solitons brillants dissipatifs, une dispersion oscillante induit une "respiration" du soliton lors de sa propagation. Malgré celle-ci, un soliton brillant est robuste à une modification périodique de la

dispersion chromatique d'une fibre optique [125]. L'impact d'une dispersion oscillante sur des solitons sombres dissipatifs reste un sujet d'études jusqu'ici inexploré. Il constituerait donc une voie d'études supplémentaire dans l'analyse des solitons sombres.

Effet tunnel longitudinal d'un soliton brillant

Sommaire

A.1 Contexte de l'étude	83
A.2 État de l'art	84
A.2.1 Un soliton comme particule	84
A.2.2 Effet tunnel spectral	84
A.2.3 Effet tunnel longitudinal	86
A.3 Analyse numérique de l'effet tunnel longitudinal	87
A.3.1 Conception de la barrière de dispersion normale	87
A.3.2 Dynamique du soliton	87
A.3.3 Impact de la longueur de la barrière de potentiel	89
A.4 Résultats expérimentaux	91
A.4.1 Mesures spectrales	91
A.4.2 Mesures temporelles	92
A.5 Conclusion	94

A.1 Contexte de l'étude

On a vu au chapitre 2 qu'un soliton brillant fondamental est une structure non-linéaire dont la forme reste inchangée lors de sa propagation. Dans cette annexe, nous allons voir que cette structure possède également des comportements semblables aux particules, par exemple lors de la collision de deux solitons. Ainsi, de la même façon qu'une particule peut subir un effet tunnel, un soliton brillant peut suivre un effet tunnel optique. Cette étude a été menée en premier lieu par F. Braud lors de sa thèse qui s'est terminée en septembre 2016. Ce travail n'ayant pas donné lieu à des expériences à cette époque, par manque de conditions expérimentales réalistes, nous allons ici reprendre l'étude numérique de l'effet tunnel du soliton afin de concevoir une expérience. Cette étude est présentée en annexe de ce manuscrit par soucis de cohérence, bien qu'elle ait nécessité un travail conséquent.

A.2 État de l'art

A.2.1 Un soliton comme particule

Le terme « soliton » a été introduit pour la première fois dans le domaine de la physique des plasmas [3]. Depuis, plusieurs études ont fait la démonstration de propriétés similaires aux particules. Y. Kivshar et B. Malomed en 1989, démontrent par exemple que la collision entre deux solitons est élastique [126], de la même façon que la collision de deux particules. Par ailleurs, les solitons brillants peuvent également survivre à des perturbations sévères, comme l'effet Raman [127], la dispersion d'ordre élevée [59] ou l'interaction avec des ondes linéaires [112]. Ce sont donc des objets très stables. En mécanique quantique, une particule approchant une barrière de potentiel peut se réfléchir sur cette barrière et/ou la traverser. L'effet tunnel quantique désigne donc la capacité que possède une particule à traverser une barrière de potentiel, dans laquelle sa probabilité de présence diminue exponentiellement. Dans ce cas, cette capacité est fixée par la longueur de la barrière de potentiel. Dans le cas d'un soliton brillant, il a été démontré que le comportement d'un soliton approchant une barrière de potentiel est similaire à celle des particules quantiques, *i.e.* le soliton peut se réfléchir sur cette barrière ou être transmis [128, 129]. Dans ce cas, la barrière correspond à une région de dispersion normale, où le soliton brillant ne peut pas exister. Par analogie avec l'effet tunnel quantique, la capacité du soliton à traverser la barrière de potentiel est fixée par la dimension de la zone de dispersion normale [130–133]. La description de cet effet tunnel du soliton est décrit dans les sections suivantes.

A.2.2 Effet tunnel spectral

L'analogie entre l'effet tunnel optique dans les guides d'ondes et l'effet tunnel quantique a été rigoureusement établie par V. Serkin *et al.* dans [130]. Dans ce travail, il a été démontré que des inhomogénéités localisées de GVD (y compris un changement de signe de GVD) sont l'équivalent d'une barrière de potentiel dans la description de la mécanique quantique. Ainsi, un soliton brillant existant uniquement dans une zone de GVD anormale est susceptible de traverser une zone de GVD normale et d'y survivre.

Les premières études montrant l'analogie entre l'effet tunnel quantique et l'effet tunnel optique dans les fibres portent sur l'effet tunnel spectral [131–133]. Dans ce cas, le profil de la dispersion est façonné de telle sorte que la fibre comporte trois longueurs d'onde de dispersion nulle. Dans cette configuration, il existe deux zones de dispersion anormale séparées par une zone de dispersion normale, qui agit alors comme une barrière de potentiel. La figure A.1 (a) représente schématiquement le principe de l'effet tunnel spectral d'un soliton brillant dans une FOMs dont le pitch Λ vaut $1.09 \mu\text{m}$ et le diamètre normalisée $d/\Lambda = 0.82$. Un soliton (représenté en rouge sur la figure) se propage dans la première région de GVD anormale et

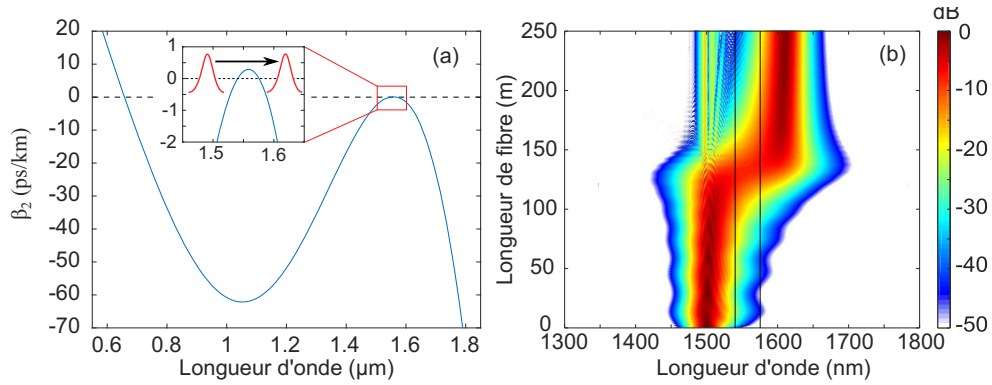


FIGURE A.1 – Principe de l'effet tunnel spectral. (a) GVD en fonction de la longueur d'onde d'une FOM de pitch $\Lambda = 1.09 \mu\text{m}$ et de diamètre normalisée $d/\Lambda = 0.82$, calculé grâce au modèle empirique de Saitoh-Koshiba [95] (b) Dynamique temporelle d'un soliton brillant dans la FOM en fonction de la longueur de propagation dans la fibre. Les lignes noires représentent les longueurs d'onde de dispersion nulle de la fibre.

se déplace vers les hautes longueurs d'onde par auto-décalage Raman. Ainsi, aux abords de la première longueur d'onde de dispersion nulle (1540 nm ici, la deuxième se situant à 1576 nm), le soliton peut générer une onde dispersive directement dans la seconde zone de dispersion anormale en suivant la condition d'accord de phase présentée dans le chapitre 2 (équation 2.9) à laquelle il faut ajouter un terme de dispersion d'ordre quatre. Par conséquent, lors de sa propagation, le soliton transmet de façon continue une partie de son énergie à cette onde dispersive. Si le transfert d'énergie est suffisant, cette onde dispersive peut donner naissance à un soliton [134]. L'énergie requise pour qu'un soliton puisse exister peut être déterminée grâce au théorème de l'aire, reliant le produit de l'énergie E et de la durée de l'impulsion T_0 à la GVD et à la non-linéarité [135]. Dans le cas de l'équation de Schrödinger non-linéaire, ce théorème s'exprime :

$$E \times T_0 = \frac{2|\beta_2|}{\gamma} \quad (\text{A.1})$$

Prenons l'exemple d'un soliton brillant d'une durée de 100 fs, de puissance crête de 5 W et de longueur d'onde 1500 nm se propageant dans la FOM présentée ci-dessus. La figure A.1(b) représente la dynamique spectrale du soliton en fonction de la longueur de propagation. Lors de sa propagation, le soliton se décale vers les hautes longueurs d'onde par effet Raman. Il transmet alors une partie de son énergie à une onde dispersive dans la deuxième zone de dispersion anormale. Celle-ci donne ensuite naissance à un nouveau un soliton vers 200 m, localisé aux alentours de 1600 nm.

Les fibres comportant trois longueurs d'onde de dispersion nulle sont cependant difficiles à réaliser expérimentalement. À titre d'exemple, pour qu'une FOM pré-

sente trois longueurs d'onde de dispersion nulle relativement proches, son diamètre normalisé doit être de l'ordre de 0.2 ou avoir un pitch très petit ($\Lambda < 2 \mu\text{m}$). Ainsi, l'effet tunnel spectral du soliton brillant n'a jamais été observé expérimentalement.

A.2.3 Effet tunnel longitudinal

Afin d'effectuer l'observation expérimentale de l'effet tunnel du soliton, nous proposons une alternative à l'effet tunnel spectral présenté ci-dessus. Ainsi, dans cette étude, la barrière de potentiel n'est pas créée spectralement par plusieurs longueurs d'onde de dispersion nulle mais longitudinalement par une fibre dont la longueur d'onde de dispersion nulle change avec la distance de propagation. Dans ce cas, la barrière de potentiel est constituée d'un court segment de fibre de GVD normale, placé entre deux sections de fibre de GVD anormale.

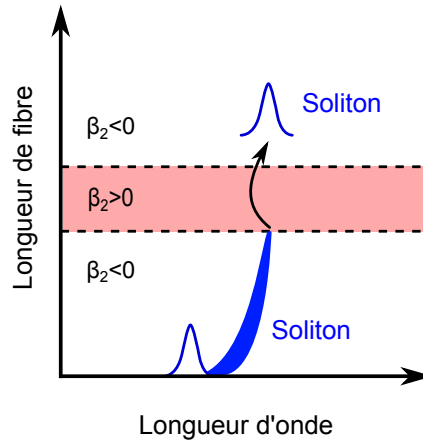


FIGURE A.2 – Schéma de principe de l'effet tunnel longitudinal imaginé.

L'effet tunnel longitudinal du soliton, représenté schématiquement sur la figure A.2, peut être décomposé en trois étapes. Dans un premier temps, on génère un soliton fondamental dans la première section de fibre où la dispersion est anormale. Pour se faire, nous utiliserons l'un des lasers disponibles au laboratoire et exploiterons le phénomène de fission présenté dans le chapitre 2 pour éjecter un soliton fondamental isolé. Après une certaine distance de propagation, le soliton atteint la barrière de dispersion normale, où il ne peut plus exister en tant que soliton. Il transforme donc dans cette partie en une impulsion dispersible [136]. Enfin, l'impulsion atteint le troisième segment de fibre où la dispersion est de nouveau anormale. Ainsi, si la dispersion de l'impulsion n'est pas trop importante (théorème de l'aire), l'impulsion peut donner naissance à un nouveau soliton [137].

A.3 Analyse numérique de l'effet tunnel longitudinal

A.3.1 Conception de la barrière de dispersion normale

Afin d'étudier expérimentalement l'effet tunnel longitudinal, les trois sections de fibre, schématisées sur la figure A.2, doivent être choisies en fonction des lasers et des fibres disponibles au laboratoire. Après de nombreuses études numériques, nous avons choisi d'utiliser des DSFs car leur zéro de dispersion peut être modifié avec une grande sensibilité en changeant le diamètre de la fibre lors de son tirage. De plus, la concaténation de trois DSFs s'avère plus simple que dans le cas de FOMs. Ainsi, la première section a une longueur d'onde de dispersion nulle égale à 1385 nm et une longueur de 50 m. Dans cette section, on s'attend à ce que le soliton brillant soit généré grâce à la fission de l'impulsion Gaussienne de pompe en un soliton fondamental (cf. section 2.2.3). La longueur d'onde de dispersion nulle de la seconde fibre (faisant office de barrière de dispersion), est située au-delà de 1700 nm, de sorte que le soliton incident se retrouve en zone de dispersion normale. La longueur de cette section est fixée à 3 m dans le but de limiter la dispersion de l'impulsion lors de sa traversée. Enfin, la longueur d'onde de dispersion nulle du troisième segment de fibre descend à 1490 nm et a une longueur de 50 m.

A.3.2 Dynamique du soliton

Nous commençons l'étude par des simulations numériques basées sur l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée (équation 1.18), dans laquelle nous supposons que l'effet de l'auto-raïdissement est négligeable. L'impulsion de pompe est une impulsion Gaussienne centrée autour de 1485 nm d'une durée à mi-hauteur égale à 220 fs. On fixe sa puissance crête à 240 W. À cette longueur d'onde, la non-linéarité des trois DSFs γ est d'environ $5 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$, et la dispersion d'ordre trois $\beta_3 = 5 \text{ ps}^3/\text{km}$ pour toutes les sections. Les autres paramètres sont fixés aux valeurs données dans la sous-section précédente.

Le résultat est résumé sur les figures A.3 (a) et (b) qui montrent respectivement la dynamique spectrale et temporelle de l'impulsion au cours de la propagation dans la fibre. Dans les premiers mètres de propagation, on observe la génération d'un soliton fondamental unique. Se décalant vers les hautes longueurs d'onde et décélérant fortement par effet Raman, le soliton éjecté est séparé du résidu de pompe (noté P sur la figure A.3) et atteint 1542 nm à la fin de la première section de fibre, *i.e.* à 50 m. Dans la seconde section de fibre, correspondant à la barrière de potentiel, la dispersion est normale, l'impulsion subit alors un fort élargissement temporel et spectral et sa puissance crête diminue de sorte que le décalage (et la décélération) Raman s'arrête rapidement. L'impulsion atteint ensuite la dernière section de fibre ($z = 53 \text{ m}$), où la dispersion est de nouveau anormale. On assiste alors à sa re-compression. Ainsi, à partir d'environ 60 m, on observe la formation de

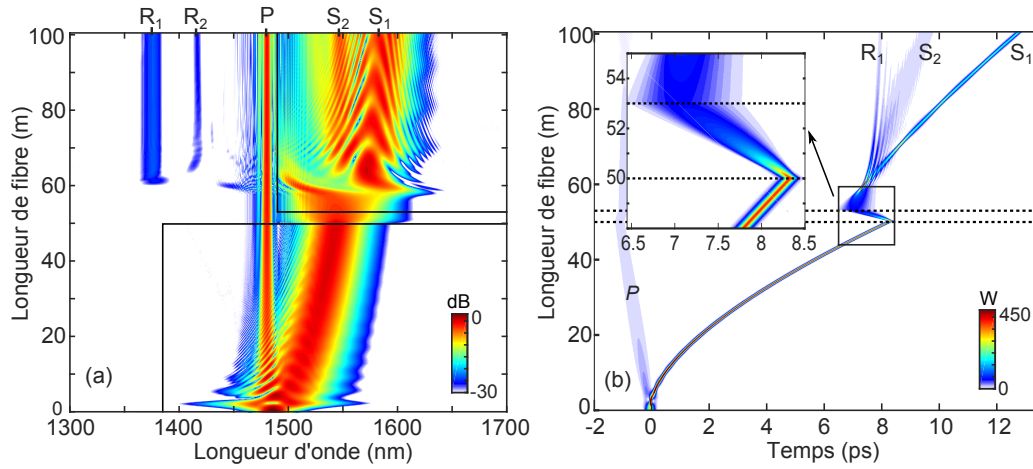


FIGURE A.3 – Simulation numérique démontrant l'effet tunnel longitudinal d'un soliton brillant. (a) Dynamique spectrale en fonction de la longueur de fibre. La ligne noire correspond à la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre. (b) Dynamique spectrale en fonction de la longueur de fibre. Les lignes horizontales en pointillés marquent la position de la barrière de GVD normale. R_1 , R_2 , P , S_1 et S_2 représentent respectivement les différents composants observables à la sortie de la fibre : radiation 1 et 2, résidu de pompe, soliton 1 et 2.

deux impulsions solitoniques (notées S_1 et S_2), temporellement localisées à 9.5 ps et 12.8 ps et dont les longueurs d'onde sont respectivement 1547 nm et 1590 nm à la sortie de la fibre. Simultanément, deux faibles radiations sont observables à 1375 nm et 1416 nm, ce qui rappelle le processus de génération d'ondes dispersives par des solitons brillants. En effet, on peut vérifier que S_1 et R_1 d'une part, et S_2 et R_2 d'autre part satisfont tous deux la condition d'accord de phase reliant les ondes dispersives aux solitons (équation 2.9). La deuxième radiation R_2 étant trop faible pour être observable sur la figure A.3(b), sa présence a été vérifiée en adaptant l'échelle de couleur (non représentée ici).

Pour mieux comprendre la dynamique précédente, on s'intéresse au domaine temporel. La figure A.4 montre les profils temporels de l'impulsion à différentes longueurs de propagation : à la fin de la section initiale GVD anormale (50 m, courbe bleue), à la fin de la section où la dispersion est normale (53 m, courbe verte), et à la fin de la troisième section (100 m, courbe rouge). Le soliton formé dans la première section atteint la barrière de potentiel avec une durée FWHM de 118 fs et puissance crête de 366 W (courbe bleue sur la figure A.4). À la fin de la seconde section de fibre, l'impulsion a subi un élargissement temporel important et a perdu sa forme sécante hyperbolique. Elle acquiert alors un profil Gaussien dont la durée FWHM est de 784 fs, soit plus de 6 fois supérieure qu'à l'entrée de la section (courbe verte sur la figure A.4). À la fin de la dernière section (courbe rouge sur la figure A.4), on peut noter la présence des deux impulsions S_1 et S_2 autour de 12.8

ps et 9.5 ps. En comparant S_1 avec le soliton entrant dans la barrière de dispersion normale, la puissance crête de ce soliton S_1 est réduite d'un facteur d'environ 2, alors que sa durée reste à peu près la même. L'impulsion S_2 étant très faible, nous avons effectué une simulation sur une distance plus importante de 200 m. On s'aperçoit que l'impulsion S_2 reste stable. Elle peut donc être associée à un deuxième soliton de faible amplitude. De ces résultats, on peut déduire qu'un soliton brillant peut passer à travers une barrière de potentiel constituée d'une courte section de fibre à dispersion normale, démontrant ainsi numériquement l'effet tunnel longitudinal.

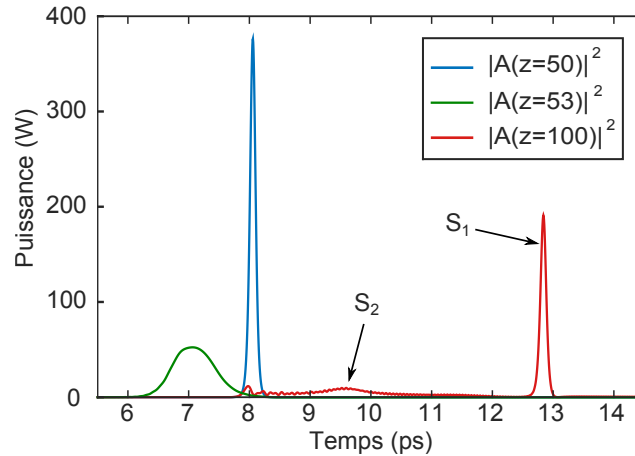


FIGURE A.4 – Profils temporels, respectivement à 50 m (bleu), 53 m (vert), et en sortie de fibre 103 m (rouge).

A.3.3 Impact de la longueur de la barrière de potentiel

Dans la sous-section précédente, nous avons vu que le passage d'un soliton brillant fondamental à travers une barrière de dispersion normale mène à la formation d'un soliton de même durée (S_1) mais également à la formation d'un second soliton (S_2) dont l'amplitude est très faible par rapport au premier. Dans cette sous-section, nous allons donc étudier l'impact de la longueur de barrière de GVD normale sur l'effet tunnel du soliton. Pour cela, on fait varier progressivement la longueur de la section tout en gardant la longueur des autres sections constante et égale à 50 m. On résout ensuite numériquement le problème de diffusion directe de Zakharov-Shabat (ZS) [138] avec la méthode de collocation de Fourier [139], en prenant le champ en sortie de la troisième fibre en condition initiale au problème. Cette analyse permet de trouver la proportion d'énergie correspondante à un ou plusieurs solitons fondamentaux dans une impulsion. Pour l'effectuer, il est nécessaire de négliger les effets dispersifs d'ordres supérieurs et l'effet Raman. La GNLSE se réduit alors à l'équation de Schrödinger intégrable (équation 2.1) pour laquelle la technique de diffusion inverse s'applique. On rappelle ici cette équation sous sa forme normalisée :

$$i \frac{\partial u}{\partial Z} + \frac{\partial^2 u}{\partial T^2} + 2|u|^2 u = 0 \quad (\text{A.2})$$

où $T = t/t_0$, $Z = z|\beta_2|/(2t_0^2)$, $u = At_0\sqrt{\gamma/|\beta_2|}$ et où t_0 est un temps de référence (par exemple 1 ps). La technique de diffusion inverse est basée sur la possibilité d'écrire cette équation sous la forme deux équations linéaires, $Y_T = L(u, \zeta)Y$ et $Y_Z = M(u, \zeta)Y$ où ζ est un paramètre spectral et $Y(T, Z, \zeta)$ est une fonction vectorielle. La première équation, développée ci-après, constitue le problème de diffusion directe de Zakharov-Shabat.

$$Y_T = \begin{pmatrix} -i\zeta & u \\ -u^* & i\zeta \end{pmatrix} Y \quad (\text{A.3})$$

Les détails de cette méthode d'analyse peuvent être trouvés dans [139]. Les valeurs propres discrètes ζ du problème de ZS sont directement liées à la puissance crête et à la vitesse du soliton. Dans le cas d'un soliton brillant fondamental, $u(T, 0) = 2\eta \operatorname{sech}(2\eta T) e^{-2i\xi T}$ avec $\zeta = \xi + i\eta$. L'amplitude du soliton est alors déterminée par 2η et sa vitesse par -4ξ . Ici, nous nous intéressons à l'amplitude du ou des soliton(s) généré(s) à la sortie de la dernière section. Cette amplitude peut donc être calculée à partir de la partie imaginaire des valeurs propres ζ du problème de ZS telle que $\sqrt{P_0} = \operatorname{Im}(\zeta)/(t_0\sqrt{\gamma/|\beta_2|})$.

Dans un premier temps, on effectue cette analyse dans le cas de la simulation précédente, *i.e.* pour une longueur de barrière de potentiel de 3 m. La condition initiale du problème est donc le champ en sortie de la dernière section ($z = 103$ m), dans lequel le résidu de la pompe a été filtré. Le spectre ZS correspondant est représenté sur la figure A.5(a). Celui-ci présente deux valeurs propres, représentées par des points bleus et rouges, ainsi que de faibles radiations, représentées par la partie continue du spectre. Ceci confirme alors la génération de deux solitons : un soliton principal S_1 avec une puissance de crête de 180 W et un soliton S_2 beaucoup plus faible, de puissance crête 9 W, en bon accord quantitatif avec les résultats numériques précédents.

La figure A.5(b) montre les résultats de l'analyse lorsque la longueur de la barrière de potentiel est changée de 0 à 14 m. Elle représente la puissance crête du ou des soliton(s) à la sortie de la troisième section de fibre par rapport à la longueur de la barrière de GVD normale. Les différentes couleurs représentent les différentes valeurs propres du problème de ZS, c'est-à-dire différents solitons. Dans un premier temps, on peut noter que l'obtention de valeurs propres discrètes du problème de ZS démontre que les impulsions sortant de la troisième fibre sont véritablement des solitons fondamentaux. Dans un deuxième temps, on peut voir que la puissance crête du soliton principal (marqueurs bleus) diminue avec l'augmentation de la longueur de la section de GVD normale. Ce résultat est cohérent avec celui que l'on peut intuitivement anticiper, car l'augmentation de la longueur de la section de GVD normale équivaut à une augmentation de la taille de la barrière de potentiel. On peut également remarquer que lorsque la longueur de la section de GVD normale atteint 3 m, un second soliton est généré (marqueurs rouges). De plus, au-delà de

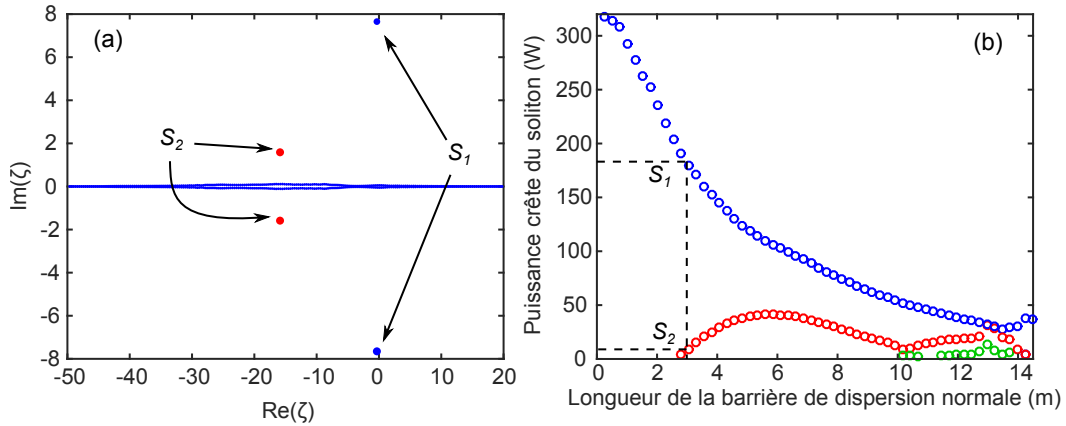


FIGURE A.5 – (a) Spectre ZS calculé dans le cas d’une barrière de dispersion normale d’une longueur de 3 m. (b) Puissance crête du soliton en sortie de fibre en fonction de la longueur de la section de fibre de GVD normale, obtenue en résolvant le problème de Zakharov-Shabat. Une couleur correspond à un soliton. La ligne pointillée horizontale correspond aux solitons dans le cas étudié numériquement et expérimentalement ensuite (3 m).

10 m, un troisième soliton est généré (marqueurs verts). Au fur et à mesure que le nombre de solitons générés augmente, la puissance crête du soliton principal (marqueurs bleus) ne cesse de diminuer.

A.4 Résultats expérimentaux

Afin d’étudier expérimentalement l’effet tunnel longitudinal du soliton, on a construit une fibre composite en soudant trois DSFs fabriquées au laboratoire dont la longueur et la longueur d’onde de dispersion nulle sont égales aux paramètres des simulations numériques précédentes. Pour générer le soliton initial, on utilise un OPO pompé par un laser Ti:Sa qui délivre des impulsions Gaussiennes de 220 fs de durée FWHM, centrées autour de 1485 nm. La puissance et la direction de polarisation de l’impulsion d’entrée sont contrôlées au moyen de lames demi-ondes et d’un polariseur afin de la régler à $P = 240$ W.

A.4.1 Mesures spectrales

À l’aide d’un OSA, on mesure le spectre à la sortie de la première section, avant la soudure, puis à la sortie de la dernière section, une fois les fibres soudées. Le résultat est montré sur la figure A.6 (a), où l’on représente le spectre à la sortie de la première section ($z = 50$ m, en noir) avec le spectre à la sortie de la dernière section ($z = 103$ m, en rouge). On représente également sur la figure A.6 (b) les spectres issus de la simulation numérique [correspondant à la figure A.3(a)], aux mêmes longueurs. En bon accord avec les résultats numériques, le soliton initial,

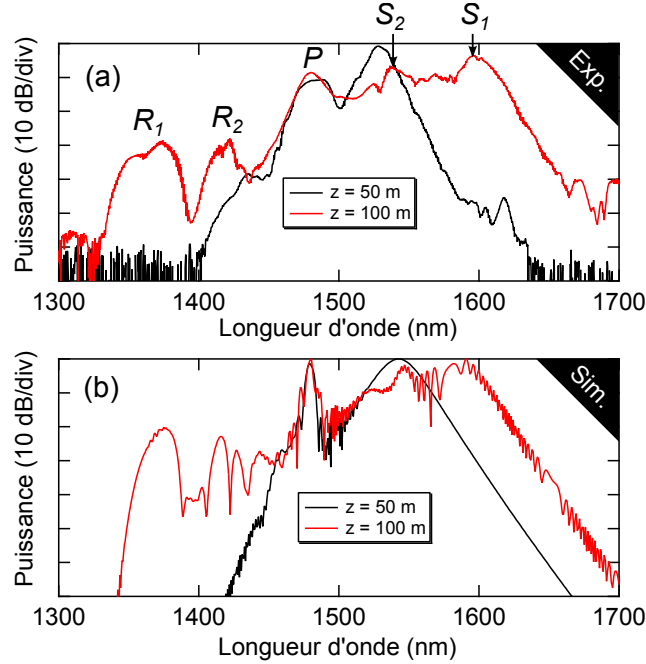


FIGURE A.6 – (a) Spectres expérimentaux mesurés à 50 m (courbe noire) et à la sortie de la fibre 103 m (courbe rouge). (b) Spectres numériques correspondants (les paramètres de la simulation sont les mêmes que pour la figure A.3).

entrant dans la section de GVD normale, peut être identifié à 1528 nm (courbe noire), et les deux solitons formés en sortie de la fibre composite S_1 et S_2 , sont visibles respectivement autour de 1597 nm et 1536 nm (courbe rouge). À 103 m, les deux ondes dispersives émises par les solitons S_1 et S_2 sont identifiables autour de 1365 nm (R_1) et autour de 1420 nm (R_2), en excellent accord avec les simulations numériques.

A.4.2 Mesures temporelles

Afin de reconstruire la dynamique temporelle observée lors de l'effet tunnel longitudinal, on effectue des mesures d'autocorrélation après des découpages successives de la fibre (cf. section 3.5.2). En filtrant spectralement le soliton principal S_1 , il est possible de suivre l'évolution de sa durée en fonction de la longueur de la fibre.

Les figures A.7 (a) à (c) montrent trois exemples de traces d'autocorrélation expérimentales (lignes rouges) enregistrées respectivement à 20 m (dans la première section de fibre où la GVD est anormale), à 53 m (dans la section de GVD normale), et à 93 m (dans la section finale de GVD anormale). Dans les deux segments de fibres où la GVD est anormale, les traces d'auto-corrélation peuvent bien être ajustées par une fonction sécante hyperbolique carrée (lignes pointillées noires), tandis que dans la section de GVD normale, l'impulsion peut être mieux ajustée par une Gaussienne (ligne pointillée noire), ce qui démontre la nature non-solitonique de l'impulsion

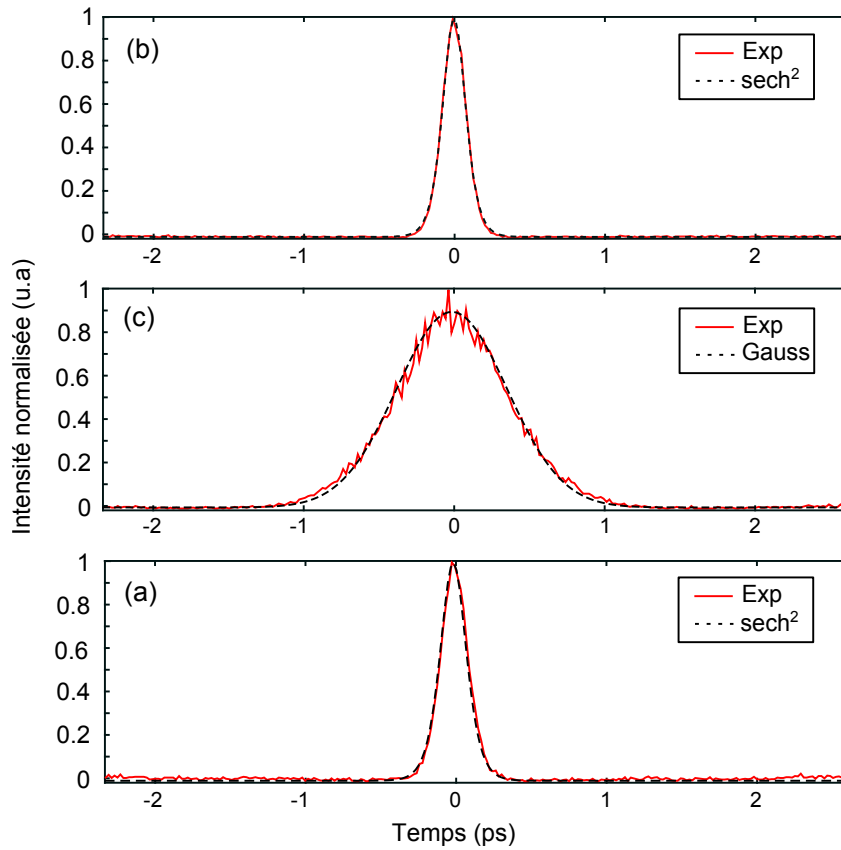


FIGURE A.7 – Évolution des traces d'autocorrélation expérimentale en rouges à (a) 20 m, (b) 53 m et (c) 93 m. Les lignes pointillées noires correspondent à l'ajustement sur une impulsion Gaussienne ou une sécante hyperbolique carré.

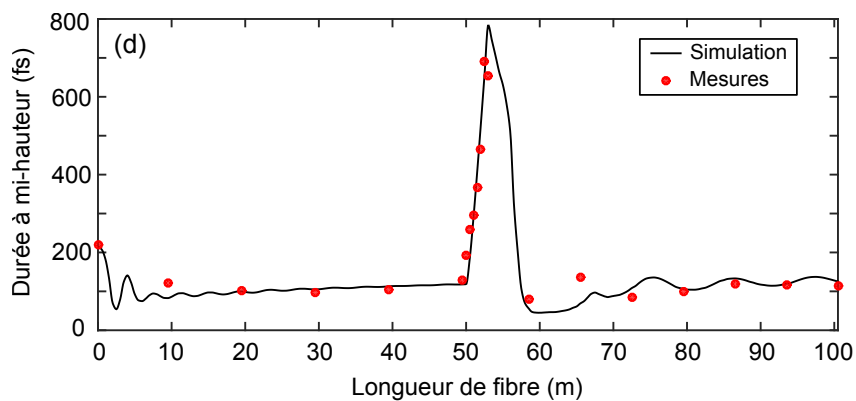


FIGURE A.8 – Comparaison entre les mesures expérimentales (points rouges) et l'évolution de la durée FWHM simulée (courbe noire) par rapport à la longueur de la fibre.

dans cette section. Sur la figure A.8, on reporte par des cercles pleins rouges la mesure de la durée de l'impulsion au cours de la propagation. On juxtapose à ces mesures, le résultat de la simulation numérique (trait plein noir), qui s'avère être en excellent accord. On peut alors voir que la durée de l'impulsion se stabilise au alentours de 118 fs, ce qui traduit la formation du soliton fondamental dans la première section de fibre. Lorsque l'impulsion pénètre dans la section de GVD normale, à 50 m, sa durée augmente rapidement. À la fin de cette section (53 m), sa durée FWHM maximale mesurée est de 690 fs. Dès que l'impulsion entre dans la dernière section de fibre de GVD anormale, elle se re-comprime jusqu'à atteindre 60 m, où sa durée se stabilise progressivement à environ 125 fs, ce qui est en excellent accord avec les résultats de la simulation. Finalement, ces mesures d'auto-corrélation confirment la nature solitonique de l'impulsion avant et après la barrière de GVD normale. De plus, elles démontrent que la durée avant la barrière de GVD normale et après sa reconstitution est très similaire. Elles fournissent ainsi une confirmation expérimentale claire de l'effet tunnel longitudinal du soliton.

A.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons observé pour la première fois un nouveau type d'effet tunnel optique d'un soliton dans lequel un soliton brillant peut traverser longitudinalement une section de fibre de GVD normale sans subir de modifications substantielles de ses propriétés. En analogie avec l'effet de tunnel quantique dans lequel la transmission est fixée par la résistance de la barrière de potentiel, les propriétés du soliton (puissance, durée), après son passage à travers une barrière de GVD normale, sont déterminées par la longueur de cette barrière.

Amplitude d'une onde dispersive émise par un soliton sombre

Cette annexe a pour but de déterminer analytiquement l'amplitude d'une onde dispersive émise par un soliton sombre. Pour cela, nous reprenons l'équation 3.2, correspondant à l'équation d'une perturbation g , exprimée dans le repère se déplaçant à la vitesse de groupe du soliton :

$$i\partial_z g + \bar{D}(i\partial_\tau)g + \gamma(2|F(\tau)|^2 g + F(\tau)^2 g^* - P_0 g) = i\frac{\beta_3}{3!}\partial_\tau^3 F(\tau). \quad (\text{B.1})$$

où l'opérateur de dispersion $D(i\partial_t)$ est développé jusqu'à l'ordre 3 et où on a défini $\bar{D}(i\partial_\tau) = -iV_s^{-1}\partial_\tau + D(i\partial_\tau)$. $F(z, t)$ correspond à un soliton sombre, solution de l'équation de Schrödinger non-linéaire pure (équation 2.1). Lorsqu'une onde dispersive est effectivement émise, g peut s'écrire sous la $g \approx Ge^{-i\Omega_r \tau}$, où Ω_r est la solution de la condition d'accord de phase (équation 3.4). Si on suppose que la dispersion de l'onde dispersive est négligeable, *i.e.* $\partial_\tau^n G = 0$ lorsque $n > 1$, et que $D(\Omega_r) \approx -\gamma P_0$, l'équation précédente devient :

$$i\partial_z G + i\bar{D}'(\Omega_r)\partial_\tau G + 2(\gamma|F|^2 - \gamma P_0)G = i\frac{\beta_3}{6}\partial_\tau^3 F e^{i\Omega_r \tau} \quad (\text{B.2})$$

Cette équation peut être résolue en se plaçant dans le repère se déplaçant à la vitesse de groupe de l'onde dispersive émise $T = \tau - \bar{D}'(\Omega_r)z$:

$$i\frac{dG}{dz} + 2(\gamma|F(T + \bar{D}'(\Omega_r)z)|^2 - q)G = i\frac{\beta_3}{6}\partial_T^3 F(T + \bar{D}'(\Omega_r)z)e^{i\Omega_r(T + \bar{D}'(\Omega_r)z)} \quad (\text{B.3})$$

Les solutions homogènes de cette équation sont :

$$G(z, T) = C(T)e^{iS(T + \bar{D}'(\Omega_r)z)} \quad (\text{B.4})$$

avec

$$S(T + \bar{D}'(\Omega_r)z) = -\frac{2\gamma P_0 T_0 \cos(\phi)}{\bar{D}'(\Omega_r)} \tanh\left(\frac{(T + \bar{D}'(\Omega_r)z) \cos(\phi)}{T_0}\right) \quad (\text{B.5})$$

On substitue maintenant cette solution dans l'équation B.3 et on fait varier C avec z :

$$C = C_0 + \frac{\beta_3}{6} \int_0^{z'} dz [\partial_T^3 F] e^{i(\Omega_r(T + \bar{D}'(\Omega_r)z) - S(T + \bar{D}'(\Omega_r)z))} \quad (\text{B.6})$$

En supposant que $C_0 = 0$, on effectue le changement de variable $x \equiv (T + \bar{D}'(\Omega_r)z)/T_0$ afin de déterminer C :

$$C \approx \left| \frac{\sqrt{P_0}\beta_3 \cos^3(\phi)}{6T_0^2 \bar{D}'(\Omega_r)} \int_{-\infty}^{\infty} dx (4\text{sech}^2(x) - 6\text{sech}^4(x)) e^{i\Delta\tilde{\omega}x} \right| \quad (\text{B.7})$$

où

$$\Delta\tilde{\omega} = \left(\frac{\Omega_r T_0}{\cos(\phi)} + \frac{2\gamma P_0 T_0 \cos(\phi)}{\bar{D}'(\Omega_r)} \right) \quad (\text{B.8})$$

Ici, nous avons effectué l'approximation $\tanh(x) \approx x$ dans $S(x)$. L'amplitude de l'onde dispersive émise $|G|$ peut donc être asymptotiquement déterminée (on fixe les limites de l'intégration à $\pm\infty$). Cette amplitude s'exprime finalement :

$$|G| = \left| \frac{\sqrt{P_0}\pi \cos^3(\phi)\beta_3}{6T_0^2 \bar{D}'(\Omega_r)} \Delta\tilde{\omega}^3 \sinh^{-1} \left(\frac{\pi\Delta\tilde{\omega}}{2} \right) \right| \propto \frac{\cos^3(\phi)}{\bar{D}'(\Omega_r)} \Delta\tilde{\omega}^3 \sinh^{-1} \left(\frac{\pi\Delta\tilde{\omega}}{2} \right) \quad (\text{B.9})$$

Énergie de l'onde générée par la collision entre une onde dispersive et un soliton sombre

L'amplitude de l'onde générée par la collision d'une onde dispersive et d'un soliton sombre peut être déterminée en considérant la collision comme un problème de diffusion [116]. Ainsi, l'onde générée joue le rôle d'onde réfléchie et l'onde dispersive celui d'onde transmise. Le soliton sombre est alors vu comme un potentiel. Lorsque la condition d'accord de phase (équation 5.7) est satisfaite, la perturbation g peut être exprimée $g = \Psi(\tau)e^{ikz}$. On substitue donc cette expression dans l'équation de la perturbation 5.3. De plus, on néglige les termes non accordés en phase et on fait l'approximation $k \approx \bar{D}(\Omega) + \gamma P_0$. On obtient alors :

$$\bar{D}(i\partial_\tau)\Psi - (2\gamma P_0 \cos^2(\varphi)\text{sech}^2(\tau \cos(\varphi)/T_0)g + \bar{D}(\Omega))\Psi = 0 \quad (\text{C.1})$$

L'interaction étudiée a lieu au voisinage de la fréquence correspondante à la vitesse de groupe du soliton (Ω_{GVM}). Ainsi, le problème peut être simplifié en effectuant la rotation de phase $\tilde{\Psi} = \Psi e^{i\Omega_{GVM}\tau}$:

$$\left(-\frac{|\beta_2(\Omega_{GVM})|}{2} \frac{d^2}{d\tau^2} + (2\gamma P_0 \cos^2(\varphi)\text{sech}^2(\tau \cos(\varphi)/T_0) - \Delta D) \right) \Psi = 0, \quad (\text{C.2})$$

où $\Delta D = -\bar{D}(\Omega) + \bar{D}(\Omega_{GVM})$ et $\beta_2(\Omega_{GVM}) = \beta_2 + \beta_3\Omega_{GVM}$. Ω_{GVM} s'exprime :

$$\Omega_{GVM} = \frac{-\beta_2 - \sqrt{\beta_2^2 + 2 \sin(\varphi)\beta_3\sqrt{\gamma\beta_2 P_0}}}{\beta_3}. \quad (\text{C.3})$$

Aux alentours de Ω_{GVM} , la dispersion peut être considérée comme parabolique. Les termes de dispersion d'ordre supérieur ont donc été négligés dans l'expression de Ω_{GVM} . La réflexion du potentiel induit par le soliton (deuxième terme de l'équation C.2) est [117] :

$$R = \frac{\cosh^2\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{16\frac{|\beta_2(\Omega_G)|}{\beta_2} - 1}\right)}{\cosh^2\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{16\frac{|\beta_2(\Omega_G)|}{\beta_2} - 1}\right) + \sinh^2\left(\frac{\pi t_0 \Delta\Omega}{\cos(\varphi)}\right)} \quad (\text{C.4})$$

où $\Delta\Omega = \Omega_p - \Omega_{GVM}$. En faisant l'hypothèse que l'onde dispersive est quasi-continue, l'énergie de l'onde générée par la collision de l'onde dispersive et du soliton

**Annexe C. Énergie de l'onde générée par la collision entre une onde
98 dispersive et un soliton sombre**

sombre peut s'exprimer :

$$E_g \propto R|D'(\Omega)| = R|\beta_2\Omega_p + \frac{\beta_3}{2}\Omega_p^2 - \sqrt{\gamma\beta_2 P_0}\sin(\varphi)| \quad (\text{C.5})$$

Bibliographie

- [1] J. S. Russell, "Report on waves," tech. rep., 14th meeting of the British association for the Advancement of Science, 1845. (Cité en page xi.)
- [2] M. H. Bazin and M. H. Darcy, "Recherches hydrauliques, deuxième partie," *Imprimerie Impériale*, vol. P. III-XV, p. 153, 1865. (Cité en page xi.)
- [3] N. J. Zabusky and M. D. Kruskal, "Interaction of "solitons" in a collisionless plasma and the recurrence of initial states," *Physical Review Letters*, vol. 15 (6), pp. 240 – 243, 1965. (Cité en pages xi et 84.)
- [4] T. Heimburg and A. D. Jackson, "On soliton propagation in biomembranes and nerves," *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 102, no. 28, pp. 9790–9795, 2005. (Cité en page xi.)
- [5] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons : From Fibers to Photonic Crystals*, vol. 1. 2003. (Cité en page xi.)
- [6] T. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby masers," *Nature*, vol. 187, p. 493, 1960. (Cité en page xi.)
- [7] A. L. Schawlow and C. H. Townes, "Infrared and optical masers," *Phys. Rev.*, vol. 112(6), pp. 1940 – 1949, 1958. (Cité en page xi.)
- [8] R. J. Collins, "Coherence, narrowing, directionality, and relaxation oscillations in the light emission from ruby," *Physical Review Letters*, vol. 5 (7), pp. 303 – 305, 1960. (Cité en page xi.)
- [9] D. Keck and P. Schultz, "Method of producing optical waveguide fibers," Jan. 16 1973. US Patent 3,711,262. (Cité en page xi.)
- [10] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, p. 142, 1973. (Cité en pages xi et 18.)
- [11] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. II. Normal dispersion," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, no. 4, pp. 171–172, 1973. (Cité en page xi.)
- [12] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers," *Physical Review Letters*, vol. 45, no. 13, p. 1095, 1980. (Cité en page xi.)
- [13] L. F. Mollenauer and K. Smith, "Demonstration of soliton transmission over more than 4000 km in fiber with loss periodically compensated by raman gain," *Optics Letters*, vol. 13 (8), pp. 675–677, 1988. (Cité en page xi.)
- [14] R. H. Stolen, L. F. Mollenauer, and W. J. Tomlinson, "Observation of pulse restoration at the soliton period in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 8 (3), pp. 186–188, 1983. (Cité en page xi.)

- [15] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, H. H. Chen, and Y. C. Lee, "Soliton at the zero-group-dispersion wavelength of a single-model fiber," *Opt. Lett.*, vol. 12, no. 8, pp. 628–630, 1987. (Cité en pages xi, 21 et 63.)
- [16] M. Nakazawa, "Soliton transmission in telecommunication networks," *IEEE Communications Magazine*, vol. 32, pp. 34–41, March 1994. (Cité en page xi.)
- [17] J. P. Gordon and H. A. Haus, "Random walk of coherently amplified solitons in optical fiber transmission," *Optics letters*, vol. 11, no. 10, pp. 665–667, 1986. (Cité en page xi.)
- [18] N. Nishizawa and T. Goto, "Compact system of wavelength tunable femtosecond soliton pulse generation using optical fibers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 3, pp. 325–327, 1999. (Cité en page xi.)
- [19] D. V. Skryabin and A. V. Gorbach, "Colloquium : Looking at a soliton through the prism of optical supercontinuum," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 82, no. 2, pp. 1287–1299, 2010. (Cité en pages xi, 21 et 64.)
- [20] Y. S. Kivshar, "Dark optical solitons : physics and applications," *Phys. Rep.*, vol. 298, no. 2-3, pp. 81–197, 1998. (Cité en pages xi et 79.)
- [21] R. Heidemann, S. Zhdanov, R. Sütterlin, H. M. Thomas, and G. E. Morfill, "Dissipative dark soliton in a complex plasma," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 135002, Mar 2009. (Cité en page xii.)
- [22] S. Burger, K. Bongs, S. Dettmer, W. Ertmer, K. Sengstock, A. Sanpera, G. V. Shlyapnikov, and M. Lewenstein, "Dark solitons in bose-einstein condensates," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, pp. 5198–5201, Dec 1999. (Cité en page xii.)
- [23] M. Taya, M. C. Bashaw, M. M. Fejer, M. Segev, and G. C. Valley, "Observation of dark photovoltaic spatial solitons," *Phys. Rev. A*, vol. 52, pp. 3095–3100, Oct 1995. (Cité en page xii.)
- [24] D. N. Christodoulides and M. I. Carvalho, "Bright, dark, and gray spatial soliton states in photorefractive media," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 12, pp. 1628–1633, Sep 1995. (Cité en page xii.)
- [25] P. Emplit, J. P. Hamaide, F. Reynaud, C. Froehly, and A. Barthelemy, "Picosecond steps and dark pulses through nonlinear single mode fibers," *Opt. Commun.*, vol. 62, no. 6, pp. 374–379, 1987. (Cité en pages xii, 25 et 52.)
- [26] A. M. Weiner, J. P. Heritage, R. J. Hawkins, R. N. Thurston, E. M. Kirschner, D. E. Leaird, and W. J. Tomlinson, "Experimental Observation of the Fundamental Dark Soliton in Optical Fibers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, pp. 2445–2448, nov 1988. (Cité en pages xii et 26.)
- [27] D. Krökel, N. J. Halas, G. Giuliani, and D. Grischkowsky, "Dark-Pulse Propagation in Optical Fibers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 60, no. 1, pp. 29–32, 1988. (Cité en pages xii et 25.)
- [28] J. P. Hamaide, P. Emplit, and M. Haelterman, "Dark-soliton jitter in amplified optical transmission systems," *Opt. Lett.*, vol. 16, pp. 1578–1580, Oct 1991. (Cité en page xii.)

- [29] D. Foursa and P. Emplit, “Experimental investigation of dark soliton amplification in an optical fibre by stimulated Raman scattering,” *Electronics Letters*, vol. 32, pp. 919–921, May 1996. (Cité en page xii.)
- [30] Y. S. Kivshar, M. Haelterman, P. Emplit, and J. P. Hamaide, “Gordon–Haus effect on dark solitons,” *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 19–21, Jan 1994. (Cité en page xii.)
- [31] W. Zhao and E. Bourkoff, “Interactions between dark solitons,” *Opt. Lett.*, vol. 14, pp. 1371–1373, Dec 1989. (Cité en page xii.)
- [32] M. Nakazawa and K. Suzuki, “Generation of a pseudorandom dark soliton data train and its coherent detection by one-bit-shifting with a mach-zehnder interferometer,” *Electronics Letters*, vol. 31, no. 13, pp. 1084–1085, 1995. (Cité en pages xii et 26.)
- [33] M. Nakazawa and K. Suzuki, “10 Gbit/s pseudorandom dark soliton data transmission over 1200km,” *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 13, pp. 1076–1077, 1995. (Cité en pages xii et 26.)
- [34] A. M. Weiner, R. N. Thurston, W. J. Tomlinson, J. P. Heritage, D. E. Leaird, E. M. Kirschner, and R. J. Hawkins, “Temporal and spectral self-shifts of dark optical solitons,” *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 16, pp. 868–870, 1989. (Cité en pages xii et 27.)
- [35] Y. S. Kivshar and V. V. Afanasjev, “Decay of dark solitons due to the stimulated Raman effect,” *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 5, pp. 285–287, 1991. (Cité en pages xii et 27.)
- [36] V. Karpman, “Stationary and radiating dark solitons of the third order nonlinear Schrödinger equation,” *Phys. Lett. A*, vol. 181, no. 3, pp. 211–215, 1993. (Cité en pages xii, 28 et 33.)
- [37] I. Oreshnikov, R. Driben, and A. V. Yulin, “Weak and strong interactions between dark solitons and dispersive waves,” *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 21, pp. 4871–4874, 2015. (Cité en pages xii et 64.)
- [38] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 5ème ed., 2013. (Cité en pages 4, 6, 7, 8, 12, 14, 17, 19, 20, 46 et 77.)
- [39] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, and J. P. De Sandro, “Properties of photonic crystal fiber and the effective index model,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 15, pp. 748–752, Mar 1998. (Cité en page 5.)
- [40] P. Russell, “Photonic crystal fibers,” *Science*, vol. 299, pp. 358–362, 2003. (Cité en pages 5 et 6.)
- [41] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, and A. D. M., “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding,” *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 1547–1549, 1996. (Cité en page 5.)
- [42] J. Stone and G. E. Walrafen, “Overtone vibrations of oh groups in fused silica optical fibers,” *The Journal of Chemical Physics*, vol. 76, pp. 1712–1722, 1982. (Cité en page 6.)

- [43] O. Humbach, H. Fabian, U. Grzesik, U. Haken, and W. Heitmann, "Analysis of oh absorption bands in synthetic silica," *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 203, pp. 19–26, 1996. (Cité en page 6.)
- [44] L. G. Cohen, C. Lin, and W. G. French, "Tailoring zero chromatic dispersion into the 1.5–1.6 μm low-loss spectral region of single-mode fibres," *Electronics Letters*, vol. 15, no. 12, pp. 334–335, 1979. (Cité en page 8.)
- [45] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating : The Measurement of Ultra-short Laser Pulses*, vol. 32. 2007. (Cité en pages 9 et 52.)
- [46] R. W. Boyd, "Nonlinear Optics," p. 640, 2008. (Cité en pages 10 et 12.)
- [47] D. Hollenbeck and C. D. Cantrell, "Multiple vibrational mode model for fiber optic raman gain spectrum and response function," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 19, p. 2886, 2002. (Cité en pages 14, 15 et 19.)
- [48] J. Hult, "A Fourth-Order Runge Kutta in the Interaction Picture Method for Simulating Supercontinuum Generation in Optical Fibers," *J. Light. Technol.*, vol. 25, no. 12, pp. 3770–3775, 2007. (Cité en page 15.)
- [49] D. H. Perigrine, "Water waves, nonlinear schrödinger equations and their solutions," *J. Austral. Math. Soc. Ser. B*, vol. 25, pp. 16–43, 1983. (Cité en page 17.)
- [50] N. N. Akhmediev, V. M. Eleonskii, and N. E. Kulagin, "Exact first-order solutions of the nonlinear schrodinger equation," *Theoretical and Mathematical Physics*, vol. 72, pp. 809–818, 1987. (Cité en page 17.)
- [51] B. Kibler, J. Fatome, C. Finot, G. Millot, F. Dias, G. Genty, N. Akhmediev, and J. M. Dudley, "The Peregrine soliton in nonlinear fibre optics," *Nat. Phys.*, vol. 6, no. 10, pp. 790–795, 2010. (Cité en page 17.)
- [52] E. Kuznetsov, "Solitons in a parametrically unstable plasma," in *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, vol. 236, pp. 575–577, 1977. (Cité en page 17.)
- [53] Y. C. Ma, "The perturbed plane-wave solutions of the cubic schrödinger equation," *Studies in Applied Mathematics*, vol. 60, no. 1, pp. 43–58, 1979. (Cité en page 17.)
- [54] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, "Discovery of the soliton self-frequency shift," *Opt. Lett.*, vol. 11, no. 10, pp. 659–661, 1987. (Cité en page 19.)
- [55] J. P. Gordon, "Theory of the soliton self-frequency shift," *Optics letters*, vol. 11, no. 10, pp. 662–664, 1986. (Cité en page 19.)
- [56] M. Erkintalo, G. Genty, B. Wetzel, and J. M. Dudley, "Limitations of the linear raman gain approximation in modeling broadband nonlinear propagation in optical fibers," *Opt. Express*, vol. 18, pp. 25449–25460, Nov 2010. (Cité en page 19.)
- [57] O. Vanvincq, A. Bendahmane, A. Mussot, and A. Kudlinski, "Partition of the instantaneous and delayed nonlinear responses for the propagation of ultra-short solitons in optical fibers," *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 85, no. 3, p. 033838, 2012. (Cité en page 20.)

- [58] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, Y. C. Lee, and 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, 1986. (Cité en pages 21 et 22.)
- [59] N. Akhmediev and M. Karlsson, “Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers,” *Phys. Rev. A*, vol. 51, no. 3, pp. 2602–2607, 1995. (Cité en pages 21, 22, 23 et 84.)
- [60] J. M. Dudley, S. Coen, G. Genty, and S. Coen, “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 78, no. 4, pp. 1135–1184, 2006. (Cité en pages 21, 45 et 47.)
- [61] M. Conforti, S. Trillo, A. Mussot, and A. Kudlinski, “Parametric excitation of multiple resonant radiations from localized wavepackets,” *Sci. Rep.*, vol. 5, no. 9433, pp. 1–23, 2015. (Cité en page 22.)
- [62] K. J. Blow and N. J. Doran, “Multiple dark soliton solutions of the nonlinear Schrödinger equation,” *Phys. Lett. A*, vol. 107, no. 2, pp. 55–58, 1985. (Cité en page 26.)
- [63] S. A. Gredeskul and Y. S. Kivshar, “Dark-soliton generation in optical fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 22, pp. 1281–1283, 1989. (Cité en page 26.)
- [64] S. A. Gredeskul and Y. S. Kivshar, “Generation of Dark Solitons in Optical Fibers,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 62, no. 8, p. 1989, 1989. (Cité en page 26.)
- [65] A. M. Weiner, J. P. Heritage, and J. A. Salehi, “Encoding and decoding of femtosecond pulses,” *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 4, pp. 300–302, 1988. (Cité en page 26.)
- [66] W. J. Tomlinson, R. J. Hawkins, A. M. Weiner, J. P. Heritage, and R. N. Thurston, “Dark optical solitons with finite-width background pulses,” *J. Opt. Soc. Am. B-Optical Phys.*, vol. 6, no. 3, pp. 329–334, 1989. (Cité en pages 26, 49 et 51.)
- [67] P. Emplit, M. Haelterman, and J. P. Hamaide, “Picosecond dark soliton over 1-km fiber at 850 nm,” *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 13, p. 1047, 1993. (Cité en page 26.)
- [68] P. Emplit and J. Hamaide, “Passive amplitude and phase picosecond pulse shaping,” *Opt. Lett.*, vol. 17, no. 19, pp. 1358–1360, 1992. (Cité en page 26.)
- [69] A. M. Weiner and A. M. Kan’an, “Femtosecond pulse shaping for synthesis, processing, and time-to-space conversion of ultrafast optical waveforms,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 4, no. 2, pp. 317–331, 1998. (Cité en page 26.)
- [70] A. M. Weiner, “Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 71, no. 5, pp. 1929–1960, 2000. (Cité en page 26.)
- [71] K. Kashiwagi, K. Mozawa, Y. Tanaka, and T. Kurokawa, “Dark soliton synthesis using an optical pulse synthesizer and transmission through a normal-dispersion optical fiber,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 25, p. 30886, 2013. (Cité en page 26.)

- [72] J. E. Rothenberg, “Dark soliton trains formed by visible pulse collisions in optical fibers,” *Opt. Commun.*, vol. 82, no. 1, pp. 107–111, 1991. (Cité en pages 26, 35 et 49.)
- [73] J. E. Rothenberg and H. K. Heinrich, “Observation of the formation of dark-soliton trains in optical fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 17, no. 4, pp. 261–263, 1992. (Cité en pages 26, 35, 49 et 79.)
- [74] R. Leners, P. Emplit, D. Foursa, M. Haelterman, and R. Kashyap, “6.1-GHz dark-soliton generation and propagation by a fiber Bragg grating pulse-shaping technique,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, no. 9, p. 2339, 1997. (Cité en pages 26 et 27.)
- [75] W. Zhao and E. Bourkoff, “Generation of dark solitons under a cw background using waveguide electro-optic modulators,” *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 8, pp. 405–407, 1990. (Cité en page 26.)
- [76] D. J. Richardson, R. P. Chamberlin, L. Dong, and D. N. Payne, “Experimental demonstration of 100GHz dark soliton generation and propagation using a dispersion decreasing fibre,” *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 16, pp. 1326–1327, 1994. (Cité en page 27.)
- [77] P. Emplit, M. Haelterman, R. Kashyap, and M. DeLathouwer, “Fiber Bragg grating for optical dark soliton generation,” *Ieee Photonics Technol. Lett.*, vol. 9, no. 8, pp. 1122–1124, 1997. (Cité en page 27.)
- [78] A. K. Atie, P. Myslinski, J. Chrostowski, and P. Galko, “Generation of multigigahertz bright and dark soliton pulse train,” *Opt. Commun.*, vol. 133, pp. 541–548, 1997. (Cité en pages 27 et 56.)
- [79] W. H. Cao, S. P. Li, and K. T. Chan, “Generation of dark pulse trains from continuous-wave light using cross-phase modulation in optical fibers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 4, pp. 510–512, 1999. (Cité en page 27.)
- [80] J. Nuño, M. Gilles, M. Guasoni, B. Kibler, C. Finot, and J. Fatome, “40 GHz pulse source based on cross-phase modulation-induced focusing in normally dispersive optical fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 6, pp. 1110–1113, 2016. (Cité en page 27.)
- [81] H. Zhang, D. Y. Tang, L. M. Zhao, and X. Wu, “Dark pulse emission of a fiber laser,” *Phys. Rev. A*, vol. 80, no. 4, p. 045803, 2009. (Cité en page 27.)
- [82] H. Yin, W. Xu, A. P. Luo, Z. C. Luo, and J. Liu, “Observation of dark pulse in a dispersion-managed fiber ring laser,” *Opt. Commun.*, vol. 283, no. 21, pp. 4338–4341, 2010. (Cité en page 27.)
- [83] Y. F. Song, J. Guo, L. M. Zhao, D. Y. Shen, and D. Y. Tang, “280 GHz dark soliton fiber laser,” *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 12, pp. 3484–7, 2014. (Cité en page 27.)
- [84] Y. S. Kivshar, “Dark-soliton dynamics and shock waves induced by the stimulated Raman effect in optical fibers,” *Phys. Rev. A*, vol. 42, no. 3, pp. 1757–1761, 1990. (Cité en page 27.)

- [85] Y. S. Kivshar, “Perturbation-induced dynamics of small-amplitude dark optical solitons,” *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 22, pp. 1273–1275, 1990. (Cité en page 27.)
- [86] Y. S. Kivshar and X. Yang, “Dynamics of dark solitons,” *Chaos, Solitons & Fractals*, vol. 4, no. 8-9, pp. 1745–1758, 1994. (Cité en page 27.)
- [87] J. L. Yu, C. N. Yang, H. Cai, and N. N. Huang, “Direct perturbation theory for the dark soliton solution to the nonlinear Schrödinger equation with normal dispersion,” *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.*, vol. 75, no. 4, pp. 1–8, 2007. (Cité en page 27.)
- [88] I. M. Uzunov and V. S. Gerdjikov, “Self-frequency shift of dark solitons in optical fibers,” *Phys. Rev. A*, vol. 47, no. 2, p. 1582, 1993. (Cité en page 27.)
- [89] X. J. Chen and Z. D. Chen, “Raman blueshift of optical dark solitons,” vol. 15, no. 11, pp. 2738–2741, 1998. (Cité en page 27.)
- [90] V. V. Afanasjev, Y. S. Kivshar, and C. R. Menyuk, “Effect of third-order dispersion on dark solitons,” *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 24, pp. 1975–1977, 1996. (Cité en pages 28, 33 et 59.)
- [91] C. Milián, D. V. Skryabin, and A. Ferrando, “Continuum generation by dark solitons,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 14, pp. 2096–2098, 2009. (Cité en pages 28, 33, 42 et 43.)
- [92] M. Conforti and S. Trillo, “Dispersive wave emission from wave breaking,” *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 19, pp. 3815–8, 2013. (Cité en pages 28 et 43.)
- [93] M. Conforti, F. Baronio, and S. Trillo, “Resonant radiation shed by dispersive shock waves,” *Phys. Rev. A*, vol. 89, no. 1, pp. 1–8, 2014. (Cité en pages 28 et 43.)
- [94] J. A. R. Williams, K. M. Allen, N. J. Doran, and P. Emplit, “The generation of quasi-continuous trains of dark soliton-like pulses,” *Optics Communications*, vol. 112, no. 5, pp. 333 – 338, 1994. (Cité en pages 35 et 49.)
- [95] K. Saitoh and M. Koshiba, “Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 1, pp. 267–274, 2005. (Cité en pages 37 et 85.)
- [96] D. V. Skryabin and A. V. Yulin, “Theory of generation of new frequencies by mixing of solitons and dispersive waves in optical fibers,” *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.*, vol. 72, no. 1, p. 016619, 2005. (Cité en pages 45, 47, 65 et 66.)
- [97] A. Demircan, S. Amiranashvili, and G. Steinmeyer, “Controlling light by light with an optical event horizon,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, no. 16, pp. 1–4, 2011. (Cité en page 46.)
- [98] C. Pulikkaseril, L. a. Stewart, M. A. F. Roelens, G. W. Baxter, S. Poole, and S. Frisken, “Spectral modeling of channel band shapes in wavelength selective switches,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 9, pp. 8458–70, 2011. (Cité en page 50.)

- [99] J. Schröder, M. A. F. Roelens, L. B. Du, A. J. Lowery, S. Frisken, and B. J. Eggleton, “An optical FPGA : Reconfigurable simultaneous multi-output spectral pulse-shaping for linear optical processing,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 1, pp. 690–697, 2013. (Cité en page 50.)
- [100] J. K. Ranka, A. L. Gaeta, A. Baltuska, M. S. Pshenichnikov, and D. A. Wiersma, “Autocorrelation measurement of 6-fs pulses based on the two-photon-induced photocurrent in a GaAsP photodiode,” *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 17, pp. 1344–1346, 1997. (Cité en page 53.)
- [101] C. H. Hage, F. Billard, B. Kibler, C. Finot, and G. Millot, “Direct temporal reconstruction of picosecond pulse by cross-correlation in semiconductor device,” *Electron. Lett.*, vol. 48, no. 13, pp. 778–780, 2012. (Cité en page 53.)
- [102] F. R. Laughton, J. H. Marsh, D. A. Barrow, and E. L. Portnoi, “The two-photon absorption semiconductor waveguide autocorrelator,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, pp. 838–845, Mar 1994. (Cité en page 53.)
- [103] T. Marest, C. Mas Arabí, M. Conforti, A. Mussot, C. Milian, D. V. Skryabin, and A. Kudlinski, “Grayness-dependent emission of dispersive waves from dark solitons in optical fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 43, no. 7, pp. 1511–1514, 2018. (Cité en pages 59 et 80.)
- [104] F. Biancalana, D. V. Skryabin, and A. V. Yulin, “Theory of the soliton self-frequency shift compensation by the resonant radiation in photonic crystal fibers,” *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.*, vol. 70, pp. 1–9, 2004. (Cité en pages 59 et 60.)
- [105] A. V. Yulin, D. V. Skryabin, and P. S. J. Russell, “Four-wave mixing of linear waves and solitons in fibers with higher-order dispersion,” *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 2411–2413, 2004. (Cité en page 63.)
- [106] A. Efimov, A. V. Yulin, D. V. Skryabin, J. C. Knight, N. Joly, F. G. Omenetto, A. J. Taylor, and P. Russell, “Interaction of an Optical Soliton with a Dispersive Wave,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, no. 21, pp. 1–4, 2005. (Cité en page 63.)
- [107] J. Santhanam and G. P. Agrawal, “Raman-induced spectral shifts in optical fibers : general theory based on the moment method,” *Opt. Commun.*, vol. 222, pp. 413–420, 2003. (Cité en page 64.)
- [108] I. Oreshnikov, R. Driben, and A. V. Yulin, “Interaction of high-order solitons with external dispersive waves,” *Opt. Lett.*, vol. 40, pp. 5554–5557, 2015. (Cité en page 64.)
- [109] C. Mas Arabí, F. Bessin, A. Kudlinski, A. Mussot, D. Skryabin, and M. Conforti, “Efficiency of four-wave mixing between orthogonally polarized linear waves and solitons in a birefringent fiber,” *Phys. Rev. A*, vol. 94, no. 6, pp. 1–5, 2016. (Cité en page 64.)
- [110] R. Driben, A. V. Yulin, A. Efimov, and B. A. Malomed, “Trapping of light in solitonic cavities and its role in the supercontinuum generation,” *Opt. Express*, vol. 21, pp. 19091–19096, 2013. (Cité en page 64.)

- [111] T. Voytova, I. Oreshnikov, A. V. Yulin, and R. Driben, “Emulation of fabry-perot and bragg resonators with temporal optical solitons,” *Opt. Lett.*, vol. 41, pp. 2442–2445, 2016. (Cité en page 64.)
- [112] S. F. Wang, A. Mussot, M. Conforti, X. L. Zeng, and A. Kudlinski, “Bouncing of a dispersive wave in a solitonic cage,” *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 14, pp. 3320–3323, 2015. (Cité en pages 64 et 84.)
- [113] S. F. Wang, A. Mussot, M. Conforti, A. Bendahmane, X. L. Zeng, and A. Kudlinski, “Optical event horizons from the collision of a soliton and its own dispersive wave,” vol. 92, no. 2, p. 023837, 2015. (Cité en pages 64 et 67.)
- [114] C. Ciret, F. Leo, B. Kuyken, G. Roelkens, and S. P. Gorza, “Observation of an optical event horizon in a silicon-on-insulator photonic wire waveguide,” *Opt. Express*, vol. 24, no. 1, p. 114, 2016. (Cité en page 64.)
- [115] T. G. Philbin, C. Kuklewicz, S. Robertson, S. Hill, F. König, and U. Leonhardt, “Fiber-optical analog of the event horizon,” *Science*, vol. 319, pp. 1367–1370, 2008. (Cité en page 64.)
- [116] A. Choudhary and F. König, “Efficient frequency shifting of dispersive waves at solitons,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 5, p. 5538, 2012. (Cité en pages 67, 68 et 97.)
- [117] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum mechanics (non-relativistic theory)*. 1977. (Cité en pages 67 et 97.)
- [118] T. Marest, C. Mas Arabí, M. Conforti, A. Mussot, C. Milian, D. V. Skryabin, and A. Kudlinski, “Emission of dispersive waves from a train of dark solitons in optical fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 11, pp. 2454–2457, 2016. (Cité en page 79.)
- [119] C. Milián, T. Marest, A. Kudlinski, and D. V. Skryabin, “Spectral wings of the fiber supercontinuum and the dark-bright soliton interaction,” *Opt. Express*, vol. 25, no. 9, p. 10494, 2017. (Cité en page 79.)
- [120] Z. Deng, J. Liu, X. Huang, C. Zhao, and X. Wang, “Dark solitons manipulation using optical event horizon,” *Opt. Express*, vol. 26, pp. 16535–16546, Jun 2018. (Cité en page 80.)
- [121] P. Parra-Rivas, E. Knobloch, D. Gomila, and L. Gelens, “Dark solitons in the Lugiato–Lefever equation with normal dispersion,” *Phys. Rev. A*, vol. 93, p. 063839, Jun 2016. (Cité en page 80.)
- [122] K. Luo, Y. Xu, M. Erkintalo, and S. G. Murdoch, “Resonant radiation in synchronously pumped passive Kerr cavities,” *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 3, p. 427, 2015. (Cité en page 80.)
- [123] S. W. Huang, A. K. Vinod, J. Yang, M. Yu, D. L. Kwong, and C. W. Wong, “Quasi-phase-matched multispectral kerr frequency comb,” *Optics letters*, vol. 42, no. 11, pp. 2110–2113, 2017. (Cité en page 80.)
- [124] P. Parra-Rivas, D. Gomila, and L. Gelens, “Coexistence of stable dark- and bright-soliton kerr combs in normal-dispersion resonators,” *Phys. Rev. A*, vol. 95, p. 053863, May 2017. (Cité en page 80.)

- [125] C. Bao and C. Yang, “Stretched cavity soliton in dispersion-managed kerr resonators,” *Physical Review A*, vol. 92, no. 2, p. 023802, 2015. (Cité en page 81.)
- [126] Y. S. Kivshar and B. A. Malomed, “Dynamics of solitons in nearly integrable systems,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 61, no. 4, pp. 763–915, 1989. (Cité en page 84.)
- [127] D. V. Skryabin, F. Luan, J. C. Knight, and P. S. J. Russell, “Soliton self-frequency shift cancellation in photonic crystal fibers,” *Science*, vol. 301, no. 5640, pp. 1705–1708, 2003. (Cité en page 84.)
- [128] A. Barak, O. Peleg, C. Stucchio, A. Soffer, and M. Segev, “Observation of soliton tunneling phenomena and soliton ejection,” *Physical review letters*, vol. 100, no. 15, p. 153901, 2008. (Cité en page 84.)
- [129] B. Gertjerenken, T. P. Billam, L. Khaykovich, and C. Weiss, “Scattering bright solitons : Quantum versus mean-field behavior,” *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 86, no. 3, pp. 1–10, 2012. (Cité en page 84.)
- [130] V. N. Serkin, V. A. Vysloukh, and J. R. Taylor, “Soliton Spectral Tunnelling Effect,” *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 1, pp. 12–13, 1993. (Cité en page 84.)
- [131] C. H. Wang, T. M. Hong, R. K. Lee, and D. W. Wang, “Particle-wave duality in quantum tunneling of a bright soliton,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 20, pp. 22675–22682, 2012. (Cité en page 84.)
- [132] S. Wang, H. Guo, D. Fan, X. Bai, and X. Zeng, “Analysis of cascaded soliton spectral tunneling effect in segmented fibers with engineered dispersion,” *IEEE Photonics J.*, vol. 5, no. 6, 2013. (Cité en page 84.)
- [133] D. Anderson, M. Lisak, B. Malomed, and M. Quiroga-Teixeiro, “Tunneling of an optical soliton through a fiber junction,” *JOSA B*, vol. 11, no. 12, pp. 2380–2384, 1994. (Cité en page 84.)
- [134] E. N. Tsoy and C. M. De Sterke, “Theoretical analysis of the self-frequency shift near zero-dispersion points : Soliton spectral tunneling,” *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 76, no. 4, p. 043804, 2007. (Cité en page 85.)
- [135] W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise, “Area theorem and energy quantization for dissipative optical solitons,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, pp. 1978–1982, Oct 2010. (Cité en page 85.)
- [136] A. Kudlinski, S. F. Wang, A. Mussot, and M. Conforti, “Soliton annihilation into a polychromatic dispersive wave,” *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 9, pp. 2142–2145, 2015. (Cité en page 86.)
- [137] F. Braud, M. Conforti, A. Cassez, A. Mussot, and A. Kudlinski, “Solitonization of a dispersive wave,” *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 7, pp. 1412–1415, 2016. (Cité en page 86.)
- [138] A. Shabat and V. Zakharov, “Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media,” *Soviet physics JETP*, vol. 34, no. 1, p. 62, 1972. (Cité en page 89.)

- [139] J. Yang, *Nonlinear waves in integrable and nonintegrable systems*, vol. 16. Siam, 2010. (Cité en pages 89 et 90.)

Bibliographie de l'auteur

Publications dans des journaux internationaux à comité de lecture

[1] **T. Marest**, C. Mas Arabí, M. Conforti, A. Mussot, C. Milián, D. V. Skryabin, and A. Kudlinski, "Dark soliton and dispersive wave collision in optical fiber," *Opt. Express* (accepté).

[2] **T. Marest**, C. Mas Arabí, M. Conforti, A. Mussot, C. Milián, D. V. Skryabin, and A. Kudlinski, "Grayness-dependent emission of dispersive waves from dark solitons in optical fibers," *Opt. Lett.* 43, 1511-1514 (2018).

[3] **T. Marest**, F. Braud, M. Conforti, S. Wabnitz, A. Mussot, and A. Kudlinski, "Longitudinal soliton tunneling in optical fiber," *Opt. Lett.* 42, 2350-2353 (2017).

[4] C. Milián, **T. Marest**, A. Kudlinski, and D. V. Skryabin, "Spectral wings of the fiber supercontinuum and the dark-bright soliton interaction," *Opt. Express* 25, 10494-10499 (2017).

[5] **T. Marest**, C. Mas Arabí, M. Conforti, A. Mussot, C. Milián, D. V. Skryabin, and A. Kudlinski. "Emission of dispersive waves from a train of dark solitons in optical fibers." *Opt. Lett.* 41 (11), 2454-2457 (2016).

Communications orales dans des conférences internationales

(Le nom de l'orateur est souligné)

[1] M. Conforti, G. Xu, C. Mas Arabí, **T. Marest**, A. Bendahmane, A. Kudlinski, A. Mussot, "Dispersive shock waves in optical fibers", Days on Diffraction Conference, *International Symposium on Nanophotonics and Metamaterials*, June 4-8, 2018, St. Petersburg, Russia.

[2] **T. Marest**, C. Mas Arabí, M. Conforti, A. Mussot, C. Milián, D. V. Skryabin and A. Kudlinski, "Dispersive wave emission from dark solitons and their collision in optical fibers", *Days on Diffraction Conference, International Symposium on Nanophotonics and Metamaterials*, June 4-8, 2018, St. Petersburg, Russia.

[3] **T. Marest**, F. Braud, M. Conforti, A. Mussot, S. Wabnitz, and A. Kudlinski, "Longitudinal soliton pure tunneling in optical fiber," *European Conference on Lasers and Electro-Optics and European Quantum Electronics Conference*, (Optical Society of America, 2017), paper EE 3 4, June 25-29, 2017, Munich, Germany.

[4] **T. Marest**, M. Conforti, A. Mussot, and A. Kudlinski, "Interactions between solitons and dispersive waves in photonic crystal fibers", *XVII International conference foundations and advances in nonlinear science*, Sept. 27-30, 2016, Minsk, Biélorussia.

Communications orales dans des conférences nationales

[1] **T. Marest**, C. Mas Arabí, M. Conforti, A. Mussot, C. Milian, D. Skryabin et A. Kudlinski, "Emission d'ondes dispersives par un train de solitons noirs", *Journée Nationale d'optique guidée*, Jul. 4-7, 2017, Bordeaux.

Workshop

[1] **A. Kudlinski**, **T. Marest**, C. Mas Arabí, M. Conforti, C. Milián, D. V. Skryabin, and A. Mussot, "Dispersive wave emission from dark solitons in an optical fiber", *Progress in Nonlinear Photonics : Waveguides and Resonators*, March 28 - 29, 2018, Bath, UK.

[2] **A. Kudlinski**, **T. Marest**, C. Mas Arabí, A. Mussot, C. Milian, D. V. Skryabin and M. Conforti, "Dispersive wave emission from dark solitons and their collision in optical fibers", *Workshop on Nonlinear Photonics to be held at Novosibirsk State University*, August 21-24, 2018, Novosibirsk, Russia.

Solitons sombres et ondes dispersives dans les fibres optiques

Résumé : Cette thèse a pour objectif l'étude expérimentale de la propagation de solitons sombres temporels et leur dynamique non-linéaire aux abords de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique. Les contributions présentées se concentrent sur deux axes.

Tout d'abord, nous nous concentrons sur la génération d'ondes dispersives par des solitons sombres. Pour cela, plusieurs techniques de génération de solitons sont mises en œuvre. La première, basée sur la collision de deux impulsions laser, permet de générer un train de quasi-solitons sombres. En fonction du nombre de solitons composant le train et de la puissance en entrée de la fibre, nous observons l'émission d'une seule ou de plusieurs ondes dispersives, ainsi que la génération de supercontinua spectraux. Ces continua peuvent être formés grâce à l'émission d'ondes dispersives évoluant en solitons brillants. Ceux-ci interagissent avec le train de solitons sombres, produisant alors de nouvelles composantes spectrales. La deuxième technique de génération de solitons sombres utilise un ensemble de deux façonneurs d'ondes optique. Au moyen de mesures spectrales et de corrélation croisée, nous montrons que cette technique permet la génération de solitons sombres isolés dont la longueur d'onde, la phase, la profondeur et la durée peuvent être ajustées précisément. Ainsi, nous montrons que la variation de ces paramètres modifie la longueur d'onde des ondes dispersives émises.

Le second axe est consacré à la collision optique entre un soliton noir ou gris et une onde dispersive. En réemployant la technique précédente, nous générons simultanément le soliton sombre et l'onde dispersive dans une fibre optique. Nous montrons alors théoriquement, numériquement et expérimentalement, que la collision mène à un décalage en fréquence de l'onde dispersive incidente. Suivant une relation d'accord de phase spécifique, nous montrons que ce décalage spectral varie en fonction de la profondeur du soliton et de la longueur d'onde de l'onde dispersive.

Mots clés : Solitons optiques temporels, optique non-linéaire, fibre optique

Dark solitons and dispersive waves in optical fibers

Abstract : The aim of this thesis is to experimentally study the propagation of temporal dark solitons and their nonlinear dynamics around the zero-dispersion wavelength of an optical fiber. The presented contributions focus on two axes.

First, we focus on the generation of dispersive waves by dark solitons. For this, several techniques of solitons generation are implemented. The first one, based on the collision of two laser pulses, allows to generate a train of dark quasi-solitons. Depending on the number of solitons in the train and the input power, we observe the emission of one or more dispersive waves, as well as the generation of super-continua. These continua can be formed thanks to the emission of dispersive waves which evolve into bright solitons. Therefore, these bright solitons interact with the dark soliton train and produce new spectral components. The second technique to generate dark solitons, uses a set of two waveshapers. By means of spectral and cross-correlation measurements, we show that this technique allows the generation of isolated dark solitons whose wavelength, phase, depth and duration can be precisely adjusted. Thus, we show that the variation of these parameters modifies the wavelength of the emitted dispersive waves.

The second axis is devoted to the optical collision between a black or a gray soliton with a dispersive wave. Using the previous technique, we generate both the dark soliton and the dispersive wave in an optical fiber. We then show theoretically, numerically and experimentally, that the collision leads to a frequency shift of the incident dispersive wave. According to a specific phase matching, we show that this spectral shift varies as a function of the soliton grayness and also of the dispersive wave wavelength.

Keywords : Temporal optical solitons, nonlinear optics, optical fiber
